



HAL
open science

Modélisation multiphysique des transitoires d'insertion de réactivité et méthodologie de validation appliquée au réacteur CABRI

Jean-Marc Labit

► **To cite this version:**

Jean-Marc Labit. Modélisation multiphysique des transitoires d'insertion de réactivité et méthodologie de validation appliquée au réacteur CABRI. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Grenoble Alpes [2020-..], 2020. Français. NNT: 2020GRALI043 . tel-03066663

HAL Id: tel-03066663

<https://theses.hal.science/tel-03066663>

Submitted on 15 Dec 2020

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : Mécanique des fluides, procédés, énergétique
Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par
Jean-Marc Labit

Thèse dirigée par **Elsa Merle**, Professeure, Université Grenoble Alpes
et co-encadrée par **Nathalie Seiler** et **Olivier Clamens** (CEA)

préparée au sein du **Laboratoire d'Études et de Modélisation des
Systèmes DES/IRENE/DER/SESI/LEMS**
dans l'**Ecole Doctorale I-MEP2**

Modélisation multiphysique des transitoires d'in- sertion de réactivité et méthodologie de validation appliquée au réacteur CABRI

Thèse soutenue publiquement le **15 octobre 2020**, devant le jury composé
de :

Docteur Catherine COLIN

Professeure, IMFT, Rapportrice

Docteur Andrei RINEISKI

Chef de Section Transmutation and Safety, KIT, Rapporteur

Marine ANDERHUBER

Ingénieure, CEA, Examinatrice

Docteur Michel GRADECK

Professeur, Université de Lorraine, Président du jury

Docteur Axel LAUREAU

Chercheur, EPFL, Examineur

Docteur Elsa MERLE

Professeur, Université Grenoble Alpes, co-directrice de thèse

Docteur Fabien PERDU

Ingénieur-chercheur, CEA, Examineur

Docteur Pierre RUYER

Ingénieur-chercheur, IRSN, Examineur

Docteur Olivier CLAMENS

Ingénieur-chercheur, CEA, Invité, co-encadrant de thèse

Docteur Nathalie SEILER

Ingénieure-chercheuse, CEA, Invitée, co-directrice et co-encadrante de thèse



AVANT-PROPOS

“Mélancolie.

C'est le sentiment habituel de notre imperfection.”

Encyclopédie de Diderot

“Quel est l'intérêt ?” Cette question peut se poser pour à peu près toute action et toute réflexion. Elle n'est pas si anodine, tant elle soulève de contradictions dans nos intentions, tant elle laisse d'incertitude sur ce dont on parle réellement. De l'intérêt pour l'humanité, la nature, le bonheur, la technologie ? Il y a énormément de manières d'envisager la physique, d'envisager sa nécessité, son intérêt. Elle est nécessaire, au sens premier, dans la mesure où elle est l'expression d'une chose indissociable de l'être : la curiosité. En cela, sa pratique n'a pas besoin d'avoir un intérêt matériel. Elle permet de prendre de la distance avec les apparences, les opinions, les convictions des autres et de soi-même. Elle peut finalement être vue comme l'étape intermédiaire dans la sortie de la caverne : la rencontre avec le grand feu qui l'éclaire. Une étape qui permet de prendre conscience que les ombres dansantes ne sont que des images, avant l'accès aux idées, au sens platonicien, c'est-à-dire “ce qu'on a vu” il y a longtemps, et qui est inscrit en nous mais que nous avons oublié. Si elle ne permet pas à elle seule de sortir de la caverne, elle entretient le questionnement et la curiosité, la critique et le doute. Elle a donc un fondement dans l'essence de ce que nous sommes et nous devrions rester : des êtres curieux, désireux de comprendre, capables d'abstraction grâce à ces réminiscences d'idées en eux, qui leur permettent de concevoir un atome, un neutron, un photon sans pourtant en avoir jamais directement vu.

Il ne faut pas grand chose pour que le prisonnier, fort de son apprentissage, retourne s'enchaîner avec ses compagnons au fond de la caverne afin d'adoucir un peu, grâce à son expérience, l'existence des siens et d'oublier le tourment que la reconnaissance de son ignorance lui apportait. Alors il construit du superflu, de l'accessoire pour oublier le nécessaire, il s'entoure de choses qui semblent présenter un intérêt matériel immédiat, dans ce jeu si distrayant d'ombres primaires.

“Quel est l'intérêt ?” Ce problème a une infinité de solutions ou bien n'en a aucune. On pourrait volontiers, pour se libérer des contraintes prosaïques que l'on pose sur la pratique de la physique, répondre “Aucun. Tout cela n'a aucun intérêt”. C'est peut-être la réponse la plus satisfaisante, en ceci qu'elle rend à la physique sa définition première : l'étude de la nature, et sa raison d'être : notre curiosité.

Remerciements

Audacieux lecteur, sois assuré que j’ai tout fait pour résumer le plus possible mon travail dans ce mémoire et que je n’ai pas parlé de l’insignifiant coefficient de perte de charge et de la manière dont je l’ai calculé, des calculs STAR-CCM, de la variabilité du β et des 3 pcm que m’a permis de gagner telle ou telle amélioration. En revanche, j’écris ici comme je suis, sans chercher à limiter le nombre de mots car, chez moi, les remerciements ne peuvent être succincts lorsqu’ils sont écrits.

Le 15 octobre 2020 a mis fin à trois années intenses et avec elles à un lien quotidien et viscéral avec ses muses qu’étaient Joie et Peine, Fierté et Doute, Espoir et Déception. Étant par nature, comme le préconisait en son temps Jean Giono, un “joyeux pessimiste”, je tiens d’abord à remercier Elsa Merle qui m’a permis de tenir ce chemin et a admirablement su diriger ma thèse avec toutes les qualités qu’on lui connaît, et parmi lesquelles je citerai celles qui m’ont tant aidé au cours de ces trois dernières années : son positivisme, sa bonne humeur et sa confiance. Elle a su être en même temps sur les fronts de la technique, des tâches administratives de thèse¹, et du moral lorsque elle avait affaire à mes excès de scepticisme envers moi-même. Merci pour toute sa patience, pour ses encouragements, pour les réunions grenobloises qui apportaient alors cette belle lumière des Alpes à ces trois années.

Je remercie sincèrement mes rapporteurs Catherine Colin et Andrei Rineiski d’avoir accepté de lire mon mémoire de thèse et d’avoir pu, malgré le triste contexte de l’année 2020, participer à ma soutenance de thèse. Merci également au président du jury, Michel Gradeck, pour m’avoir sans vergogne qualifié de “machine” le jour de la soutenance, ainsi que tous les examinateurs : Pierre Ruyer, Marine Anderhuber, Axel Laureau et Fabien Perdu, pour les échanges techniques diversifiés lors de la soutenance. Je remercie Manuel Saez et Jean-Michel Ruggieri, et son successeur Gérard Mignot, de m’avoir accueilli dans leur laboratoire et service.

Une journée au CEA aurait été bien vide sans cet environnement qui m’a permis de réaliser cette thèse dans de bonnes conditions. Merci donc à Johann Lecerf pour le trafic de données expérimentales, pour ses conseils techniques, nos échanges “guitare” ainsi que les soirées, passées et à venir, à jouer tranquillement au *bottleneck* au soleil couchant. Merci également à la petite équipe du SESI : Jean-Baptiste, Elisabetta, Clément, Paolo, Alessandro, Laura et à tous ceux avec qui j’ai pu échanger au cours de ces trois années. Je pense également à Manon, pour son aide de toute circonstance et sa patience face à mon manque chronique de chance qu’elle a su, non sans son impatience corse, magistralement pallier ces trois années, et que je n’ai jamais dérangée pour des motifs futiles tels que l’arrosage des plantes². Je songe aussi à Baptiste, pour avoir toujours été en réunion lorsque j’avais une question sérieuse sur CATHARE ou quand je soutenais ma thèse, mais aussi pour nos discussions et les apéros à 20h. J’ai espoir qu’un jour il réussisse à commencer son histoire avant que tout le monde ne soit déjà parti de la salle café. Merci beaucoup à Xavier et Blandine pour nos covoiturages, pour tous les bus de 18h30 qu’ils

1. Conçues pour mettre à l’épreuve la résistance psychologique des doctorants et celle, mécanique, de leurs souris d’ordinateur.

2. Ce pour plusieurs raisons : d’abord parce qu’elle n’est pas responsable faune et flore, et surtout parce que les plantes du bâtiment sont hideuses.

m'ont permis d'éviter et les échanges et parties de rire qui s'ensuivaient alors, véritables bouffées d'oxygène au cours de cette troisième année. Côté Saclay, je remercie Marine Anderhuber et Julie Daron pour leur aide précieuse, qui m'a permis de "frelater" efficacement les sources CATHARE, pour leur disponibilité et leur réactivité.

J'adresse également tout mon soutien aux doctorants et post-doctorants du service : Martin, Charly, Aude, Marlène, Thibault, Reda, Eszter, Georis et Idris. Sachez qu'on ne vous paiera que les congés payés et non les RTT en fin de thèse. Ne faites donc pas comme moi qui me retrouve à la fin de ma thèse avec 26 congés payés et 11 RTT non pris. Merci également à mes prédécesseurs : Francisco, Kévin, Édouard *et al.* qui m'ont donné des conseils meilleurs que celui que je donne ici. Je remercie aussi mon co-bureau Georis pour nos discussions, nos dépressions mutuelles lorsque venait le temps de la réinscription à l'école doctorale et que les règles changeaient sans qu'elles soient précisées nulle part et aussi de m'avoir définitivement convaincu d'abandonner Word.

Merci énormément à tous ceux qui se sont déplacés pour ma soutenance : Pierre, Delphine, Ludo (qui m'avaient pourtant prévenu), JC (qui a un doctorat aussi, mais de dentiste), Poloch, Zyzy³, Elisabetta (que je cite deux fois ici pour me faire pardonner), mon oncle et ma tante.

J'en viens maintenant à ma famille qui m'a façonné avec exigence et bienveillance. Je remercie mes parents, qui m'ont toujours poussé à garder les yeux et l'esprit ouverts et m'ont offert l'accès à toutes ces choses qui font la colonne vertébrale d'une vie : la musique, la lecture, les échanges philosophiques, la culture, la contemplation. C'est d'ailleurs sans doute à cause d'eux si aujourd'hui ces remerciements sont si longs. Je remercie ma sœur et mon frère⁴, mes cousines et cousins, mes tantes et oncles pour nos moments de bonheur et de rire en famille. Merci à mes grands parents qui m'ont également forgé, ma grand-mère par sa poésie et sa vitalité, mon grand-père par sa patience, son souci du détail et sa grande bonté. Tous m'ont apporté qualités et défauts, et je remercie Pauline d'avoir su, en toute bienveillance, réduire progressivement ces derniers et me soutenir pendant toutes ces années et pas seulement ces trois années de thèse qui ont dû lui sembler bien longs.

Je tiens enfin à adresser toute ma gratitude à mes encadrants. Jean-Pascal tout d'abord, qui a proposé cette thèse et qui l'a suivie avec attention sur sa première moitié. Merci à Olivier pour sa bonne humeur, son calme, sa confiance et toute l'aide technique qu'il m'a apportée : sur CABRI, sur la neutronique, sur les incertitudes et pour avoir cherché à promouvoir nos travaux. J'espère que mes réticences à passer trop de temps sur les propagations d'incertitudes ne lui auront pas fait de regrets.

Alors que s'écrivent les dernières lignes de cette thèse, mes pensées et toute ma gratitude vont à Nathalie. Depuis mon stage en 2015, j'ai vu en toi tous les grands traits que je prêtais à la physique. Il n'y avait jamais de hasard, ni d'à-peu-près, ni rien qu'on ne pouvait expliquer à force de volonté et de persévérance. Ainsi m'avaient envahi l'envie de travailler avec toi comme celle de te ressembler. Ce fut un horizon tout neuf qui se révélait à moi, prometteur d'espoir et de lumière, et c'est en assistant à ta soutenance d'HDR que je songeai pour la première fois à faire une thèse. Tu as su me faire confiance et je te remercie pour ta présence technique et ta présence humaine qui toutes deux n'ont jamais failli. Merci d'avoir été cette physicienne et cette personne que je devais, si difficile que cela pouvait me paraître alors, chaque jour un peu plus admirer.

À Selonnet, ce 14 novembre 2020.

3. Qu'il me semblait essentiel d'appeler ici par son surnom que feu l'équipe AUSY lui avait octroyé.

4. Que je finirai bien un jour par battre à Cossacks.

Table des matières

REMERCIEMENTS	I
NOMENCLATURE	VII
INTRODUCTION	1
<hr/>	
	Problématique
	3
I	CONTEXTE 5
I.1	Quelques éléments sur le fonctionnement d'une centrale nucléaire 5
I.1.1	La fission de l'atome 5
I.1.2	La vie d'un neutron dans un cœur de réacteur. 6
I.1.3	La récupération de l'énergie de réaction 6
I.1.4	Exemple d'un Réacteur à Eau Pressurisée 7
I.2	Physique des réacteurs nucléaires 9
I.2.1	Les équations de la neutronique 9
I.2.2	Cinétique des réacteurs. 11
I.2.3	Le calcul de la réactivité et les contre-réactions neutroniques 14
I.3	Les accidents de réactivité 15
I.3.1	Présentation générale de la phénoménologie d'un RIA. 15
I.3.2	L'accident de Tchernobyl. 15
I.4	Le réacteur CABRI 16
I.4.1	Historique et fonctionnement du réacteur 16
I.4.2	Composants du réacteur 17
I.5	Modélisation physique et outils de calcul 20
II	PHYSIQUE DES TRANSITOIRES CABRI 23
II.1	Introduction 24
II.2	Temps caractéristiques des phénomènes 26
II.2.1	Conduction dans le crayon 26
II.2.2	Établissement des transferts convectifs. 27
II.2.3	Bilan 30
II.3	Thermohydraulique 31
II.3.1	Thermohydraulique du cœur CABRI 31
II.3.2	Thermohydraulique des barres transitoires. 33
II.3.3	Ordres de grandeur des phénomènes thermohydrauliques 35
II.3.4	Bilan 39
II.4	Thermomécanique 40
II.4.1	Contraintes et déformations dans le crayon combustible. 40
II.4.2	Calcul de la pression de contact lors de l'interaction pastille-gaine 42
II.4.3	Ordres de grandeur des phénomènes thermomécaniques. 43
II.4.4	Bilan 45

II.5	Neutronique	45
II.5.1	La contre-réaction liée à l'effet Doppler	45
II.5.2	La contre-réaction liée au modérateur	46
II.5.3	La contre-réaction liée à la dilatation de la gaine	47
II.5.4	L'effet TOP.	47
II.5.5	Ordres de grandeur des phénomènes neutroniques.	48
II.5.6	Bilan	51
II.6	Construction d'un PIRT des transitoires CABRI-RIA.	51
II.7	Conclusion	53
III	ÉLABORATION D'UNE DÉMARCHE DE VALIDATION	55
III.1	De la nécessité de la séparation des phénomènes	55
III.2	Mesures disponibles dans le réacteur CABRI et exploitables pour la validation	56
III.3	Stratégie de séparation des phénomènes dans les transitoires CABRI.	57
III.3.1	Séparation en temps	57
III.3.2	Séparation en énergie déposée	58
III.3.3	Bilan	58
III.4	Méthodologie de validation et choix des transitoires.	61
III.4.1	Méthodologie de validation.	61
III.4.2	Choix de la base de validation	62
III.5	Choix d'un OCS	63
III.5.1	Le code CATHARE2.	63
III.5.2	Le code TRIPOLI4.	66
III.6	Conclusion	67
Modélisation des transitoires CABRI-RIA et validation		71
IV	MODÉLISATION NEUTRONIQUE	75
IV.1	Cinétique neutronique du cœur	75
IV.1.1	Rappels sur la cinétique ponctuelle	75
IV.1.2	Modélisation neutronique du cœur de CABRI et paramètres cinétiques	76
IV.1.3	Valeur des paramètres cinétiques.	76
IV.2	Calcul de la réactivité	77
IV.2.1	Calcul de l'insertion de réactivité	77
IV.2.2	Calcul de la réactivité des barres de contrôle	78
IV.2.3	Calcul de l'apport en réactivité des contre-réactions.	79
IV.3	La question de l'effet TOP.	81
IV.4	Conclusion	83
V	MODÉLISATION THERMOHYDRAULIQUE GÉNÉRALE ET THERMOMÉCANIQUE	85
V.1	Thermohydraulique	86
V.1.1	Modélisation du circuit d'eau du cœur.	86
V.1.2	Modélisation du cœur	88
V.1.3	Modélisation du circuit des barres transitoires.	89
V.1.4	Bilan	98
V.2	Thermomécanique	98
V.2.1	Déformation des milieux	98
V.2.2	Prise en compte de l'interaction pastille-gaine	99
V.3	Conclusion	99

VI	MODÉLISATION DES PHÉNOMÈNES THERMOHYDRAULIQUES EN TRANSITOIRE RAPIDE	101
VI.1	Études expérimentales de la thermohydraulique en transitoire rapide.	102
VI.1.1	Échanges thermiques en vase.	102
VI.1.2	Échanges thermiques en convection forcée	103
VI.1.3	Bilan	105
VI.2	Échanges thermiques monophasiques dans le cadre des transitoires CABRI .	106
VI.2.1	Conduction pure	106
VI.2.2	Superposition de la conduction et de la convection	107
VI.2.3	Proposition d'un coefficient d'échange thermique valable au cours d'un transitoire CABRI	109
VI.3	Atteinte de l'ébullition nucléée.	112
VI.4	Échanges en ébullition nucléée	115
VI.5	Atteinte du flux critique en écoulement sous-saturé	117
VI.6	Calcul des paramètres nécessaires aux modèles	120
VI.7	Conclusion	121
VII	RÉSULTATS DE CALCUL AVEC CATHARE2 PALANTIR	123
VII.1	Résultats de modélisation des transitoires choisis pour la démarche de validation	124
VII.1.1	Transitoires R pour la validation de l'insertion de réactivité	124
VII.1.2	Transitoires D pour la validation de l'effet Doppler	127
VII.1.3	Transitoires T-D pour la validation de l'effet Doppler et de l'effet TOP	129
VII.1.4	Bilan	139
VII.2	Effet de l'ajout du modèle URGAP	139
VII.3	Effet de la modification du Nusselt laminaire	143
VII.3.1	Effet sur une SD1	143
VII.3.2	Effet sur les SD2	143
VII.3.3	Effet sur les DD	143
VII.3.4	Bilan	146
VII.4	Effet de la modification de la carte d'écoulement	147
VII.4.1	Effet du changement de la carte d'écoulement sur un calcul <i>Best-Estimate</i>	147
VII.4.2	Calcul pour différentes épaisseurs de jeu pastille-gaine	151
VII.5	Conclusion	151
VIII	ANALYSES DE SENSIBILITÉ ET PROPAGATION DES INCERTITUDES	155
VIII.1	Traitement des incertitudes	156
VIII.1.1	Identification des paramètres incertains	156
VIII.1.2	Les paramètres d'intérêt des calculs	156
VIII.1.3	La plateforme URANIE	158
VIII.2	Études de sensibilité	158
VIII.2.1	Méthode de Morris	158
VIII.2.2	Transitoire T3-D4	159
VIII.2.3	Transitoire T4-D5	162
VIII.2.4	Bilan	165
VIII.3	Études de propagation d'incertitudes	165
VIII.3.1	Génération d'un plan d'expérience et propagation d'incertitudes . . .	165
VIII.3.2	Transitoire T3-D4	165
VIII.3.3	Transitoire T4-D5	170
VIII.3.4	Bilan	176

VIII.4	Besoins expérimentaux pour la poursuite de la démarche de validation des outils	176
VIII.4.1	Sur le plan neutronique	176
VIII.4.2	Sur le plan thermohydraulique	177
VIII.5	Conclusion	178
	CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	179

	Annexes	183
A	PROPRIÉTÉS PHYSIQUES DES FLUIDES ET MATÉRIAUX	183
B	CALCUL DES ORDRES DE GRANDEUR DES PHÉNOMÈNES 3D DANS LE CŒUR DE CABRI	185
C	PRÉCISIONS SUR LE CALCUL DE L'ÉNERGIE NÉCESSAIRE À L'OBTENTION DE L'EFFET TOP	189
D	DÉMONSTRATION DE L'EXPRESSION DE LA NAPPE ET DU PROFIL DE CONTRE-RÉACTION DOPPLER	191
E	CARACTÉRISATION DES VANNES AVEC UN MODÈLE ANALYTIQUE DE DÉTENTE DE JOULE GAY-LUSSAC	199
F	ÉTUDE À DEUX DIMENSIONS DE L'ÉCOULEMENT DANS LES BARRES TRANSITOIRES	215

	Bibliographie	229
--	----------------------	------------

Nomenclature

Toutes les variables utilisées dans ce document sont présentées dans la nomenclature. Les variables les moins usuelles sont systématiquement décrites dans le corps du texte à leur première occurrence. En revanche, les variables les plus communes (comme la masse volumique ρ , la température T , la pression P etc.) ne sont pas explicitées dans le but de conserver une certaine fluidité dans la lecture de la thèse. Par ailleurs, afin d'éviter certains conflits de variables, des lettres de l'alphabet phénicien sont utilisées et décrites dans la nomenclature.

Acronymes

AG3	Alliage d'aluminium
BCS	Barres de Contrôle et de Sécurité
BEP	Boucle à Eau Pressurisée
BEPU	Best-Estimate Plus Uncertainties
BT	Barres Transitoires
CAO	Conception Assistée par Ordinateur
CATHARE	Code Avancé de THERmohydraulique pour les Accidents dans les Réacteurs à Eau
CFD	Computational Fluid Dynamics
CR	Contre-Réaction neutronique
DD	Double dépressurisation
EC	Eau Cœur
GUITHARE	Logiciel de visualisation et de post-traitement des modélisations CATHARE
HP	Haute Pression
IFP	Iterated Fission Probability
IPG	Interaction Pastille-Gaine
JDD	Jeu De Données
LMH	Largeur à Mi-Hauteur
OBD	Onset of Boiling Driven regime (début de l'ébullition nucléée établie)
OCS	Outil de Calcul Scientifique
ONB	Onset of Nucleate Boiling (démarrage de l'ébullition nucléée)
OV	Overshoot (maximum local de température en situation transitoire)
PALANTIR	Projet d'Amélioration des Lois et Approximations en Neutronique et Thermo-hydraulique pour les Insertions de Réactivité
RCA	Réacteur Critique Associé
RIA	Reactivity-Initiated Accident

SD1	Simple Dépressurisation par la voie “gros débit”	
SD2	Simple Dépressurisation par la voie “petit débit”	
TOP (effet)	Réaction d’ionisation de l’hélium ${}^3\text{He}(n;p){}^3\text{H}$	
TRIPOLI	OCS du CEA de résolution de l’équation du transport des neutrons par méthode Monte-Carlo	
URANIE	Plateforme Incertitude et Optimisation du CEA	

Géométrie

Π_c	Périmètre chauffant	m
D	Diamètre	m
e	Épaisseur	m
H	Hauteur du cœur	m
h_{03}	Course de la vanne de réglage VABT03	mm
h_{04}	Course de la vanne de réglage VABT04	mm
h_{vanne}	Course des vannes de réglage (VABT03 ou VABT04)	mm
$n(i)$	Nombre de crayons dans l’assemblage i	
n_r	Nombre de mailles radiales dans le combustible	
n_t	Nombre de crayons total dans le cœur	
n_z	Nombre de mailles axiales dans le combustible	
S ou A	Section de passage	m^2
V_i	Volume de combustible de l’assemblage i	
$V_m(i_r, i_z)$	Volume de la maille radiale i_r de la maille axiale i_z	

Indices

Thermomécanique

c, j, g	Combustible, jeu et gaine
e, f, d	Élasticité, fluage et dilatation thermique
i, e	Intérieur et extérieur

Neutronique

5,8	${}^{235}\text{U}$ et ${}^{238}\text{U}$
ext	Extérieure
f, a, s	Fission, absorption, diffusion
mod, dop, dil	Modérateur, Doppler, dilatation

Thermohydraulique

p	Paroi
∞	Loin de la paroi
$conv, cond$	Convection, conduction
sat	Saturation

Thermomécanique

ϵ	Déformation
ν	Coefficient de Poisson

a	Coefficient de dilatation thermique linéique	K^{-1}
R_a	Rugosité	
$R_{p0,2}$	Limites d'élasticité à 0,2%	
u	Déplacement	m
σ	Contrainte	Pa
E	Module d'Young	Pa
p	Pression	Pa
Neutronique		
α_x	Coefficient d'anti-réactivité lié au phénomène x (modérateur, Doppler, dilatation) ("Aleph")	
β	Fraction effective de neutrons retardés	pcm
β_i	Fraction effective de neutrons retardés du groupe i	pcm
Ξ	Énergie libérée par une réaction (J) ("Hé")	J
$\vec{\Omega}$	Direction du neutron	
\vec{r}	Position du neutron	
Φ	Flux neutronique scalaire	$n/cm^2/s$
Ψ	Fonction de forme de répartition spatiale des neutrons dans le cœur	n/cm^3
ψ	Flux neutronique angulaire	$n/cm^2/s$
ρ	Réactivité ("Resh")	
λ_x	Champ scalaire gouvernant l'insertion d'anti-réactivité lié au phénomène x (modérateur, Doppler, dilatation) ("Yod")	
E	Énergie du neutron	J
F_{xyCR}, F_{zCR}	Facteurs radial et axial de forme de contre-réaction	
F_{xy}, F_z	Facteurs radial et axial de forme flux neutronique	
ϵ	Facteur de fission rapide	
η	Facteur de reproduction	
Λ	Temps de vie des neutrons	s
Λ^*	Temps de génération des neutrons	s
λ_i	Constante de désintégration des précurseurs de neutrons retardés du groupe i	s^{-1}
ν	Nombre de neutrons moyen produits par fission	
Σ	Section efficace macroscopique	cm^{-1}
σ	Section efficace microscopique	cm^2
C_i	Puissance neutronique provenant de la génération des neutrons retardés du groupe i	W
c_i	Nombre total de noyaux précurseurs de neutrons retardés du groupe i	
D	Coefficient de diffusion	cm
E_d	Énergie déposée dans le cœur au cours d'un transitoire	J
f	Facteur d'utilisation thermique	
k_∞	Coefficient de multiplication infini	

k_{eff}	Coefficient de multiplication effectif	
N	Nombre total de neutrons dans le cœur	
N_i	Densité atomique de l'élément i (combustible, uranium 235, modérateur etc.)	m^{-3}
p	Facteur anti-trappe	
P_n	Puissance neutronique	W
RM	Rapport de modération	
s	Source neutronique	n/s
$\$$	Unité de réactivité spécifique au cœur considéré ($1\$ = \beta$)	

Opérateurs et variables mathématiques

d^3r	Volume élémentaire
div	Divergence
$\overrightarrow{\text{grad}}$	Gradient
\mathcal{L}	Transformation de Laplace
Δ	Laplacien scalaire
$\overrightarrow{\Delta}$	Laplacien vecteur
p	Fréquence complexe de Laplace

Thermohydraulique

α	Coefficient de diffusion thermique (indiqué si conflit avec taux de vide)	m^2/s
α	Taux de vide (ou taux de présence si la phase est spécifiée)	
β	Coefficient de dilatation thermique volumique (indiqué)	K^{-1}
β	Coefficient de masse ajoutée	
δ_t, δ_c	Épaisseurs de couche limite thermique et cinématique	m
γ	Indice adiabatique	
λ	Conductivité thermique	W/m/K
\overrightarrow{J}	Flux thermique dans le fluide	W/m^2
ϕ	Flux thermique	W/m^2
ϕ_{crit_p}	Flux thermique critique en permanent	W/m^2
ϕ_{crit}	Flux thermique critique	W/m^2
ρ	Masse volumique	kg/m^3
ρ_m	Masse volumique du mélange diphasique = $\alpha\rho_v + (1 - \alpha)\rho_l$	kg/m^3
τ	Période d'excursion du flux en paroi	s
τ_i	Forces volumiques visqueuses à l'interface	J/m^3
τ_x	Temps caractéristique d'établissement des transferts thermiques dans le milieu x	s
τ_{vor}	Temps caractéristique de transport de matière radialement par turbulence dans la couche limite	s
Bi	Nombre de Biot	
C_k	Coefficient de frottement pariétal avec la phase k	

c_p	Capacité calorifique massique	J/kg/K
C_v	Capacité de la vanne	U.S.gallons.PSI ^{-1/2}
c_x	Vitesse du son dans le gaz x	m/s
d	Densité	
D_h	Diamètre hydraulique	m
f	Coefficient de frottement pariétal	
Fo	Nombre de Fourier	
G	Flux de masse	kg/m ² /s
g	Accélération de la pesanteur	m/s ²
g_z	Composante de \vec{g} selon \vec{u}_z	m/s ²
Gz	Nombre de Graetz	
H	Enthalpie	J
h	Coefficient d'échange conducto-convectif	W/m ² /K
h	Enthalpie massique	J/kg
M	Masse molaire	kg/mol
N_A	Constante d'Avogadro	mol ⁻¹
Nu	Nombre de Nusselt	
P	Pression	Pa
P_i	Pression à l'interface	Pa
p_v	Puissance volumique	W/m ³
Pe	Nombre de Peclet	
Pr	Nombre de Prandtl	
Q_m	Débit massique	kg/s
q_{ke}	Flux thermique réduit échangé à l'interface vers la phase k	W/m ³
q_{pk}	Flux thermique échangé entre la paroi et la phase k ou l'interface i	W/m ²
R	Constante des gaz parfaits	J/mol/K
r_x	Constante spécifique du gaz x	J/kg/K
R_{st}	Taux de stratification	
Re	Nombre de Reynolds	
T	Température	K
U	Énergie interne	J
u	Énergie interne massique	J/kg
V	Volume	m ³
v	Vitesse	m/s
x_T	Rapport de chute de pression maximal dans la vanne	
X_{th}	Titre thermodynamique	
Y	Fonction de compression du fluide dans la vanne	

Introduction

La production d'énergie électrique par la fission de l'atome a très tôt soulevé dans l'opinion publique de grandes inquiétudes. On ne cite pourtant que trois accidents civils majeurs dans l'histoire de cette industrie : Three Mile Island, Tchernobyl et Fukushima Daiichi, mais qui ont eu (surtout pour les deux plus récents) des conséquences sérieuses sur l'environnement. La gestion du risque nucléaire est de ce fait rapidement devenue une question incontournable dans certaines sociétés. Le retour d'expérience de l'exploitation de ces centrales ainsi que l'accroissement des capacités informatiques ont permis de construire des outils numériques pour appréhender la complexité des transitoires accidentels, qui s'étendent de la première cause (l'initiateur) jusqu'aux éventuelles retombées. Beaucoup de recherches ont été effectuées pour améliorer notre compréhension physique, et pour cela de grands moyens ont été investis à travers le monde dans des installations expérimentales. Ces installations avaient pour but d'accompagner le développement de nouveaux modèles physiques, de valider les outils de calcul numériques en comparant leurs résultats à l'expérience et, si les phénomènes devenaient bien trop complexes pour ces outils, et les paramètres excessivement incertains, de vérifier directement la conservation des marges de sûreté au cours d'un transitoire accidentel.

Aujourd'hui, la réduction drastique des moyens pour la recherche et la quête de la rentabilité immédiate ont peu à peu eu raison des installations expérimentales du passé. L'avenir provisoire se trouve désormais dans la modélisation numérique, les propagations d'incertitudes et le *machine learning*. Toutefois, le besoin de validation des outils de calcul et la demande toute légitime d'une précision croissante de leurs résultats se font de plus en plus pressants. Les dernières installations expérimentales offrent une possibilité de donner une réponse à ces besoins.

Par la modélisation des transitoires d'insertion de réactivité et la proposition d'une méthodologie de validation s'appuyant sur les résultats d'expériences menées au sein du réacteur CABRI, cette thèse s'inscrit dans cet objectif.

Les accidents de réactivité, plus communément appelés RIA (*Reactivity-Initiated Accident*), sont des accidents très intenses menant aux limites des modèles communément utilisés dans la plupart des outils de calcul actuels. Il s'agit d'une augmentation exponentielle de puissance, insensible à la moindre opération humaine, et pouvant de ce fait mener à des conséquences dramatiques si le réacteur ne dispose pas, naturellement, de contre-réactions permettant de faire diminuer la puissance. C'est ce type d'accident qui a eu lieu le 26 avril 1986 à Tchernobyl.

Ces transitoires sont également très "multiphysiques" dans la mesure où il font intervenir la neutronique (par l'évolution de la puissance et de sa répartition spatiale dans le cœur), la thermohydraulique (par les échanges thermiques et donc le refroidissement du cœur) et la thermomécanique (par la déformation des structures). Leur modélisation est donc complexe et demande une précision suffisante dans chacun de ces domaines ainsi qu'un couplage numérique approprié de la simulation de ces phénomènes physiques.

Le réacteur CABRI, situé sur le site du CEA de Cadarache a été fondé par l'IRSN dans l'objectif d'étudier le comportement du combustible des cœurs de réacteurs nucléaires au cours de ce type de transitoires. Par ses caractéristiques uniques, il offre la possibilité de valider des outils de

calcul dans le cadre de la modélisation des transitoires de type RIA.

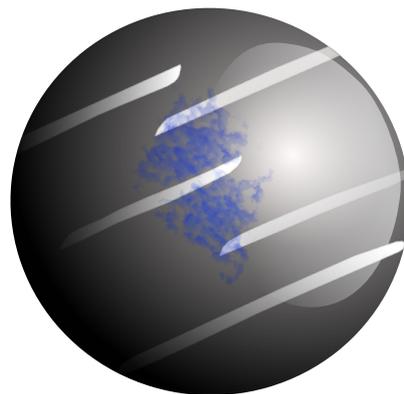
Le travail effectué au cours de cette thèse est résumé dans ce mémoire. La première partie a pour objectif de présenter la problématique, par la description des RIA et du réacteur CABRI ; puis la physique de ces transitoires ainsi que la démarche de validation séquentielle et progressive qui a été construite en accord avec les mesures disponibles dans le réacteur CABRI. Cette démarche s'appuie sur une étude analytique des différents phénomènes pouvant intervenir au cours des RIA et dans le réacteur CABRI.

Une seconde partie présente les modèles qui ont été ajoutés dans CATHARE2 (Code Avancé de Thermohydraulique pour les Accidents dans les Réacteurs à Eau), outil de calcul du CEA pour la modélisation des transitoires accidentels, et qui ont mené à la construction d'une version spécifique de cet outil de calcul, baptisée PALANTIR : Projet d'Amélioration des Lois et Approximations en Neutronique et Thermohydraulique pour les Insertions de Réactivité. Ces modèles concernent la neutronique et également la thermohydraulique en situation de transitoire rapide. Des études plus spécifiques ont également été réalisées afin d'améliorer la modélisation physique de phénomènes présents dans le réacteur CABRI. Ensuite, les résultats obtenus sont présentés en cohérence avec la démarche de validation. La modélisation de ces transitoires étant extrêmement sensible aux différents paramètres, un dernier chapitre présente des études de sensibilité à ces paramètres incertains ainsi que les résultats de propagations de ces incertitudes.

REMARQUE : Le renvoi d'un certain nombre d'études et de résultats dans les annexes a permis d'éclaircir le discours et d'éviter, dans le cœur du mémoire, de trop longues digressions. Leur lecture donnera néanmoins au lecteur les explications nécessaires à la compréhension de l'origine des différents modèles physiques implémentés dans CATHARE2 PALANTIR ainsi que des détails sur les calculs analytiques réalisés dans le cadre de l'étude de la physique des RIA.

Première partie

Problématique



Chapitre I

Contexte

Sommaire

I.1	QUELQUES ÉLÉMENTS SUR LE FONCTIONNEMENT D'UNE CENTRALE NUCLÉAIRE . . .	5
I.1.1	La fission de l'atome	5
I.1.2	La vie d'un neutron dans un cœur de réacteur	6
I.1.3	La récupération de l'énergie de réaction	6
I.1.4	Exemple d'un Réacteur à Eau Pressurisée	7
I.2	PHYSIQUE DES RÉACTEURS NUCLÉAIRES	9
I.2.1	Les équations de la neutronique.	9
I.2.2	Cinétique des réacteurs.	11
I.2.2.1	Établissement des équations de la cinétique ponctuelle	11
I.2.2.2	Hypothèses et limitations de la cinétique ponctuelle	13
I.2.2.3	Interprétation des équations de la cinétique ponctuelle	13
I.2.3	Le calcul de la réactivité et les contre-réactions neutroniques	14
I.3	LES ACCIDENTS DE RÉACTIVITÉ	15
I.3.1	Présentation générale de la phénoménologie d'un RIA	15
I.3.2	L'accident de Tchernobyl	15
I.4	LE RÉACTEUR CABRI	16
I.4.1	Historique et fonctionnement du réacteur	16
I.4.2	Composants du réacteur	17
I.4.2.1	Le circuit de refroidissement du cœur	17
I.4.2.2	Le cœur du réacteur	17
I.4.2.3	Le circuit des barres transitoires.	18
I.4.2.4	La boucle à eau pressurisée	19
I.4.2.5	L'instrumentation dans le réacteur.	19
I.5	MODÉLISATION PHYSIQUE ET OUTILS DE CALCUL	20

I.1 QUELQUES ÉLÉMENTS SUR LE FONCTIONNEMENT D'UNE CENTRALE NUCLÉAIRE

I.1.1 La fission de l'atome

Une centrale nucléaire à fission, quelle que soit sa technologie, extrait de l'énergie de la fission d'isotopes lourds, dits "fissiles". Ces isotopes disposent d'un nombre impair de nucléons (^{235}U , ^{239}Pu), caractéristique qui les rend moins stables et plus susceptibles de capter un neutron. Cela

est pris en compte dans la formule de Bethe-Weizsäcker sous la forme d'un terme d'appariement (ou de parité) permettant de quantifier la modification apportée par le nombre pair ou impair de nucléons (protons et neutrons) dans l'énergie de liaison du noyau. Une fois que le noyau lourd a capté ce neutron, plusieurs chemins de désintégration du noyau composé ainsi formé sont possibles, dépendant notamment du noyau considéré et de l'énergie du neutron. Celui libérant le plus d'énergie est celui donnant une fission de l'atome cible (fissile), c'est-à-dire menant à sa séparation en ce qu'on appelle des produits de fission, noyaux plus légers et plus stables que le noyau composé. Ces produits de fissions restent dans l'absolu très instables et suivront également plusieurs désintégrations successives. La libération d'énergie dans le combustible est principalement issue du ralentissement de ces produits de fission (en seulement 10^{-12} s) qui échauffent le combustible. La fission ainsi obtenue est également responsable de la réémission de plusieurs neutrons (environ 2,5 neutrons) et de l'émission de photons gamma, emportant également une partie de l'énergie totale libérée lors de la fission.

I.1.2 La vie d'un neutron dans un cœur de réacteur

Dans un réacteur nucléaire, le combustible peut se présenter sous diverses formes. La plus répandue est l'oxyde d'uranium, à des degrés d'enrichissement (concentration d'Uranium 235) divers, qui peut être conditionné en crayons (empilement de pastilles cylindriques contenues dans une gaine) ou en plaques. L'enrichissement dépend du type de réacteur nucléaire. Le combustible n'est donc pas composé uniquement d'atomes fissiles. Il contient d'autres composants qui peuvent interagir avec les neutrons, et en particulier l'Uranium 238 (principal composant de l'uranium naturel).

Chacun de ces noyaux peut donc réagir de manière différente avec le neutron incident. Cela est quantifié par la notion de "section efficace", qui permet de connaître la probabilité d'obtenir une réaction (capture radiative, fission, diffusion, etc.) pour chaque noyau en fonction de l'énergie du neutron. La section efficace dite "microscopique" est issue de mesures réalisées sur des installations expérimentales dédiées, rapportant en quelque sorte la probabilité de réaction d'un seul noyau avec un neutron d'énergie donnée. La section efficace macroscopique prend en compte la densité atomique N des noyaux dans un milieu. On écrit, si σ est la section efficace microscopique et Σ la section macroscopique :

$$\Sigma = N\sigma \quad (\text{I.1})$$

Le neutron, de sa naissance à sa capture, va voir son énergie évoluer, en fonction des différents chocs qu'il subira dans le cœur du réacteur avec les différents noyaux, jusqu'à une limite asymptotique minimale qui est l'énergie dite de thermalisation du neutron. Il sera donc intéressant, selon le concept du réacteur nucléaire, d'amener le neutron à une énergie qui permettra de fissionner l'atome voulu. On dispose parfois d'un élément supplémentaire dans le cœur du réacteur appelé "modérateur" dont le rôle est de ralentir les neutrons avant de les renvoyer dans le combustible à une énergie plus faible, afin d'augmenter la probabilité de fission. Un exemple de trajet d'un neutron dans un réacteur est représenté schématiquement en fig. I.1. Un neutron issu d'une fission peut donc subir une absorption, générer une fission ou sortir du réacteur. Cela sera expliqué de manière plus formelle dans la suite de ce document.

I.1.3 La récupération de l'énergie de réaction

Afin de récupérer l'énergie ainsi générée dans le cœur nucléaire, un réfrigérant circule entre les éléments combustibles et s'échauffe. Son rôle est double dans la mesure où il doit également assurer le refroidissement du combustible. Il emporte donc l'énergie récupérée en un autre point du réacteur où cette énergie pourra être transmise à un système de conversion d'énergie et à un alternateur qui produira de l'électricité. Plusieurs circuits intermédiaires peuvent se succéder à travers des échangeurs comme dans l'exemple des réacteurs à eau pressurisée, dans le but d'assurer le confinement des matières radioactives.

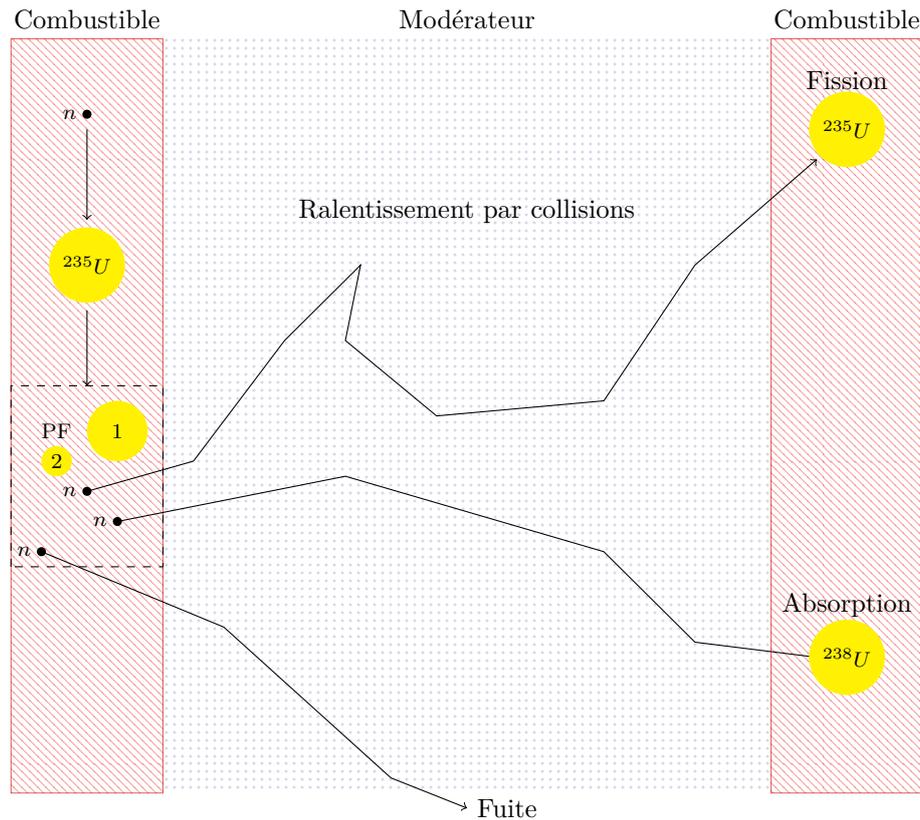


FIGURE I.1 – Exemple des trajets possibles d'un neutron de sa naissance à sa mort dans un réacteur hétérogène

I.1.4 Exemple d'un Réacteur à Eau Pressurisée

En France, la production est aujourd'hui assurée par un parc de 56 réacteurs à eau pressurisée. Le cœur de ces réacteurs est constitué de crayons combustibles d' UO_2 enrichis en ^{235}U à un taux d'environ 3 à 5%, gainés d'un alliage de zirconium. L'atome fissionné est majoritairement l' ^{235}U . Sa probabilité de fission est plus élevée si le neutron incident dispose d'une énergie faible. Le modérateur doit donc permettre de ralentir très rapidement le neutron. Il s'agit d'eau liquide, qui sert également de réfrigérant, suffisamment pressurisée pour assurer son état liquide en fonctionnement nominal ($P = 155 \text{ bar}$, $T \approx 320^\circ\text{C}$). Le fluide circule dans un circuit primaire et transfère son énergie à un circuit secondaire à travers un échangeur de chaleur (appelé générateur de vapeur). Le fluide secondaire est lui-même porté à ébullition et entraîne un turbo-alternateur qui produit l'électricité.

La stabilité du réacteur nucléaire est garantie par un système de grappes d'absorbants neutroniques de deux principaux types : les barres de contrôle permettent de contrôler la réaction en fonctionnement et les barres d'urgence chutent dans le cœur en cas de problème et étouffent la réaction en chaîne. La stabilité intrinsèque de ces réacteurs tient du type de combustible choisi et de son modérateur. En effet, lorsque la température augmente dans le combustible (*i.e.* la puissance du réacteur augmente), la probabilité d'absorption des neutrons par l' ^{238}U augmente. De la même façon, lorsque le modérateur s'échauffe, le ralentissement des neutrons devient moins efficace. Ces deux phénomènes physiques permettent de réduire le nombre de neutrons thermiques et donc de réduire la puissance du réacteur. Cela forme ce qui s'appelle les contre-réactions thermiques du réacteur, garantissant sa stabilité en exploitation. Ces éléments vont être définis sur le plan théorique dans la partie suivante, traitant de la physique des réacteurs.

La gaine entourant le combustible constitue la première barrière de sûreté. Le circuit primaire

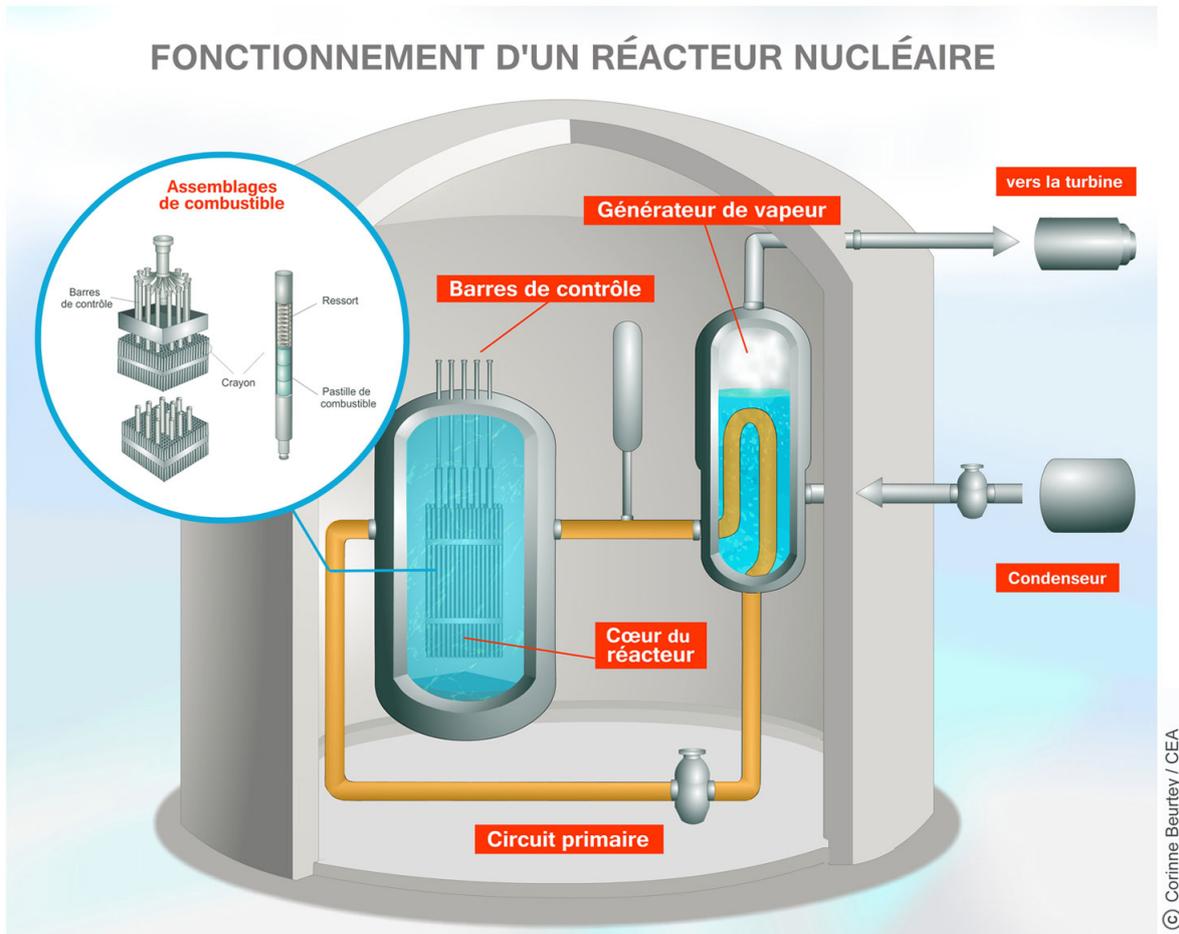


FIGURE I.2 – Fonctionnement d'un réacteur nucléaire de type REP [1]

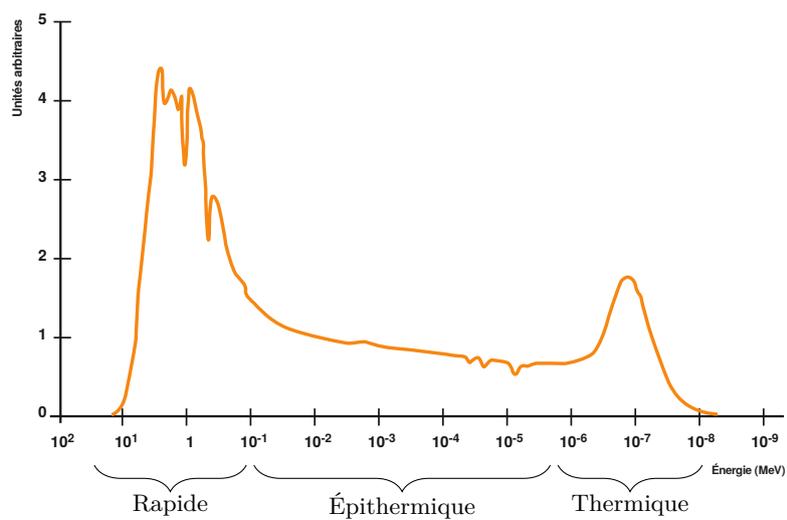


FIGURE I.3 – Spectre neutronique d'un réacteur nucléaire de type REP [2]

forme la deuxième barrière et l'enceinte de confinement, matérialisée par le Bâtiment Réacteur, constitue la troisième barrière de sûreté.

La fig. I.3 présente en unités arbitraires le spectre d'un REP, c'est-à-dire la distribution en énergie de la population des neutrons dans le cœur du réacteur. On observe deux pics de population : un premier dans le domaine rapide, dû aux neutrons rapides émis par les fissions, et une bosse en thermique, due à la présence d'un modérateur qui ralentit les neutrons. C'est dans ce domaine (domaine thermique) qu'a lieu la majorité des fissions. Le domaine intermédiaire, appelé épithermique, est le domaine du ralentissement des neutrons. C'est dans cette zone que le neutron a de fortes chances d'être absorbé par les résonances de capture de l'uranium 238. Ce phénomène sera présenté plus précisément dans la partie I.2.

I.2 PHYSIQUE DES RÉACTEURS NUCLÉAIRES

I.2.1 Les équations de la neutronique

Le transport des neutrons dans la matière est décrit par l'équation de Boltzmann. Il s'agit d'un bilan de population de neutrons en fonction de leur énergie, leur position et leur direction à un instant donné, quantifiant les disparitions par absorption, les fuites, les changements d'énergie liés aux interactions dont les diffusions et les productions (par fission notamment) ainsi que la présence d'éventuelles sources neutroniques. La résolution numérique de cette équation, extrêmement complexe, permet de connaître la répartition des neutrons et leur vecteur vitesse (ou plus simplement le flux neutronique) dans un cœur et donc les taux de réaction (absorption, diffusion, fission) en chaque point, chaque énergie et chaque direction.

L'estimation du flux neutronique peut être approchée par les équations de la diffusion. On peut simplifier le problème en homogénéisant le réacteur : les sections efficaces ne dépendent pas de la position. Toutes les directions sont isoprobables (isotropie) et le flux ne dépend donc pas de la direction. On obtient une équation sur le flux scalaire Φ condensé à un groupe d'énergie [3] :

$$D\Delta\Phi + \nu\Sigma_f\Phi - \Sigma_a\Phi = 0 \quad (\text{I.2})$$

Où Σ_f est la section efficace macroscopique de fission, Σ_a celle d'absorption, ν est le nombre moyen de neutrons produits par fission et D est le coefficient de diffusion des neutrons, qui peut être calculé de manière à corriger l'approximation d'isotropie, en prenant en compte le fait que les neutrons sont diffusés préférentiellement "vers l'avant". Cette équation constitue donc un bilan entre les fuites (premier terme de l'équation), les neutrons issus des fissions (deuxième terme) et les disparitions par absorption (troisième terme). On écrit généralement cette équation sous la forme :

$$\Delta\Phi + \frac{k_\infty - 1}{D/\Sigma_a}\Phi = 0 \quad (\text{I.3})$$

Cette équation fait intervenir une grandeur importante : le facteur de multiplication infini, noté k_∞ :

$$k_\infty = \frac{\nu\Sigma_f}{\Sigma_a} \quad (\text{I.4})$$

Ce facteur représente le rapport entre les productions de neutrons par fissions et les disparitions par absorptions, c'est-à-dire le facteur multiplicatif d'évolution du nombre de neutrons dans le milieu sans la prise en compte des fuites neutroniques, pour un milieu fictif qui serait "infini". Afin de décrire le comportement d'un cœur réel, on définit une grandeur appelée le coefficient de multiplication effectif : k_{eff} . Si ce coefficient vaut 1, la réaction en chaîne est entretenue, le nombre de neutrons est stable (les productions sont compensées par les fuites et les absorptions), le réacteur est à l'état critique. S'il est inférieur ou supérieur à 1, le nombre

de neutrons diminue ou augmente. On parle respectivement de sous-criticité et de sur-criticité. On écrit :

$$k_{eff} = k_{\infty} P_{nf_1} P_{nf_2} \quad (\text{I.5})$$

P_{nf_1} et P_{nf_2} sont respectivement les probabilités de non-fuite du neutron dans le domaine rapide et le domaine thermique, et on décrit généralement le k_{∞} avec la formule des quatre facteurs (expliquée sur la fig. I.4) :

$$k_{\infty} = \epsilon p \eta f \quad (\text{I.6})$$

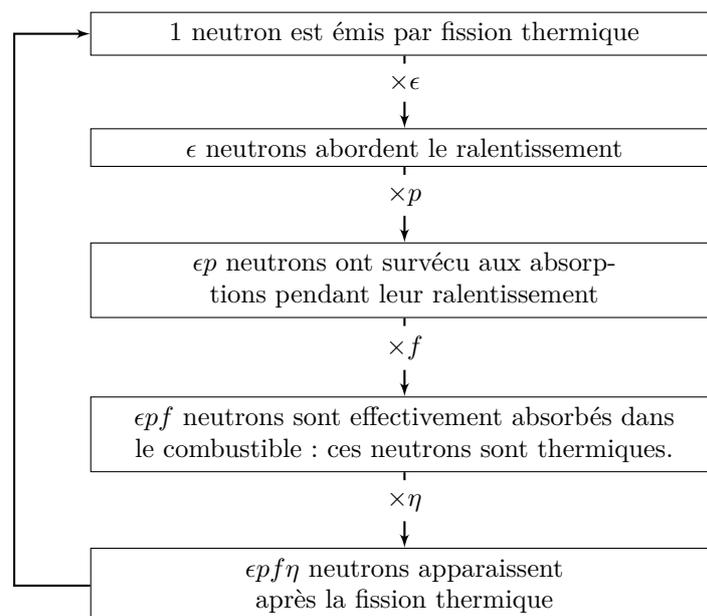


FIGURE I.4 – Illustration de la formule des quatre facteurs

Les quatre facteurs sont définis comme [4] :

- ϵ est le facteur de fission rapide, prenant en compte le fait que certaines fissions peuvent être causées par des neutrons rapides qui émettent alors des neutrons ;
- p est le facteur anti-trappe, décrivant la probabilité pour un neutron de ne pas être absorbé durant le ralentissement, notamment par les résonances de capture radiative de l' ^{238}U ;
- f est le facteur d'utilisation thermique, quantifiant la probabilité qu'un neutron thermique conduise à une capture par un atome dans le combustible ;
- η est le nombre de neutrons émis après fission thermique sur le nombre de neutrons absorbés par le combustible.

Cette formule permet d'identifier également une autre grandeur, utile à la compréhension de la stabilité d'un cœur vis-à-vis de la quantité de modérateur : le rapport de modération. Cette grandeur est le rapport entre la densité atomique de noyaux de modérateur sur celle de combustible. Dans la formule des quatre facteurs, ϵ et η ne dépendent pas de la quantité de modérateur. En revanche, le produit pf dépend fortement de la quantité de modérateur par rapport à la quantité de combustible. En effet, il détermine le nombre de neutrons qui, après avoir survécu aux absorptions, seront absorbés par un atome fissile. Si p augmente en fonction du rapport de modération du fait de la quantité décroissante d' ^{238}U , f , lui, diminue du fait de la baisse de la quantité d'atomes fissiles. On a donc un produit qui se comporte comme sur la fig. I.5. Cela permet de déterminer une valeur pour laquelle le rapport est maximal : l'optimum

de modération. Les cœurs dont le rapport de modération sera inférieur à cette valeur (dits “sous-modérés”) verront leur k_∞ diminuer lorsque le modérateur se dilatera. En revanche, tous les réacteurs sur-modérés seront soumis au phénomène opposé.

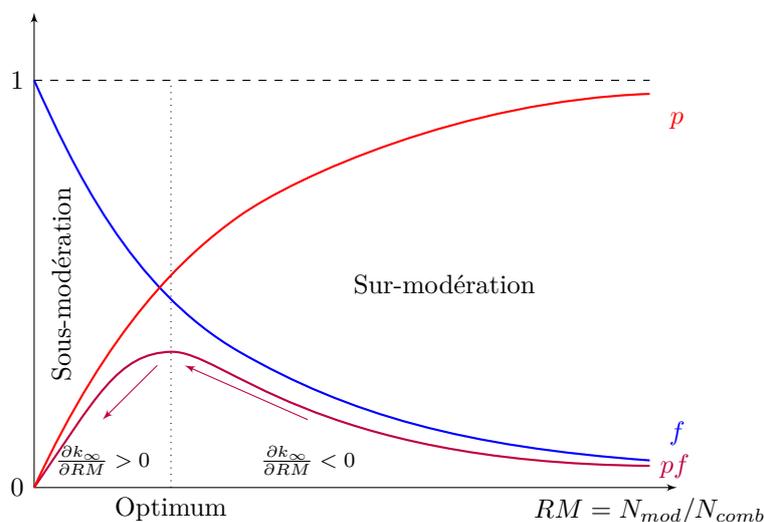


FIGURE I.5 – Évolution de ϵ , f et pf en fonction du rapport de modération

I.2.2 Cinétique des réacteurs

Le comportement d’un réacteur dans le temps est étudié à l’aide des équations de la cinétique, dont la cinétique ponctuelle est le modèle le plus simple. Elles permettent d’étudier l’évolution temporelle du nombre de neutrons du réacteur suite à un changement de k_{eff} , qui peut par exemple être provoqué par un changement de section efficace d’absorption.

I.2.2.1 Établissement des équations de la cinétique ponctuelle

Le k_{eff} permet donc de connaître le comportement global du réacteur. La réactivité β ¹ représente l’écart du réacteur à la criticité et s’écrit :

$$\beta = \frac{k_{eff} - 1}{k_{eff}} \quad (\text{I.7})$$

A l’aide de cette notion, on peut construire les équations de la cinétique ponctuelle qui, comme leur nom l’indique, décrivent l’évolution du nombre de neutrons dans le réacteur comme s’il se résumait à un “point” de réactivité β . Soit un système possédant une source de neutrons fournissant $s(t)$ neutrons à l’instant t et dont le nombre total de neutrons est $N(t)$. Le temps de vie de ces neutrons est $\Lambda(t)$. Lorsqu’un neutron disparaît, il donne naissance à k_{eff} nouveaux neutrons. De plus, certains de ces neutrons sont émis plus tardivement par certains produits de fission, ainsi appelés précurseurs de neutrons retardés. Ceux émis juste après la fission sont appelés neutrons prompts. On sépare donc ces deux sources en considérant la création de $(1 - \beta) k_{eff}$ neutrons prompts et celle des neutrons retardés créés par la désintégration des noyaux précurseurs dont la concentration vaut $c_i(t)$ et la fréquence de désintégration vaut λ_i . On rassemble généralement ces noyaux en “groupes” de précurseurs de caractéristiques similaires. β est alors la fraction totale de neutrons retardés.

$$dN = -N \frac{dt}{\Lambda} + (1 - \beta) k_{eff} N \frac{dt}{\Lambda} + \sum_i \lambda_i c_i dt + s dt \quad (\text{I.8})$$

1. Prononcer “Resh”

En ce qui concerne la concentration des précurseurs on a, si β_i est la proportion de neutrons retardés du groupe i :

$$dc_i = k_{eff}\beta_i \frac{dt}{\Lambda} N - \lambda_i c_i dt \quad (\text{I.9})$$

La variation de concentration de noyaux précurseurs du groupe i dépend de la fission, à l'origine de l'apparition d'une proportion β_i de ces produits de fission et de la désintégration de ceux-ci. Par ailleurs, pendant sa durée de vie Λ , le neutron donne naissance à k_{eff} nouveaux neutrons dont le temps de génération est Λ^* . On a donc :

$$\frac{\Lambda}{\Lambda^*} = k_{eff} \quad (\text{I.10})$$

On arrive au système suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN}{dt} = \frac{\beta - \beta}{\Lambda^*} N(t) + \sum_i \lambda_i c_i(t) + s(t) \end{array} \right. \quad (\text{I.11a})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dc_i}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda^*} N - \lambda_i c_i(t) \quad \forall i \in \llbracket 1; p \rrbracket \end{array} \right. \quad (\text{I.11b})$$

p étant le nombre de groupes de précurseurs de neutrons retardés.

Le temps de génération des neutrons dépend de la proportion de neutrons retardés qui est, *a priori*, non constante [5,6]. Dans la plupart des méthodes de résolution, on considère de manière générale que les λ_i , β_i , Λ^* et β , formant ce qui s'appelle les paramètres cinétiques, sont constants dans le temps afin de résoudre les équations de la cinétique ponctuelle.

Par ailleurs, on considère que le nombre de neutrons est directement proportionnel à la puissance du cœur. Cela peut se justifier à partir du calcul de la puissance volumique p_v faisant intervenir le flux angulaire ψ :

$$p_v(\vec{r}', t) = \int_{\Omega} \int_E (\psi(\vec{r}', \vec{\Omega}, E, t) \Sigma_f(\vec{r}', E)) \Xi_f d\Omega dE \quad (\text{I.12})$$

Et la puissance totale du cœur :

$$P_n(t) = \iiint_{\text{cœur}} p_v(\vec{r}', t) d^3r = \iiint_{\text{cœur}} \int_{\Omega} \int_E (\psi(\vec{r}', \vec{\Omega}, E, t) \Sigma_f(\vec{r}', E)) \Xi_f d\Omega dE d^3r \quad (\text{I.13})$$

L'approximation de la cinétique ponctuelle se formule en considérant que le flux angulaire, égal au produit de la densité de neutrons et de leur vitesse, peut se décomposer comme suit [4] :

$$\psi(\vec{r}', \vec{\Omega}, E, t) = n(\vec{r}', \vec{\Omega}, E, t) v(\vec{r}', \vec{\Omega}, E) = N(t) \Psi(\vec{r}', \vec{\Omega}, E) v(\vec{r}', \vec{\Omega}, E) \quad (\text{I.14})$$

Où Ψ est une fonction de forme de répartition spatiale des neutrons dans le cœur, supposée indépendante du temps, et v est la vitesse des neutrons, supposée également indépendante du temps dans la mesure où le spectre du réacteur est supposé ne pas être modifié au cours du temps. De ce fait, le nombre de neutrons augmente du même facteur partout dans le cœur. On dit que seule l'amplitude varie. L'équation (I.14) permet donc de sortir de l'intégrale $N(t)$ dans l'équation (I.13). On a donc dans le cadre de cette hypothèse une puissance totale du réacteur proportionnelle au nombre total de neutrons. Dans la littérature, ce modèle est supposé valide pour des réactivités faibles [3]. On peut alors réécrire les équations de la cinétique avec la puissance totale du réacteur, en supprimant les sources [3] :

$$\begin{cases} \frac{dP_n}{dt} = \frac{\beta - \beta}{\Lambda^*} P_n(t) + \sum_i \lambda_i C_i(t) & \text{(I.15a)} \\ \frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda^*} P_n - \lambda_i C_i(t) \quad \forall i \in \llbracket 1; p \rrbracket & \text{(I.15b)} \end{cases}$$

Où C_i est la part de puissance issue des neutrons retardés des différents groupes de précurseurs.

I.2.2.2 Hypothèses et limitations de la cinétique ponctuelle

L'établissement des équations de la cinétique ponctuelle n'est soumis à aucune hypothèse jusqu'à l'étape du système (I.11). La difficulté réside à ce stade dans le calcul de la réactivité β , qui conditionne au premier ordre la précision de la méthode.

En revanche, dans le but de faciliter la résolution, on considère souvent des coefficients constants dans le temps. Cela est une hypothèse limitante étant donné que le temps de génération des neutrons ou la fraction effective de neutrons retardés varient *a priori* au cours du temps en raison de leur dépendance au spectre neutronique [4, 6, 7].

De plus, dans le but de remonter à la puissance du réacteur et arriver au système (I.15), on formule l'hypothèse rappelée en eq. (I.14) qui postule une non-variabilité de la distribution en énergie et en espace des neutrons en fonction du temps. Or, on peut pressentir que, dans le cas de changements importants dans le bilan d'absorbants du cœur, la nappe de flux dans le réacteur puisse changer. En effet, si l'absorption a lieu en un point du réacteur, la suppression de l'absorbant va induire une plus forte augmentation du flux neutronique dans cette zone qu'en d'autres points du réacteur. Il en est de même pour le spectre neutronique. Si l'absorbant agit essentiellement dans le domaine thermique (ce qui est souvent le cas dans les REP), la suppression de l'absorbant va favoriser l'augmentation de la population de neutrons thermiques dans le cœur, à l'origine d'un changement de spectre [7].

Il existe évidemment d'autres méthodes plus élaborées que la cinétique ponctuelle, parmi lesquelles on doit citer [2] :

- la cinétique quasi-statique, qui permet de prendre en compte la variabilité des paramètres cinétiques et la déformation de la nappe de flux au cours du temps, sur des pas de temps en général plus importants que celui de la variation de l'amplitude de la puissance totale ;
- la cinétique spatiale, qui est directement issue de la résolution de l'équation du transport instationnaire des neutrons, et qui permet contrairement aux méthodes précédentes d'avoir accès (selon la discrétisation utilisée) au flux neutronique et aux taux de réactions en chaque point du réacteur.

I.2.2.3 Interprétation des équations de la cinétique ponctuelle

Le système d'équations différentielles linéaires à coefficients constants (I.11) ainsi obtenu présente, comme solution générale du nombre de neutrons total, une superposition de $p + 1$ solutions particulières :

$$N(t) = \sum_{j=1}^{p+1} N_{0j} e^{\omega_j t} \quad \text{(I.16)}$$

Les ω_j sont solutions de l'équation de Nordheim [3] :

$$\beta = \Lambda^* \omega + \sum_i \frac{\beta_i \omega}{\omega + \lambda_i} \quad \text{(I.17)}$$

Lorsqu'on représente graphiquement cette égalité, on observe que lorsque $\beta < 0$, toutes les racines sont négatives. De ce fait, la population totale de neutrons diminue : le réacteur est sous-critique.

Lorsque $0 < \beta \ll \beta$, on montre que le comportement du réacteur peut être décrit par $\omega_0 \approx \beta/\tau_C$, où τ_C est le temps caractéristique d'augmentation du nombre de neutrons, très grand devant le temps de génération des neutrons en raison de la présence des neutrons retardés. Dans ce cadre, le réacteur est sur-critique. En exploitation, la réactivité doit toujours être inférieure à la fraction effective de neutrons retardés afin que le réacteur reste pilotable.

Lorsque $\beta > \beta$, on observe qu'une racine devient très grande en valeur absolue devant toutes les autres : $\omega_0 = (\beta - \beta)/\Lambda^*$. La solution particulière intégrant cette valeur de ω devient prépondérante. On construit ainsi une unité appelée le "dollar" telle que $1 \$ = \beta$, de l'ordre de 760 pcm dans un REP. Le réacteur diverge ainsi sous la seule action des neutrons prompts :

$$N(t) = N_0 \exp \frac{\beta - \beta}{\Lambda^*} t \tag{I.18}$$

C'est la criticité prompte. La puissance augmente exponentiellement avec la période $\tau_{PC} = \Lambda^*/(\beta - \beta)$, d'autant plus petite que la réactivité est importante. Ce phénomène est l'initiateur des accidents de type RIA (Reactivity-Initiated Accident), dont l'étude et la modélisation font l'objet de cette thèse.

1.2.3 Le calcul de la réactivité et les contre-réactions neutroniques

Afin de pouvoir calculer la puissance d'un réacteur avec la méthode de cinétique ponctuelle, il faut pouvoir calculer la réactivité β . La réactivité est la somme de la réactivité dite "extérieure", la réactivité initiale et la réactivité liée aux contre-réactions positives ou négatives dans le cœur, comme celles évoquées auparavant. On a donc :

$$\beta = \beta_{ext} + \beta_0 + \beta_{CR} \tag{I.19}$$

La réactivité extérieure peut être injectée par exemple en faisant un mouvement de barres de contrôle et de sécurité, ou en changeant de manière générale le bilan matière du cœur. Elle constitue d'ordinaire une condition connue du problème de cinétique. La réactivité initiale est connue. On part usuellement d'un état critique, ce qui signifie que β_0 est nul. La réactivité liée à l'apparition de contre-réactions est en revanche dépendante du temps. On peut constater trois principaux types de contre-réactions :

- les contre-réactions liées à un changement du taux d'absorption des neutrons dans le cœur ;
- les contre-réactions liées à un changement du taux de modération des neutrons, et donc de la population de neutrons susceptibles de générer des fissions ;
- les contre-réactions liées à une augmentation du taux de fuite des neutrons hors du réacteur.

Dans le cas des réacteurs à eau, présentant un spectre neutronique thermique, les principales contre-réactions sont [3] :

- la contre-réaction liée à l'effet Doppler dans le combustible. Lorsque la température du combustible augmente, les résonances de capture radiative de ^{238}U s'élargissent, diminuant ainsi la probabilité qu'un neutron atteigne le domaine thermique. Autrement dit, le facteur anti-trappe diminue fortement et donc la réactivité diminue ;
- la contre-réaction liée à la dilatation thermique du modérateur. Lorsque l'eau monte en température, sa densité diminue. De ce fait, la section efficace macroscopique de diffusion diminue et le ralentissement des neutrons devient moins efficace. Autrement dit, le facteur d'utilisation thermique diminue et de ce fait la réactivité diminue ;

- la contre-réaction liée à l'apparition de taux de vide dans le modérateur. Lorsque l'eau atteint la saturation, de la vapeur se forme dans le modérateur de densité beaucoup plus faible que celle de l'eau liquide. Cette phase vapeur est donc responsable d'une diminution drastique de la section efficace macroscopique de diffusion du modérateur ;
- la contre-réaction liée à l'augmentation de la température de thermalisation des neutrons. Lorsque la température augmente dans le modérateur, le minimum d'énergie atteignable par les neutrons augmente. De ce fait, le spectre neutronique se "durcit" et conduit à une diminution du taux de fission dans le cœur. C'est l'effet de spectre du modérateur ;
- la contre-réaction liée à la dilatation de la gaine. Lorsque la gaine s'échauffe, elle se dilate et diminue le volume accessible par le modérateur. De ce fait, le rapport de modération diminue et le ralentissement des neutrons devient moins efficace.

La plupart du temps dans un REP, toutes ces contre-réactions sont dites négatives dans la mesure où elles sont à l'origine d'une diminution de la réactivité totale du cœur. Mais il existe également des contre-réactions positives, dont un exemple très particulier sera décrit dans la suite de cette thèse.

I.3 LES ACCIDENTS DE RÉACTIVITÉ

I.3.1 Présentation générale de la phénoménologie d'un RIA

Les accidents d'insertion de réactivité, plus communément appelés RIA, consistent en une excursion de puissance à la suite d'une insertion de réactivité neutronique. Celle-ci peut être provoquée par plusieurs phénomènes et peut arriver dans de nombreux concepts de réacteurs nucléaires.

Dans les REP, un tel accident peut survenir après l'éjection - ou la chute dans le cas d'un REB - d'une grappe de contrôle ou même le passage d'un bouchon d'eau claire dans le cœur, ou bien d'un changement de l'équilibre neutronique par variation de l'anti-réactivité modérateur. Lors d'un accident d'éjection de grappe dans un REP, le bilan de réactivité est fortement déséquilibré : une réactivité supérieure au dollar peut ainsi être insérée et la puissance augmente exponentiellement [3] comme expliqué précédemment (cf. §I.2.2). L'énergie ainsi produite induit un échauffement quasi-adiabatique du combustible, sans aucun échange thermique avec l'extérieur durant les premières millisecondes du transitoire. Étant donné la rapidité de l'échauffement, les transferts thermiques conductifs et convectifs dans le cœur n'ont pas le temps de s'établir. Le principal terme d'anti-réactivité qui apparaît pour contrebalancer l'injection de réactivité est l'effet Doppler. Celui-ci infléchit la courbe de puissance et lorsque cette anti-réactivité dépasse la réactivité insérée retranchée de la fraction effective des neutrons retardés, la puissance diminue. Mais cela peut ne pas être suffisant pour garantir l'intégrité de la première barrière de sûreté que forme la gaine. Lorsque la pastille monte en température, elle se dilate et entre en interaction mécanique avec la gaine. La pression de contact ainsi générée peut mener à la rupture de la gaine. Cela est d'autant plus probable si le transfert de chaleur vers l'écoulement dans le cœur devient insuffisant pour refroidir le crayon, ce qui peut être le cas lorsque le flux échangé entre la gaine et le fluide dépasse un certain seuil (appelé flux critique), menant à la "crise d'ébullition". Un film vapeur isolant se forme au niveau de la paroi, ce qui réduit drastiquement le flux thermique échangé [8]. Après rupture de la gaine, des gaz de fission ainsi que des morceaux de combustible sont alors expulsés dans le circuit primaire [9]. Ces transitoires sont extrêmement rapides (quelques dizaines de ms) et peuvent mener à une augmentation de la puissance d'un facteur 10^5 [10].

I.3.2 L'accident de Tchernobyl

Dans la nuit du 26 avril 1986 débute un test dans la centrale RBMK de Tchernobyl ayant pour but de vérifier l'alimentation électrique de secours dans le cas d'un îlotage du réacteur,

c'est-à-dire la panne de son alimentation électrique normale. Le réacteur RBMK est un concept de réacteur à neutrons thermiques. Le modérateur est une matrice de carbone et le caloporteur est constitué d'eau circulant autour des éléments combustibles, eux-mêmes insérés dans des tubes de force, pouvant résister à de très hautes conditions de pression et de température. La vapeur générée dans le cœur entraîne un turbo-alternateur qui produit l'énergie électrique.

Afin de faire diverger le réacteur lors de ce test, la décision est prise de relever au-delà des limites autorisées les barres de contrôle et de démarrer deux pompes supplémentaires, allant à l'encontre des règles d'exploitation [11]. La puissance augmente doucement. Une succession de mauvaises décisions conduit à l'ébullition du réfrigérant. Le réacteur ayant par conception un coefficient de vide positif, dû à un rapport de modération trop haut et au modérateur graphite, la quantité de vapeur ainsi générée fait augmenter la puissance du réacteur. En effet, lorsque de la vapeur se forme, la section efficace macroscopique d'absorption des neutrons par l'hydrogène de l'eau diminue fortement. Ces neutrons se rendent alors disponibles pour une fission et le taux global de réaction de fission augmente dans le cœur. La décision d'arrêt d'urgence est prise trop tard : les tubes dans lesquels doivent s'insérer les barres de contrôle sont déjà trop déformés par les hautes températures, les barres se bloquent dans le cœur et la réaction en chaîne continue, d'autant plus que le bas des barres d'absorbants est constitué de graphite au pouvoir modérateur, ce qui fait encore augmenter le taux de fission et aggrave le processus [12].

Les fragments de combustible à très haute température alors libérés dans l'eau liquide génèrent des explosions vapeur dans le cœur et, sous l'effet des rayonnements ionisants, l'eau se transforme par ailleurs en un mélange d'hydrogène et d'oxygène hautement explosif. Ces phénomènes conduisent à une succession d'explosions qui finissent par souffler la dalle du cœur ainsi que le bâtiment réacteur. La puissance à cet instant est de 100 GW, soit 100 fois la puissance nominale.

Cet accident montre que connaître le comportement des assemblages de combustible en situation de RIA est une nécessité absolue pour la garantie de la sûreté et l'exploitation des centrales nucléaires. Plusieurs expériences ont ainsi été menées depuis les années 1960 afin de déterminer l'effet d'une augmentation brutale de puissance sur des éléments combustibles, comme, de manière non exhaustive, SPERT [13], NSRR [9] ou le réacteur CABRI [14]. Une description générale de ces réacteurs est faite dans [15]. Les efforts de recherche sur les RIA, notamment pour les REP, ont alors été accentués.

I.4 LE RÉACTEUR CABRI

I.4.1 Historique et fonctionnement du réacteur

Le réacteur CABRI est un réacteur piscine avec une boucle de refroidissement qui permet de générer des excursions de puissance et d'observer l'effet des accidents de réactivité sur un crayon combustible (cf. fig. I.6). Les "pulses" générés dans ce cœur peuvent atteindre une puissance de 20 GW en quelques dizaines de millisecondes [14].

Depuis les années 70, le réacteur a été utilisé afin de tester les combustibles pour les réacteurs à caloporteur sodium. A partir de 1978, sa contribution à l'étude des RIA débute. Il comportait alors un dispositif conçu pour vérifier la tenue des éléments combustibles dans les réacteurs rapides refroidis au sodium (Phénix, Superphénix). La filière sodium ayant été abandonnée en France, le réacteur a été modifié au cours des années 2000 afin d'étudier le même type d'accidents sur le combustible des REP du parc nucléaire français [16]. Un programme international nommé CIP (CABRI International Program) a alors été mis en place afin d'étudier la tenue des gaines de combustible nucléaire. Ce fut par exemple l'objet de l'essai CIP-Q du 16 avril 2018 [17]. Cet essai a permis pour la première fois de soumettre un crayon d'essai irradié de type MOX a

un pic de puissance visant à être représentatif d'un RIA dans un REP et dans des conditions thermohydrauliques représentatives (débit, température, pression).

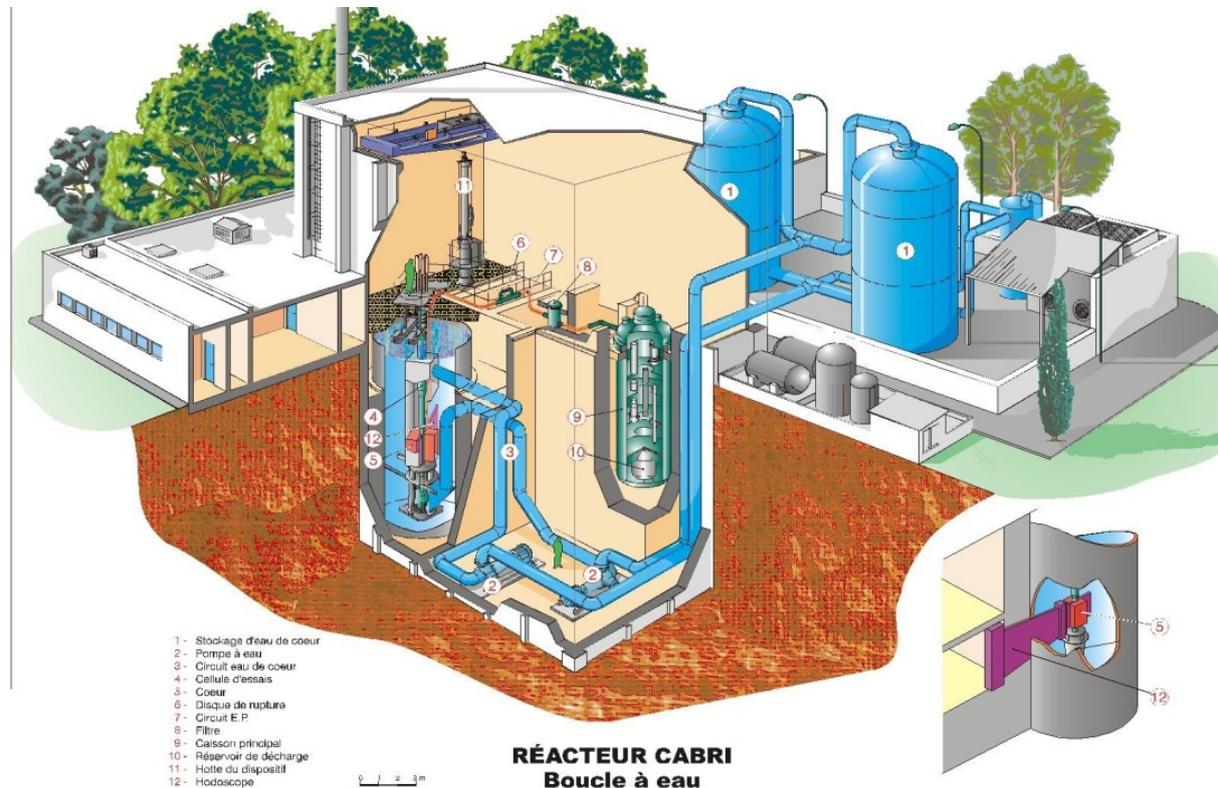


FIGURE I.6 – Vue 3D du réacteur CABRI

Afin de reproduire les conditions d'un RIA, des barres dites transitoires dans le cœur sont remplies d'hélium 3 (gaz neutrophage) et rapidement dépressurisées, insérant une réactivité de quelques dollars en quelques millisecondes. La puissance augmente puis diminue par le biais des contre-réactions neutroniques, notamment l'effet Doppler, et par la chute des barres d'absorbants dans le cœur.

Le crayon d'essai au centre voit sa puissance évoluer rapidement et une instrumentation dédiée permet de détecter une éventuelle rupture de gaine, une relocalisation du combustible, une augmentation de l'activité dans la boucle, le bouchage du canal, etc.

I.4.2 Composants du réacteur

I.4.2.1 Le circuit de refroidissement du cœur

Le réacteur CABRI dispose de plusieurs circuits et composants. Tout d'abord, le circuit EC (Eau du Cœur) permet de refroidir le cœur à haute puissance (à partir de 100 kW). En deçà de cette valeur, le cœur peut se refroidir par simple circulation naturelle. Ce circuit (ouvert sur la piscine en sortie du cœur) dispose de deux pompes et assure une vitesse d'eau liquide dans le cœur d'environ 5 m/s. Deux réservoirs situés à l'extérieur alimentent le circuit.

I.4.2.2 Le cœur du réacteur

Le cœur du réacteur (cf. fig. I.7), de dimensions 60 cm × 60 cm × 80 cm, peut atteindre une puissance de 25 MW en permanent. Il est constitué de 14887 crayons combustibles d'UO₂, enrichis à 6% et gainés d'acier inox, et est piloté par six BCS (Barres de Contrôle et de Sécurité) en Hafnium. La fig. I.8 présente le cœur en coupe radiale la disposition des absorbants, des barres

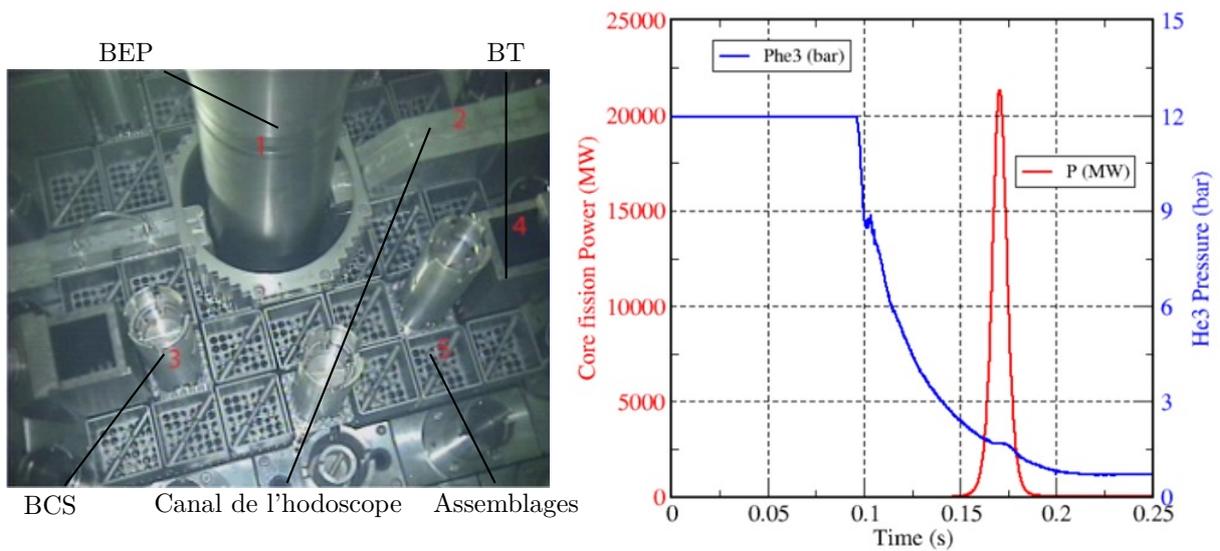


FIGURE I.7 – Vue du cœur de CABRI et exemple d’un pic de puissance et de la dépressurisation associée des barres transitoires

transitoires contenant l’hélium 3 et du combustible.

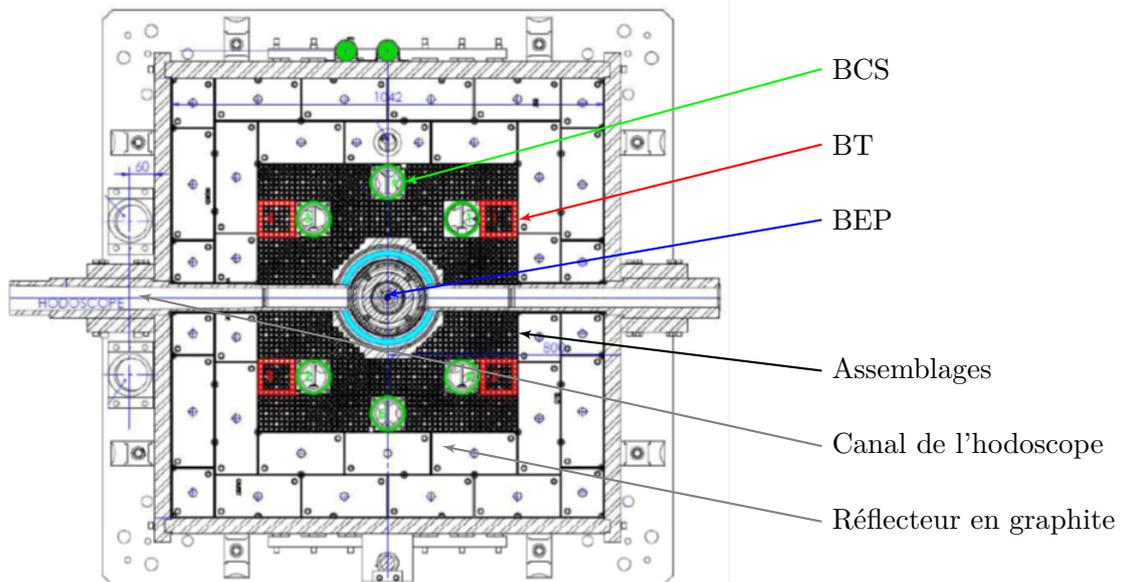


FIGURE I.8 – Schéma d’une coupe radiale du cœur de CABRI

Les principales dimensions et caractéristiques du cœur qui seront utilisées dans la suite de ce document sont synthétisées dans le tableau I.1.

I.4.2.3 Le circuit des barres transitoires

Le circuit BT (Barres Transitoires) est constitué de barres plongeant dans le cœur du réacteur (cf. fig. I.7) et contenant un absorbant sous la forme d’un gaz neutrophage : l’hélium 3. Il dispose de deux voies de dépressurisation (cf. fig. I.9), portant chacune deux vannes : une vanne rapide (VABT01 ou VABT02) s’ouvrant en moins de 5 ms et une vanne de contrôle (VABT03 ou VABT04) régulant le débit. Le choix de dépressuriser les barres avec l’une ou l’autre des deux

TABLEAU I.1 – Caractéristiques générales du cœur CABRI

Enrichissement	~ 6 %
Pas du réseau	1,26 cm
Épaisseur de gaine	0,4 mm
Épaisseur du jeu à froid	175 μ m
Diamètre de la pastille	8,85 mm
Hauteur de la partie fissile	80 cm
Nombre de crayons	1487
Vitesse fluide axiale	5 m/s
Diamètre hydraulique	10,2 mm
Nombre de Reynolds dans le cœur	5,6 10^4
Débit total	885 kg/s
Pression à mi-hauteur dans le cœur	3,5 bar

voies se fait en fonction du type de pic de puissance que l'on souhaite obtenir. La voie 1, dite "gros débit", permet de réaliser des insertions de réactivité très rapides et des pics de puissance très hauts et courts, dont un exemple est donné en fig. I.7. La voie 2, dite "petit débit", permet de réaliser des insertions de réactivité plus lentes et de ce fait des pics moins hauts mais plus larges. On peut également réaliser des "doubles dépressurisations" en utilisant successivement la voie 2 puis la voie 1, permettant de régler efficacement la LMH (Largeur à Mi-Hauteur) du pic et sa puissance maximale. Le gaz est envoyé dans un réservoir tiré au vide avant l'essai (à environ 5 mbar).

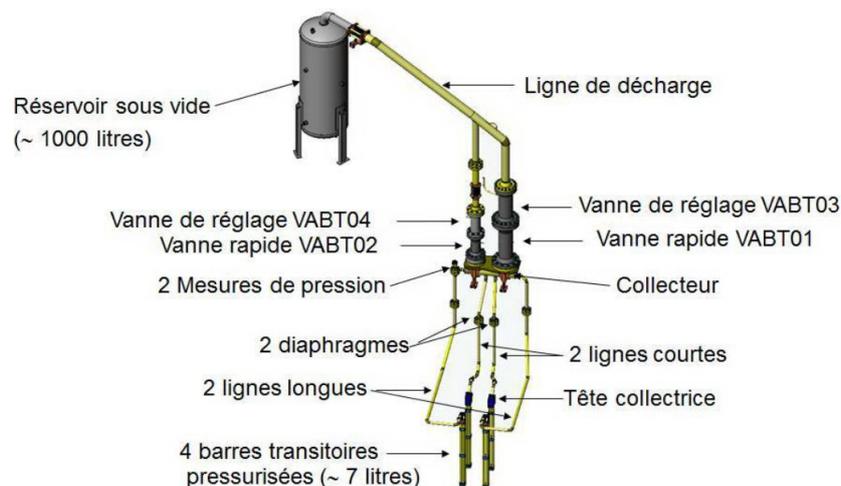


FIGURE I.9 – Vue générale du circuit BT

I.4.2.4 La boucle à eau pressurisée

Enfin, la BEP (Boucle à Eau Pressurisée) contient le crayon d'essai, placé au centre du cœur (cf. fig. I.8). Cette boucle dispose de très nombreux capteurs : thermocouples, capteurs de pression, de débit, détecteurs de rupture de gaine, de radioactivité etc.

I.4.2.5 L'instrumentation dans le réacteur

L'instrumentation disponible dans le reste du réacteur est la suivante [18, 19] :

- température en entrée et sortie du cœur ;
- débit d'eau en entrée cœur ;
- mesure de puissance neutronique totale à l'aide d'un jeu de chambres à dépôt de bore ;

— mesure de la pression de gaz dans le circuit BT en amont des vannes rapides.

Les phénomènes intervenant dans ce type de transitoires accidentels touchant aux limites des modèles couramment utilisés en thermohydraulique, neutronique et thermomécanique, leur bonne compréhension ainsi que leur modélisation forment un enjeu important. Ces modélisations sont mises en œuvre dans des outils de calcul scientifique (OCS). De nouveaux modèles pourront être ajoutés à ces outils afin d'étendre de ce fait leur domaine de validité.

I.5 MODÉLISATION PHYSIQUE ET OUTILS DE CALCUL

De nombreux codes de calcul existent, ayant souvent chacun une spécialité particulière : neutronique, thermohydraulique, thermomécanique.

Afin de résoudre l'équation de Boltzmann présentée en §I.2.1, deux principales pistes existent : les méthodes déterministes mises en œuvre par exemple dans le code de calcul APOLLO3 [20], permettant la résolution directe de l'équation par discrétisation (en énergie, en angle, en espace) et une méthode stochastique de type Monte-Carlo mise en œuvre par exemple dans le code de calcul TRIPOLI4 [21]. Cette dernière méthode permet de suivre l'histoire d'un grand nombre de neutrons : on place un neutron en un point du réacteur et on suit, en fonction des différentes probabilités d'interaction auxquelles il est soumis, son parcours dans le réacteur. En simulant un grand nombre de neutrons de la même manière, on peut remonter aux grandeurs macroscopiques recherchés : k_{eff} , flux, taux de réaction etc. Cette méthode, souvent considérée "exacte" dans la mesure où elle ne fait pas d'approximation dans la modélisation des interactions particule-matière, demande néanmoins beaucoup de temps de calcul afin d'atteindre une convergence statistique. Sa mise en œuvre pour le calcul de la cinétique d'un réacteur est encore très difficile, mais des recherches et des premières études ont été menées dans ce domaine [22]. Cet outil sera mieux décrit dans le chapitre III. Ces codes de calcul n'embarquent cependant pas de modèles de thermohydraulique, de thermique ou de thermomécanique.

Le code de calcul SCANAIR développé par l'IRSN est un code de thermomécanique conçu pour modéliser l'effet d'un RIA sur un crayon combustible jusqu'à la rupture de sa gaine. Il est constitué de trois modules : un module de thermomécanique, un module pour le comportement des gaz de fission dans le crayon et également un module de thermique et de thermohydraulique comprenant quelques modèles mieux adaptés que les modèles établis en stationnaire au calcul de la thermohydraulique en situation de RIA. Ces modèles sont construits sur la base d'essais en transitoire rapide. Il résout deux équations de conservation (masse et énergie) [23]. La pression est considérée constante sur tout le domaine. Ce code étant conçu pour modéliser un accident de type RIA sur un unique crayon, il ne dispose pas de module de neutronique.

L'OCS CATHARE (Code Avancé de THERmohydraulique pour les Accidents dans les Réacteurs à Eau) est à l'origine un code de thermique et de thermohydraulique à 3 équations par phase physique : liquide et gazeuse [24]. Il résout les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie afin d'obtenir la pression, la vitesse et la température en chaque point du réacteur. C'est un code à échelle dite "système", c'est-à-dire qu'il est conçu pour simuler le comportement de tout un réacteur, du cœur jusqu'à la turbine, à un niveau d'échelle qui ne peut pas être aussi petit qu'avec un code de CFD (Computational Fluid Dynamics). Il a été amélioré au cours du temps et dispose aujourd'hui d'un module de thermomécanique (limité au cœur et ne permettant pas de modéliser la rupture d'un crayon) et d'un module de neutronique permettant de résoudre la cinétique ponctuelle et de calculer la réactivité du cœur. Les échanges entre phases (transferts thermiques, échanges de masse, échanges de quantité de mouvement) sont gérés par des relations de fermeture qui permettent, comme leur nom le suggère, de fermer le système d'équations et le rendre soluble [25, 26]. Elles sont issues d'essais

expérimentaux, le plus souvent réalisés en permanent et leur domaine de validité est usuel, différent des cas tests extrêmes de CABRI. Ce code est très largement utilisé par le CEA, EDF, Framatome et l'IRSN. C'est un outil de calcul de thermohydraulique dit de "référence" utilisé dans les calculs de sûreté des réacteurs nucléaires. Il sera décrit de manière plus approfondie dans le chapitre III.

De nombreux outils de calcul ont été développés plus largement dans le monde [27, 28] permettant de modéliser avec une certaine précision les différents phénomènes physiques (mécanique, thermique, thermohydraulique et neutronique) intervenant dans les accidents de type RIA.

Chacun de ces codes a ses capacités propres et un domaine de validité donné. L'objectif de cette thèse est de proposer une démarche de validation des OCS multiphysiques dans le cadre des transitoires d'insertion de réactivité (RIA). L'étude des phénomènes physiques ainsi que l'établissement de cette démarche feront l'objet des deux prochains chapitres de ce document.

Chapitre II

Physique des transitoires CABRI

Sommaire

II.1	INTRODUCTION	24
II.2	TEMPS CARACTÉRISTIQUES DES PHÉNOMÈNES	26
II.2.1	Conduction dans le crayon	26
II.2.2	Établissement des transferts convectifs	27
II.2.2.1	Relation entre temps d'établissement et coefficient d'échange	27
II.2.2.2	Épaisseurs de couches limites thermique et cinématique.	28
II.2.3	Bilan	30
II.3	THERMOHYDRAULIQUE.	31
II.3.1	Thermohydraulique du cœur CABRI	31
II.3.1.1	L'échange thermique paroi-fluide	31
II.3.1.2	Le cœur de l'écoulement	32
II.3.2	Thermohydraulique des barres transitoires	33
II.3.3	Ordres de grandeur des phénomènes thermohydrauliques.	35
II.3.3.1	Atteinte de l'ébullition nucléée	35
II.3.3.2	Atteinte du flux thermique critique	37
II.3.3.3	Estimation des flux transverses	39
II.3.4	Bilan	39
II.4	THERMOMÉCANIQUE.	40
II.4.1	Contraintes et déformations dans le crayon combustible	40
II.4.2	Calcul de la pression de contact lors de l'interaction pastille-gaine	42
II.4.3	Ordres de grandeur des phénomènes thermomécaniques	43
II.4.3.1	Déformations élastiques	43
II.4.3.2	Déformations par fluage.	43
II.4.3.3	Déformations par dilatation thermique.	44
II.4.3.4	Bilan des déformations	44
II.4.3.5	Pression de contact	44
II.4.4	Bilan	45
II.5	NEUTRONIQUE.	45
II.5.1	La contre-réaction liée à l'effet Doppler	45
II.5.2	La contre-réaction liée au modérateur	46
II.5.3	La contre-réaction liée à la dilatation de la gaine	47
II.5.4	L'effet TOP	47
II.5.5	Ordres de grandeur des phénomènes neutroniques	48
II.5.5.1	Contre-réaction Doppler.	48

	II.5.5.2	Contre-réaction de dilatation de gaine	48
	II.5.5.3	Effet TOP	49
	II.5.6	Bilan	51
II.6	CONSTRUCTION D'UN PIRT DES TRANSITOIRES CABRI-RIA		51
II.7	CONCLUSION		53

Ce chapitre porte sur l'étude de la physique des transitoires CABRI. Après avoir décrit de manière très générale les transitoires CABRI et les différents phénomènes intervenant, ceux-ci seront détaillés par domaine physique : thermohydraulique, thermomécanique et neutronique. Ces études permettront de calculer des ordres de grandeur afin d'identifier les principaux phénomènes, qui seront alors présentés dans un PIRT (Phenomena Identification and Ranking Table).

II.1 INTRODUCTION

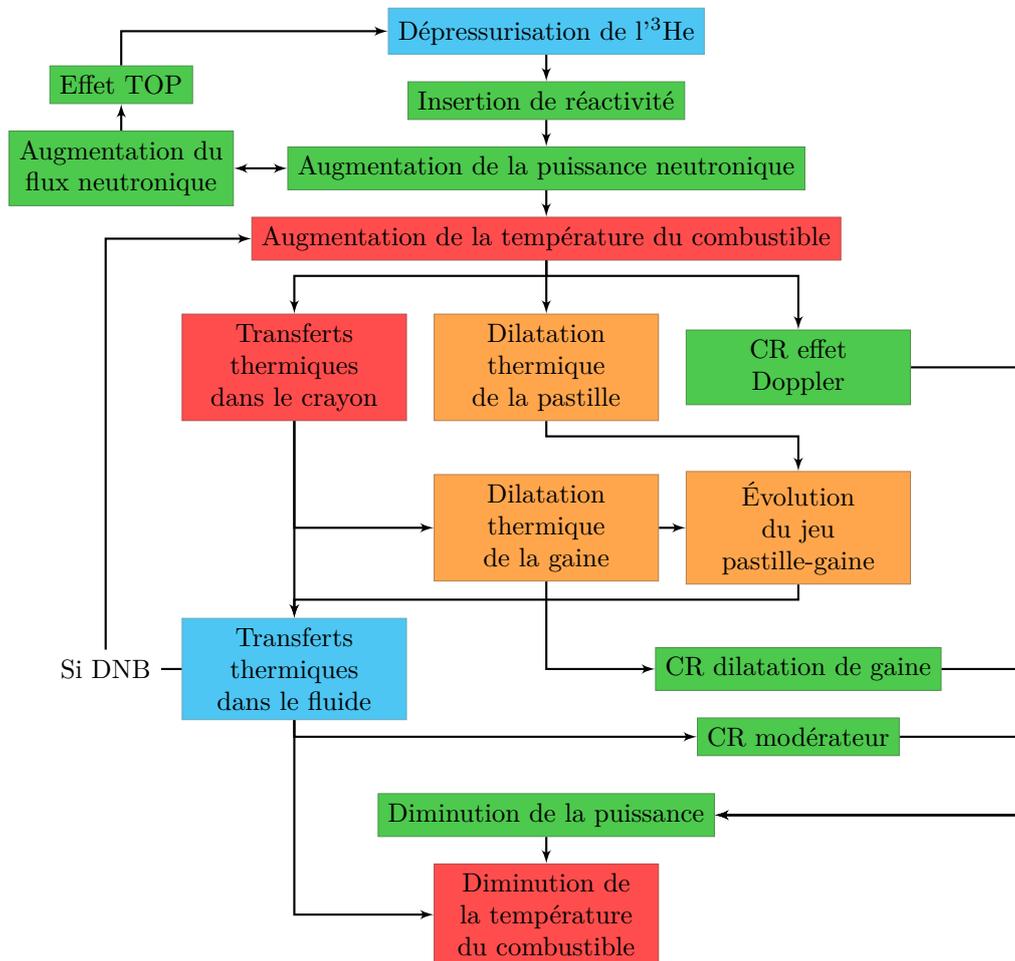


FIGURE II.1 – Arbre phénoménologique des transitoires CABRI-RIA.

Vert : neutronique ; bleu : thermohydraulique ; orange : thermomécanique ; rouge : thermique

Une vue d'ensemble des transitoires CABRI RIA est présentée sous la forme d'un arbre phénoménologique en fig. II.1.

L'insertion de réactivité se fait, comme expliqué précédemment, par dépressurisation de barres transitoires plongeant dans le cœur et contenant un gaz neutrophage : ^3He . La section efficace macroscopique d'absorption des neutrons Σ_a par ^3He diminue très rapidement dans le cœur en suivant la densité atomique de l'hélium N_{He} :

$$\Sigma_a(t) = N_{\text{He}}(t)\sigma_a \quad (\text{II.1})$$

Le flux neutronique dans le cœur augmente alors ainsi que la puissance. Cela mène à l'augmentation de la température du combustible. Le combustible se dilate sous l'effet de l'augmentation de la température qui, par ailleurs, génère une augmentation de l'anti-réactivité apportée par effet Doppler. Au fur et à mesure que les transferts thermiques dans le crayon s'établissent, la gaine monte en température et se dilate, et les transferts thermiques avec le fluide s'établissent également. Les autres contre-réactions apparaissent et lorsque leur concours est suffisant, la puissance diminue. Selon le type de transferts thermiques dans le fluide, la température du combustible peut diminuer, évitant la dégradation du crayon combustible. En revanche, si le flux thermique en surface mouillée de la gaine ainsi que la température ont atteint des valeurs trop importantes, un film vapeur intermittent peut se former autour de la gaine, isolant thermiquement le crayon et ne permettant plus d'évacuer efficacement l'énergie du crayon. Ce phénomène, nommé départ de l'ébullition nucléée (DEN ou DNB en anglais), aboutit à une crise d'ébullition.

Un autre point très intéressant à noter est la présence d'une contre-réaction neutronique nommée "effet TOP". Cette contre-réaction provient de l'augmentation du flux neutronique dans le cœur et plus particulièrement dans les barres transitoires contenant l' ^3He . Lorsqu'un neutron rencontre un noyau d' ^3He , la réaction suivante peut se produire :



Cette réaction libère une énergie estimée à environ 760 keV, qui se dépose en partie dans l' ^3He en fonction des différentes collisions des produits de cette réaction : proton et tritium. Il faut donc que la densité atomique de l' ^3He soit suffisamment grande pour que le dépôt d'énergie provoque une augmentation locale de température. Cette augmentation de température entraîne alors une diminution de la densité d' ^3He et accélère la cinétique de dépressurisation. Un apport supplémentaire de réactivité est inséré dans le cœur. L'effet TOP est donc une contre-réaction positive.

Ces transitoires sont extrêmement rapides : de l'ouverture des vannes de dépressurisation à la diminution de la puissance, tous ces phénomènes peuvent se chevaucher en quelques millisecondes. De plus, ceux-ci sont fortement couplés et l'ensemble est multiphysique, faisant intervenir de la neutronique, de la thermique, de la thermohydraulique et de la thermomécanique (cf. fig. II.1). Le grand nombre d'expériences menées dans le réacteur CABRI offre l'opportunité de valider les outils de calcul dans le cadre des RIA. Il est donc dès lors nécessaire, en dehors de toute modélisation et de contrainte sur le choix de l'outil qui sera utilisé, d'acquérir une bonne connaissance des phénomènes physiques de ces transitoires. C'est essentiel pour la garantie de la pertinence d'une modélisation future dans la mesure où cette connaissance préliminaire permettra d'identifier les phénomènes importants par des calculs d'ordres de grandeur ainsi que les échelles auxquelles ces phénomènes interviennent. C'est grâce à cette étape ainsi qu'aux données et mesures disponibles pour la validation de l'outil qu'un choix de modélisation associé à un outil de simulation pourra être réalisé.

La méthode qui va être utilisée dans cette partie, dont l'objectif est l'identification et la quantification par ordres de grandeur de ces phénomènes, est une méthode PIRT (Phenomena Identification and Ranking Table) [29]. Cette méthode consiste à réaliser la liste de tous les phénomènes physiques, de quantifier leur importance, leur connaissance et leur incertitude. Une phase d'analyse physique, réalisée par domaine physique (neutronique, thermomécanique, thermohydraulique) aura notamment pour but de fournir des ordres de grandeur pour la constitution d'un QPIRT (Quantified PIRT). Cela permet de s'affranchir, le plus possible, de la part de sub-

jectivité qui apparaît au moment de l'estimation de l'importance qui est faite généralement sur "jugement d'expert" dans les PIRT classiquement réalisés.

Avant d'aborder ces calculs d'ordres de grandeur d'importance des phénomènes pour la méthode PIRT, on cherche à avoir une idée plus précise de leur chronologie au sein d'un transitoire de type RIA. Cette première étape fait l'objet de la partie suivante.

II.2 TEMPS CARACTÉRISTIQUES DES PHÉNOMÈNES

La plupart des phénomènes neutroniques peuvent être considérés comme instantanés à l'échelle du transitoire.

En effet, le temps de génération Λ^* des neutrons est très petit : de l'ordre de $25 \mu\text{s}$ dans CABRI. Dans le cas d'une criticité prompte, la population neutronique augmente exponentiellement avec la période $\tau_{PC} = \Lambda^*/(\beta - \beta)$ (cf. sous-partie §I.2.2) et $\beta > \beta$. Supposons un cas où $\beta = 2\beta$ donnant $\tau_{PC} = \Lambda^*$. Dans ce cas, la population de neutrons est multipliée par 100 en 15 ms seulement.

Avec le flux neutronique, le taux de réaction de fission augmente. Les produits de fission, en ralentissant, font augmenter la température du combustible en 10^{-12} s seulement après l'émission de ces produits de fission. Au vu de ces considérations, le dépôt d'énergie dans le combustible peut donc être considéré comme instantané.

Par ailleurs, en ce qui concerne les temps caractéristiques des phénomènes thermomécaniques, les structures se dilatent instantanément dès qu'elles commencent à s'échauffer et se déforment sous contraintes dès que ces contraintes apparaissent. Les phénomènes thermomécaniques sont également considérés dans leur ensemble comme instantanés.

La chronologie de l'apparition des phénomènes est donc principalement due à l'établissement des transferts thermiques dans les différents milieux (pastille, jeu, gaine et fluide). On va donc calculer leurs temps caractéristiques d'établissement (en ordres de grandeur) à partir des équations qui modélisent ces phénomènes.

II.2.1 Conduction dans le crayon

Dès que la pastille monte en température sous l'effet de la puissance volumique p_v , des transferts thermiques commencent à s'établir dans le crayon. Ceux-ci sont décrits par l'équation de la chaleur :

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \text{div} \left(-\lambda \overrightarrow{\text{grad}} T \right) = p_v \quad (\text{II.3})$$

Dans le jeu pastille-gaine et dans la gaine, la puissance volumique est nulle. On peut écrire, en ordre de grandeur et en négligeant la conduction axiale¹, si α est le coefficient de diffusion thermique du milieu considéré :

$$\frac{\delta T}{\tau_{cond}} - \alpha \frac{\delta T}{e^2} = 0 \quad (\text{II.4})$$

Où e est la dimension caractéristique du milieu (épaisseur) et τ_{cond} est le temps caractéristique de conduction radiale dans le milieu, c'est-à-dire un temps à partir duquel la température commencera à augmenter à la distance e . On extrait de ces équations :

1. Cette constatation est immédiate : en écrivant le laplacien, on a $\Delta T = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \sim \frac{\delta_r T}{e^2} + \frac{\delta_z T}{H^2} \sim \frac{\delta T}{e^2}$ étant donné que $H \gg e$ et $\delta_r T \gg \delta_z T$

$$\tau_{cond} = \frac{e^2}{\alpha} \quad (\text{II.5})$$

Application numérique

Les valeurs numériques des paramètres des milieux sont rappelés en annexe A et les dimensions dans le tableau I.1. On a ainsi $\tau_g = 32$ ms et $\tau_j = 16$ μ s. Cela montre que la gaine (g) possède une inertie thermique bien plus importante que le jeu (j). Il faudra donc attendre environ 30 ms à partir de la montée en puissance du réacteur pour voir les gaines s'échauffer.

La même estimation est faite pour le combustible (c). Le temps caractéristique de conduction dans le combustible est $\tau_c = 6$ s, ce qui signifie que, lorsque la puissance sera redescendue après l'essai à un niveau plus faible, il faudra environ 6 s pour que la température du combustible au centre de la pastille commence à diminuer sous l'effet des échanges thermiques avec l'extérieur.

II.2.2 Établissement des transferts convectifs

II.2.2.1 Relation entre temps d'établissement et coefficient d'échange

Au même titre que la conduction, l'échange thermique entre les crayons et l'eau en convection forcée est un phénomène qui ne peut pas être considéré comme instantané. L'équation de la chaleur dans un fluide en mouvement selon le champ de vitesses \vec{v} s'écrit :

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}) T \right) + \text{div} \left(-\lambda \overrightarrow{\text{grad}} T \right) = p_v \quad (\text{II.6})$$

Avec p_v la puissance volumique. Cette équation peut s'écrire également, pour un fluide en écoulement stationnaire, sous la forme suivante² :

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \text{div} \left(\overrightarrow{J}_{conv} + \overrightarrow{J}_{cond} \right) = p_v \quad (\text{II.7})$$

Où $\overrightarrow{J}_{conv} = \rho c_p T \vec{v}$ est le flux thermique convectif et $\overrightarrow{J}_{cond} = -\lambda \overrightarrow{\text{grad}} T$ le flux thermique conductif. En intégrant cette expression, on obtient à l'aide de la relation de Green-Ostrogradski :

$$\iiint_V \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} d^3r + \iint_S \left(\overrightarrow{J}_{conv} + \overrightarrow{J}_{cond} \right) \cdot d\vec{S} = \iiint_V p_v d^3r \quad (\text{II.8})$$

Le flux thermique total dans le fluide, somme de la part de conduction pure et de convection pure, qu'on nommera \vec{J} , répond donc à :

$$\iint_S \vec{J} \cdot d\vec{S} = -h S_e (T_p - T_\infty) \quad (\text{II.9})$$

Où h est un coefficient d'échange conducto-convectif (souvent par abus de langage appelé "convectif" seulement). Il peut être issu de corrélations provenant de mesures expérimentales, de calculs CFD ou, dans certains cas très particuliers, de résolutions analytiques. $T_p - T_\infty$ est l'écart de température entre la paroi et le cœur de l'écoulement, loin de la paroi, et S_e est la surface d'échange. On explicite également le terme d'échauffement dans le cas d'une géométrie cylindrique :

$$\iiint_V \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} d^3r = \int_0^H \int_R^{R+\delta t} \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} 2\pi r dr dz \quad (\text{II.10})$$

2. On peut démontrer cette relation à partir de l'équation locale (II.6) en y rajoutant l'équation de conservation de la masse d'un fluide en écoulement stationnaire : $\text{div}(\rho \vec{v}) = 0$. Cette relation est également valable pour un écoulement instationnaire et incompressible.

δ_t est l'épaisseur de la couche limite thermique, c'est-à-dire la limite en r au-delà de laquelle la température ne varie plus. Dans un fluide sans terme source de puissance p_v on peut alors écrire, en ordres de grandeur à partir de l'équation (II.8) (en se plaçant à l'abscisse z), si \bar{T} est la température moyenne dans la couche limite et Π_c le périmètre chauffant :

$$\rho c_p \frac{\delta T(\bar{z})}{\tau_f} \Pi_c \delta_t(z) - h \Pi_c (T_p(z) - T_\infty(z)) = 0 \quad (\text{II.11})$$

$\delta \bar{T}$ représente la variation temporelle de température moyenne dans la couche limite. On cherche en effet le temps caractéristique τ_f tel que \bar{T} passe de T_∞ à $(T_p + T_\infty)/2$. On en déduit ainsi que :

$$\tau_f = \frac{\rho c_p}{2h} \delta_t \quad (\text{II.12})$$

Il faut alors connaître un ordre de grandeur de l'épaisseur de la couche limite thermique en stationnaire afin d'en déduire un ordre de grandeur du temps caractéristique d'établissement des transferts convectifs.

II.2.2.2 Épaisseurs de couches limites thermique et cinématique

La dernière étape consiste donc à estimer en ordres de grandeurs l'épaisseur de la couche limite thermique établie dans le fluide δ_t . Pour cela, il est nécessaire de repartir de l'équation régissant les transferts thermiques dans le fluide. On se place directement dans le cas de la fig. II.2, soit un écoulement stationnaire, sans puissance volumique (cf. eq. (II.6)) avec un champ de vitesse $\vec{v} = u\vec{u}_x + v\vec{u}_y$ ³. u est la vitesse axiale (selon la direction u_x) et v la vitesse radiale dans l'écoulement :

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (\text{II.13})$$

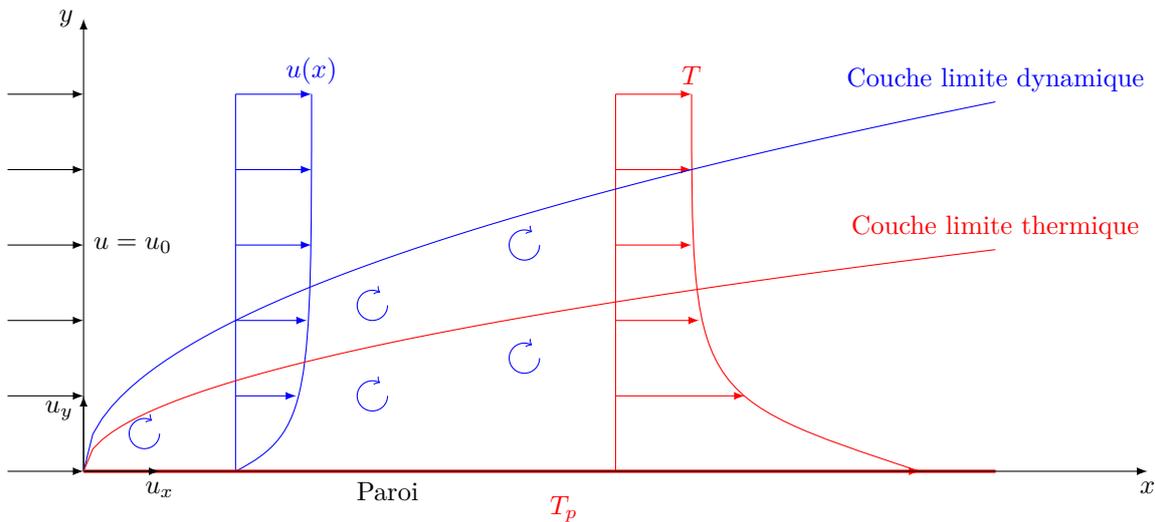


FIGURE II.2 – Couches limites thermique et cinématique sur une plaque

En ordres de grandeur, on identifie que :

$$\left| \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right| \ll \left| \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right| \quad (\text{II.14})$$

3. Afin d'alléger l'écriture, on se place en géométrie plane.

dans la mesure où la distance caractéristique de variation de la température est, par définition, l'épaisseur de la couche limite thermique qui est très petite devant la distance axiale x . Ces deux équations conduisent, en ordres de grandeur, à l'équation suivante donnant l'épaisseur de couche limite thermique :

$$\frac{u}{x} + \frac{v}{\delta_t} - \frac{\alpha}{\delta_t^2} \sim 0 \quad (\text{II.15})$$

Ces équations montrent que l'épaisseur de la couche limite thermique ne dépend pas seulement des propriétés du fluide, mais logiquement aussi du champ de vitesse dans l'écoulement. Dans le cadre d'un écoulement incompressible (comme l'est l'eau du réacteur CABRI à 20°C) :

$$\text{div}(\vec{v}) = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (\text{II.16})$$

On a donc, de ce fait, si δ_c est l'épaisseur de la couche limite dynamique :

$$v \sim \frac{u}{x} \delta_c \quad (\text{II.17})$$

Cela, injecté dans l'équation (II.15), donne :

$$\frac{u}{x} + \frac{u\delta_c}{x\delta_t} - \frac{\alpha}{\delta_t^2} \sim 0 \quad (\text{II.18})$$

L'estimation de l'épaisseur de la couche limite dynamique se fait à l'aide de l'équation de Navier-Stokes en stationnaire :

$$\left(\vec{v} \cdot \text{grad} \right) \vec{v} = \vec{g} - \frac{1}{\rho} \text{grad} P + \nu \Delta \vec{v} \quad (\text{II.19})$$

En projetant cette équation sur x et en simplifiant l'expression des forces de viscosité, si on prend en compte le fait que $\delta_c \ll x$, il vient :

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (\text{II.20})$$

En dehors de la couche limite dynamique, là où u ne varie plus et dans le cadre d'un écoulement turbulent pour lequel $Re \gg 10^3$ comme dans le cas de CABRI, les forces de viscosité deviennent négligeables et le gradient de pression respecte l'ordre de grandeur suivant :

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \sim u \frac{\partial u}{\partial x} \quad (\text{II.21})$$

À l'aide de ce constat, l'équation (II.20) se simplifie en :

$$v \frac{u}{\delta_c} \sim \nu \frac{u}{\delta_c^2} \quad (\text{II.22})$$

et donne, conjointement avec l'équation (II.17), si $Re_x = ux/\nu$:

$$\delta_c \sim \frac{x}{\sqrt{Re_x}} \quad (\text{II.23})$$

En effet, on trouve dans la littérature [30] :

$$\delta_c \approx 5 \frac{x}{\sqrt{Re_x}} \quad (\text{II.24})$$

Grâce à ces calculs, la résolution de l'équation (II.18) s'écrit, après quelques étapes⁴ :

4. Cette expression suit bien le comportement de la couche limite thermique pour tout Pr , mais donne un ordre de grandeur de l'épaisseur de la couche limite seulement. Pour $Pr > 1$, on peut utiliser l'expression $\delta_t \approx \delta_c Pr^{-1/3}$ [30].

$$\delta_t \sim \frac{1}{2} \delta_c \left(\sqrt{1 + \frac{4}{Pr}} - 1 \right) \quad (\text{II.25})$$

Application numérique

h est donné par une corrélation d'échange monophasique du type Dittus-Boelter. Dans les conditions de CABRI (cf. tableau I.1 et annexe A), on a $h \sim 1,6 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2/\text{K}$ et $Pr = 6,2$. En se plaçant à mi-hauteur ($x = 40 \text{ cm}$), on a $\delta_c \sim 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ m}$.

On obtient $\tau_f \approx 100 \text{ ms}$, ce qui signifie qu'il faut environ 100 ms pour que la couche limite thermique se forme, c'est-à-dire pour que le fluide s'échauffe.

II.2.3 Bilan

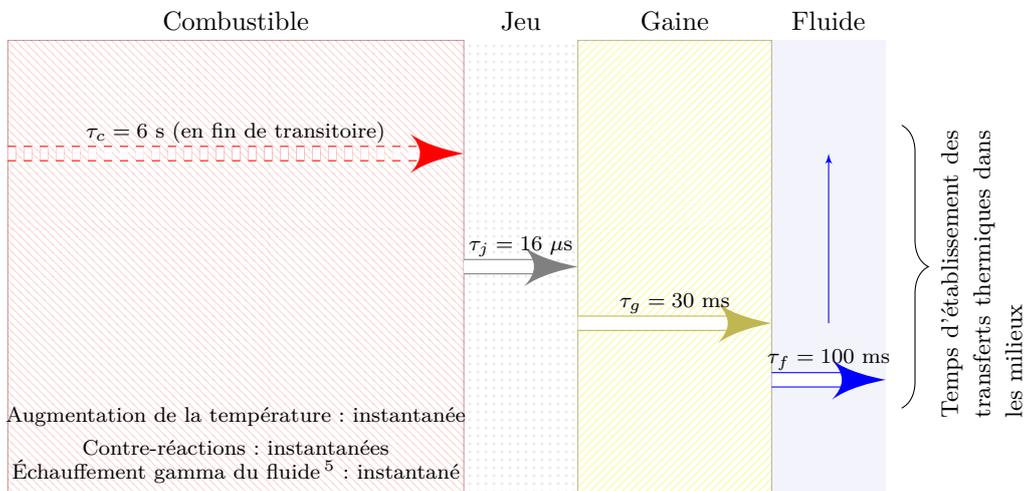


FIGURE II.3 – Temps caractéristiques des phénomènes physiques pour un crayon du cœur de CABRI

La figure II.3 synthétise les calculs de temps caractéristiques précédents. L'ensemble des phénomènes neutroniques et thermomécaniques sont quasi-instantanés. La chronologie des phénomènes est donc uniquement due à l'établissement radial des transferts thermiques conductifs et convectifs dans les milieux. Le temps caractéristique τ_c est indiqué en pointillés car il ne cause pas de retard. Il représente uniquement le temps nécessaire à la rediminition de la température du combustible au centre de la pastille en fin de transitoire. Au cours du transitoire, la puissance volumique est non nulle dans toute la pastille ce qui fait que la surface de la pastille, en vis-à-vis de la surface interne de la gaine, chauffe instantanément. Ainsi, la montée en température de la gaine survient 30 ms après le début du transitoire et celle du fluide 130 ms après environ. Il faudra de ce fait attendre 30 ms avant de pouvoir discerner un effet dû à la contre-réaction de dilatation de la gaine et 130 ms avant de percevoir des effets de contre-réactions liées au modérateur (à partir de l'augmentation de température du combustible).

Maintenant que la chronologie du transitoire est connue, on peut désormais étudier et identifier les phénomènes physiques intervenant dans le réacteur CABRI, puis en quantifier l'importance en vue de l'analyse QPIRT. Cette analyse est réalisée par domaine physique : thermohydraulique, thermomécanique puis neutronique.

5. Une faible part de l'énergie de réaction de fission est emportée par des photons gamma qui chauffent directement le fluide [3].

II.3 THERMOHYDRAULIQUE

Cette partie a pour objectif d'étudier les phénomènes thermohydrauliques intervenant dans les différents circuits du réacteur CABRI. La thermohydraulique du cœur, écoulement d'eau liquide dans un faisceau de crayons de combustible, sera dans un premier temps étudiée ; puis celle des barres transitoires, écoulements compressibles et potentiellement soniques. Des ordres de grandeurs des phénomènes ainsi identifiés seront alors calculés afin d'isoler les phénomènes physiques importants. La boucle à eau pressurisée contenant le crayon d'essai ne sera pas étudiée.

II.3.1 Thermohydraulique du cœur CABRI

II.3.1.1 L'échange thermique paroi-fluide

Le cœur de CABRI est une géométrie de faisceaux de crayons selon un réseau carré de pas 1,26 cm. Les crayons sont regroupés en assemblages posés et verrouillés sur une plaque de support du cœur en acier Inox (cf. fig. I.7 et I.8). Les principales caractéristiques du cœur sont présentées dans le tableau I.1 dans le chapitre I. Selon le flux thermique transmis au fluide et la température de gaine, le régime d'écoulement dans le cœur peut être très différent. La courbe de Nukiyama [31], établie à partir de régimes stationnaires d'un filament chauffé en vase, représentée en fig. II.4 trace le flux échangé en fonction de la température du filament. On identifie plusieurs régimes d'écoulements dont la configuration est également présentée en fig. II.4 : monophasique liquide, ébullition nucléée, ébullition de transition et ébullition en film. Tant que la température de paroi est inférieure à la température de saturation, le fluide reste monophasique. Le flux échangé est proportionnel à l'écart de température entre la paroi et le fluide en dehors de la couche limite, selon le coefficient conducto-convectif h rencontré précédemment. Lorsque la paroi s'échauffe au-delà de la température de saturation du fluide, des bulles peuvent alors se former sur la paroi dans les sites de nucléation dus à des imperfections de surface. Ce mode d'échange, appelé l'ébullition nucléée, est un mode de transfert bien plus efficace que l'échange monophasique, dans la mesure où le flux thermique sert à la fois à chauffer le liquide monophasique et à en vaporiser une petite partie, qui emporte loin de la paroi un excès d'énergie, par rapport à l'eau liquide voisine, correspondant à sa chaleur latente de vaporisation. Cette énergie est redéposée dans le liquide par condensation tant que celui-ci reste sous-saturé. Dans cette phase, le flux thermique échangé en paroi augmente. Si la température de paroi augmente, de plus en plus de sites de nucléation s'activent, et une part grandissante de l'eau se vaporise. Sous l'effet d'instabilités thermohydrauliques, les bulles fusionnent pour former des colonnes de vapeur et le flux échangé s'infléchit⁶. Si cette dynamique n'est pas stoppée, les colonnes de vapeur fusionnent également pour former un film de vapeur isolant la paroi : c'est la crise d'ébullition, atteinte lorsque le flux atteint une valeur maximale appelée "flux critique". On passe après cela en ébullition en film, où l'échange, maintenant très peu efficace, ne se fait que par conducto-convection dans la couche de vapeur. Cela est à l'origine d'une augmentation drastique de la température de paroi, celle-ci n'étant plus refroidie efficacement, et peut mener à sa destruction (fusion).

La courbe en fig. II.4 est obtenue pour un filament chauffant en vase, en l'absence de convection forcée et pour des états quasi-statiques. Bien que les valeurs de coefficients d'échange dans chaque régime soient très dépendantes du flux de masse, de la géométrie, de la pression etc., la forme de la courbe de Nukiyama reste globalement conservée pour d'autres géométries et situations. De nombreuses expériences ont été réalisées dans le but de construire des corrélations donnant le flux échangé pour chacun de ces régimes, par exemple : Dittus-Boelter pour l'échange convectif monophasique, Thom pour l'ébullition nucléée, Groeneveld pour le flux critique, Berenson pour l'ébullition en film [25]. Il se trouve également que cette courbe peut être modifiée dans le cas d'excursions rapides de flux échangés en paroi, comme c'est le cas au cours des

6. Au sens mathématique du terme : la dérivée seconde s'annule, donc la dérivée première du flux par rapport à la température en paroi atteint un maximum puis diminue.

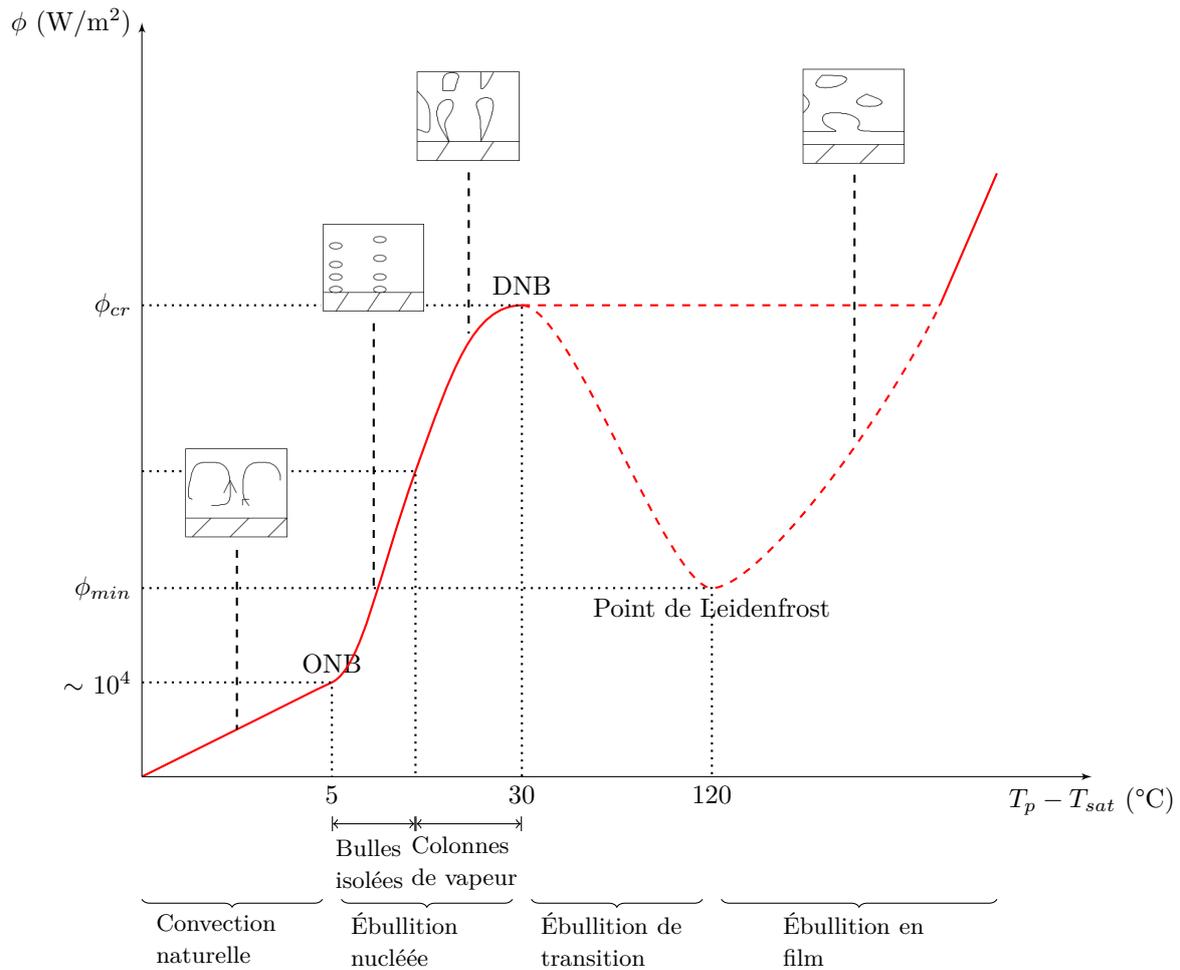


FIGURE II.4 – Courbe de Nukiyama typique pour de l'eau à 1 bar et régimes d'écoulement [26,30]

accidents de type RIA. Cela a fait très tôt l'objet de nombreuses études expérimentales [32–34] jusqu'à aujourd'hui où les mécanismes, bien qu'étant de mieux en mieux quantifiés, restent encore mécompris et extrêmement complexes [8,35,36]. Ces aspects seront abordés et étudiés dans le chapitre VI. On se référera néanmoins à cette courbe pour les calculs d'ordres de grandeur qui font l'objet de ce chapitre.

II.3.1.2 Le cœur de l'écoulement

En ce qui concerne le cœur de l'écoulement, les échanges de quantité de mouvement, de masse et d'énergie ont également été quantifiés expérimentalement [25]. Les expériences menées ont conduit à l'élaboration de corrélations qui permettent de fermer les équations de conservation de ces quantités pour les différentes phases. Elles sont aujourd'hui utilisées dans les outils de calcul scientifique.

Si l'eau dans le réacteur CABRI est en convection forcée, selon une vitesse axiale, des échanges de masse, de quantité de mouvement ou d'énergie peuvent également exister radialement dans la géométrie de faisceaux de crayons du cœur [37]. Ils sont dus à d'éventuels déséquilibres radiaux de pression, de vitesse ou de température. Si dans la majorité des cas ces échanges sont négligeables, ils peuvent devenir importants dans le cas de différences très marquées, par exemple des différences de puissance d'un assemblage à un autre. La boucle d'essais PERICLES a permis d'étudier ces phénomènes pour un réacteur à eau [37] et de confirmer l'importance de ces phénomènes dans le cas de différences de puissance importantes entre assemblages. Ce point fera l'objet de calculs d'ordres de grandeur en §II.3.3.

II.3.2 Thermohydraulique des barres transitoires

Le circuit des barres transitoires de CABRI, décrit dans le chapitre I (cf. fig. I.9), est *a priori* un circuit assez simple, mais sa dépressurisation peut être assez complexe. La différence de pression dans la vanne rapide, avant l'ouverture, est supérieure à la pression dans le réservoir tiré au vide. À son ouverture, le débit est donc limité par la vitesse du son c_{He} dans le gaz à la température observée en ce point. C'est similaire à ce qui se passe dans une tuyère de Laval. On a pour un gaz parfait, si r_{He} est la constante spécifique du gaz He :

$$c_{He} = \sqrt{\gamma r_{He} T} \quad (\text{II.26})$$

Où γ est l'indice adiabatique du gaz. Lorsque le circuit se dépressurise et que la différence de pression diminue suffisamment, l'écoulement dans la vanne redevient subsonique. Le débit diminue progressivement proportionnellement à la différence de pression dans la vanne. Les vannes ayant souvent une géométrie assez complexe, elles sont en général caractérisées sur banc d'essai pour en tirer une courbe caractéristique de débit massique Q_m en fonction de la chute de pression dans la vanne ΔP et de la pression en amont P_1 comme celle en fig. II.5. Entre les régimes sonique et subsonique apparaît une zone de transition, due à la compression du gaz au niveau de la vanne en raison de la différence de pression qui augmente : le débit s'infléchit jusqu'à atteindre un débit maximal fixé par la vitesse sonique dans la vanne. Cette figure permet d'identifier deux paramètres qui caractérisent totalement la vanne : C_v et x_T .

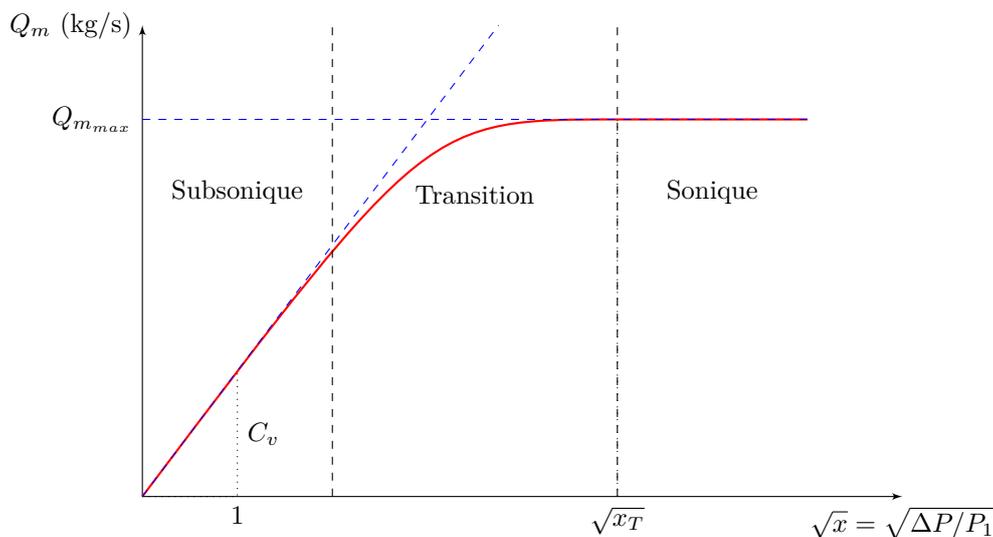


FIGURE II.5 – Caractéristique d'une vanne

Le paramètre C_v , appelé capacité de la vanne, fixe le débit en écoulement subsonique, pendant lequel $Q_m \propto \sqrt{\Delta P}$, tandis que le paramètre x_T , rapport maximal de chute de pression (en anglais *maximal pressure drop ratio*), détermine la chute de pression pour laquelle l'écoulement devient sonique dans la vanne. Il est, comme le paramètre C_v , spécifique à la vanne et à sa géométrie. Le débit massique passant dans une vanne peut alors s'écrire [38] :

$$Q_m = k C_v Y(x) \sqrt{x P_1 \rho_1} \quad (\text{II.27})$$

k est un coefficient de passage des unités américaines aux unités SI et :

$$\begin{cases} x = \min\left(\frac{P_1 - P_2}{P_1}; x_T\right) & \text{(II.28a)} \\ Y(x) = 1 - \frac{x}{3F_\gamma x_T} & \text{(II.28b)} \\ F_\gamma = \frac{\gamma}{1,4} & \text{(II.28c)} \end{cases}$$

Les variables indicées 1 et 2 sont respectivement celles en amont et en aval de la vanne. La fonction Y est le “facteur d’expansion”, prenant en compte la compression du gaz dans le régime de transition [38].

Dans le réacteur CABRI, la vanne rapide est conçue pour ne pas limiter le débit. Elle met cependant quelques millisecondes pour s’ouvrir (environ 5 ms). Durant ce laps de temps, le débit est limité par la faible section de passage dans la vanne rapide. Lorsque celle-ci est pleinement ouverte, c’est la vanne de réglage qui limite le débit. La géométrie des vannes est présentée sur la fig. II.6.

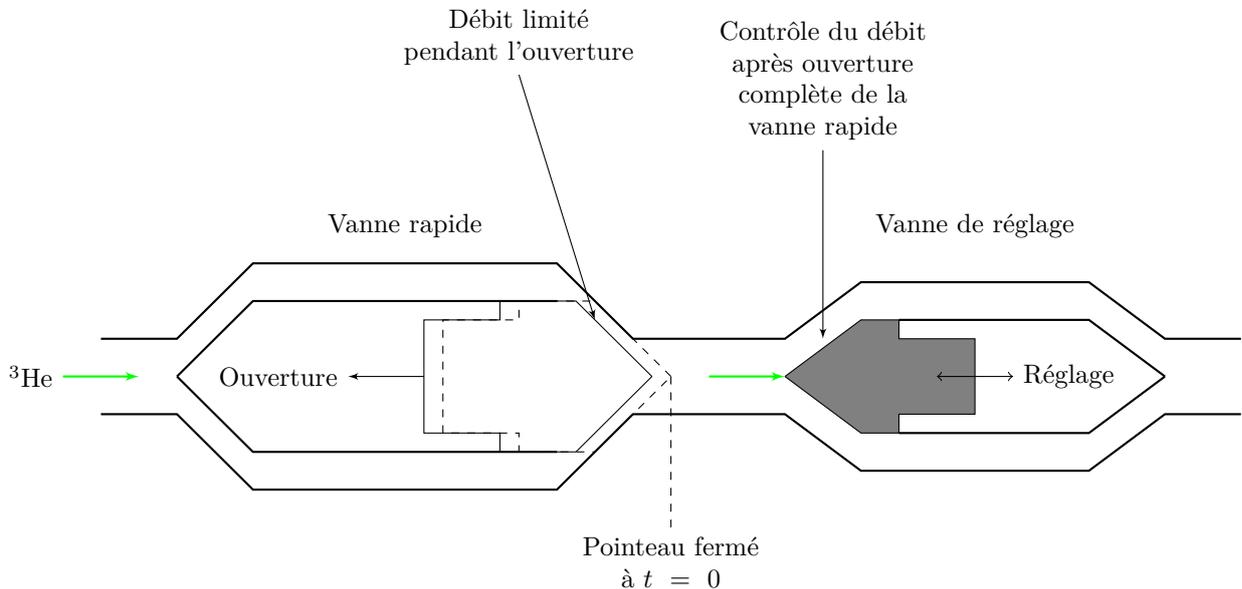


FIGURE II.6 – Schéma de la succession vanne rapide et vanne de réglage

Avec l’ouverture brutale de la vanne rapide, le système se comporte comme un tube à choc [39]. Une onde de choc avance dans le fluide sous-pressurisé et une onde de raréfaction se déplace dans le sens inverse dans le réservoir pressurisé à la vitesse du son. La distance entre la vanne et le bas des barres est de l’ordre de 5 m environ. La température du gaz étant proche de 20 °C, la vitesse du son est donc de l’ordre de 1000 m/s. Cela signifie que l’onde de raréfaction atteint le bas des barres 5 ms seulement après le début de la dépressurisation. À son contact, l’onde se réfléchit et le gaz contenu dans l’ensemble du réservoir amont peut alors se détendre. Même si l’écoulement est sonique dans la vanne de réglage pendant la majeure partie de la dépressurisation, l’écoulement dans les barres ne l’est pas. Plus encore, selon le débit dans la vanne de réglage, l’écoulement dans les barres (après réflexion de l’onde de raréfaction) peut ne pas être turbulent. C’est une particularité des simples dépressurisations par la voie “petit débit” : le rapport de section de passage dans la vanne sur la section de passage dans les tubes est tellement petit que l’écoulement peut être laminaire dans les barres alors qu’il est sonique dans la vanne de réglage. Il faut prendre cela en compte dans la mesure où le régime d’écoulement, caractérisé par le nombre de Reynolds Re , conditionne les échanges thermiques entre la paroi interne des barres et le gaz. Ces échanges thermiques sont eux-mêmes très importants au cours de la dépressurisation : ils réchauffent le gaz et modifient la masse volumique en amont de la

vanne, ce qui, selon l'équation (II.27), réduira le débit massique et ralentira la dépressurisation. Ce phénomène sera mieux étudié dans le chapitre V.

II.3.3 Ordres de grandeur des phénomènes thermohydrauliques

Dans ce paragraphe, on calcule les ordres de grandeur des phénomènes précédemment décrits. L'objectif de ce paragraphe est de rechercher l'énergie déposée dans le cœur et la durée d'un pic de puissance nécessaire à l'obtention d'un début d'ébullition nucléée dans le cœur et de l'atteinte du flux critique afin de mieux comprendre quels phénomènes sont observables selon les caractéristiques d'un transitoire CABRI.

Par ailleurs, il sera intéressant d'avoir un ordre de grandeur des vitesses radiales qui peuvent apparaître dans le cœur en raison des déséquilibres de puissance entre assemblages afin de savoir si ce phénomène est significatif et si à terme sa modélisation est nécessaire.

II.3.3.1 Atteinte de l'ébullition nucléée

Ce critère est établi en considérant que, par définition (en première approximation) dans les cartes d'écoulement diphasique, le passage en ébullition nucléée se fait lorsque la gaine atteint la température de saturation du fluide. On cherche donc à déterminer l'énergie nécessaire pour porter la surface de la gaine à T_{sat} . Par mesure de simplification, on considère la gaine comme un milieu thermiquement mince d'épaisseur e_g placé entre une pastille de combustible et le caloporteur. En effet, en calculant le nombre de Biot Bi associé à cette configuration [30] :

$$Bi = \frac{he_g}{\lambda_g} \quad (\text{II.29})$$

Et avec les valeurs données en annexe A, on obtient un nombre de Biot de 0,3 environ. Lorsque $Bi \ll 1$, le milieu peut être considéré comme thermiquement mince⁷. Ces considérations nous mènent à l'équation donnant la température moyenne de la gaine :

$$\rho_g c_{p_g} V_g \frac{dT_g}{dt} = -h S_{g_{ext}} (T_g - T_\infty) + \phi_j S_{g_{int}} \quad (\text{II.30})$$

$\phi_j S_{g_{int}}$ représente la puissance totale reçue par la gaine à travers le jeu, h est, pour rappel, le coefficient d'échange convectif entre la gaine et le réfrigérant. La gaine étant géométriquement mince, on a $S_{g_{ext}} \approx S_{g_{int}}$ et $V_g = S_{g_{ext}} e_g$. Sa température initiale est celle de l'écoulement loin de la paroi : T_∞ . De plus, le flux dans le jeu s'écrit :

$$\phi_j = h_j (T_{c_{ext}} - T_g) \quad (\text{II.31})$$

Cette équation, après plusieurs étapes, donne la résolution suivante :

$$T_g = T_\infty + \frac{h_j}{h + h_j} (T_{c_{ext}} - T_\infty) \left(1 - e^{-\frac{t}{t_c}}\right) \quad (\text{II.32})$$

Avec $t_c = \frac{\rho_g c_{p_g} e_g}{h + h_j}$. On cherche donc l'énergie déposée E_d pendant le transitoire telle qu'on arrive à $T_g = T_{sat}$. Pour cela, il faut relier l'énergie déposée dans le combustible de masse totale $\rho_c V_c$ à sa température de surface. On réalise alors l'approximation suivante :

$$\Delta \bar{T}_c = T_c - T_{c_0} \approx \frac{E_d}{\rho_c c_{p_c} V_c} \quad (\text{II.33})$$

7. Cela permet de négliger la variation radiale de température dans le milieu. La température du milieu est alors constante spatialement et prise égale à la température moyenne.

On considère que toute l'énergie déposée dans le cœur contribue intégralement à l'échauffement du combustible⁸, sans échange avec l'extérieur. Cela est vrai pour des transitoires très courts, où la largeur à mi-hauteur du pic de puissance est inférieure à 30 ms, c'est-à-dire avant le temps nécessaire pour que le combustible commence à échanger avec la gaine (cf. fig. II.3). On réalise alors l'approximation, très conservatrice, pour laquelle la température moyenne de combustible reste à peu près constante durant l'échauffement de la gaine. On a alors :

$$T_g \approx T_\infty + \frac{h_j}{h + h_j} \left(\frac{E_d}{\rho_c c_{p_c} V_c} + T_{c_0} - T_\infty \right) \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_c}} \right) \quad (\text{II.34})$$

Cela permet d'obtenir un ordre de grandeur sur l'énergie déposée nécessaire à l'atteinte de l'ébullition nucléée sur l'intervalle de temps $[0; +\infty[$. La température de gaine dans une telle situation étant strictement croissante, une condition nécessaire et suffisante à l'atteinte de l'ébullition nucléée est que sa limite en $+\infty$ soit supérieure à la température de saturation du fluide, soit :

$$\lim_{t \rightarrow +\infty} T_g = T_\infty + \frac{h_j}{h + h_j} \left(\frac{E_d}{\rho_c c_{p_c} V_c} + T_{c_0} - T_\infty \right) \geq T_{sat} \quad (\text{II.35})$$

On en déduit alors l'énergie déposée dans le combustible nécessaire à l'atteinte de l'ébullition nucléée :

$$E_d \geq E_{d_{ONB}} = \rho_c c_{p_c} V_c \left(T_{sat} - T_{c_0} + \frac{h}{h_j} (T_{sat} - T_\infty) \right) \quad (\text{II.36})$$

Ce critère semble cohérent dans la mesure où on lui constate une dépendance à la conductance du jeu et au coefficient d'échange convectif. En effet, si le jeu est très ouvert (épaisseur importante), l'énergie nécessaire à l'atteinte de l'ébullition nucléée est très haute. En revanche, si le jeu est quasiment fermé, la température maximale de la gaine au cours du transitoire sera bien plus importante et l'énergie nécessaire à l'atteinte de l'ébullition nucléée plus faible.

Application numérique

$h \approx 1,6 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2/\text{K}$, $e_j \approx 175 \text{ } \mu\text{m}$, $h_j \approx \lambda_j/e_j \approx 860 \text{ W/m}^2/\text{K}$. Si $T_\infty \approx 293 \text{ K}$, $T_{sat} \approx 373 \text{ K}$, on a :

$$E_d \geq 165 \text{ MJ.}$$

Si l'épaisseur du jeu ne vaut plus que $50 \text{ } \mu\text{m}$, on constate que ce critère descend à 50 MJ. L'épaisseur du jeu est donc du premier ordre dans l'atteinte de l'ébullition nucléée. Pour les transitoires les plus énergétiques, la largeur à mi-hauteur étant de l'ordre de 10 ms, et la puissance maximale atteinte de 20 GW, l'énergie déposée est de l'ordre de 200 MJ. Ce type de transitoire fait partie des plus énergétiques. L'atteinte de l'ébullition nucléée au niveau des crayons du cœur sera donc, selon ces ordres de grandeurs, marginale si le jeu pastille-gaine est ouvert. *A contrario*, si le jeu pastille-gaine est suffisamment réduit, l'ébullition nucléée pourra être observée.

Cela est d'autant plus vrai que la température de gaine nécessaire à l'enclenchement de l'ébullition nucléée est plus haute en transitoire rapide qu'en stationnaire, de l'ordre de 40 °C environ [35, 36]. Les aspects de thermohydraulique transitoire seront mieux étudiés au cours du chapitre VI.

8. Modulo les échauffements nucléaires des structures.

II.3.3.2 Atteinte du flux thermique critique

On cherche maintenant l'énergie qu'il faut déposer dans le cœur pour atteindre le flux thermique critique. Pour cela, il faut d'abord atteindre l'ébullition nucléée en chauffant la paroi jusqu'à la température de saturation du fluide à la pression considérée, ce qui a été étudié précédemment. Ensuite, l'échange thermique augmente brutalement. On peut décrire cet échange de la manière suivante :

$$\phi_{NB} = h_{NB} (T_p - T_{sat}(P))^2 \quad (\text{II.37})$$

Où h_{NB} est le coefficient d'échange en ébullition nucléée, donné par exemple par la corrélation de Thom en stationnaire [25] :

$$h_{NB}(P) = 1,97 \cdot 10^3 e^{0,23 \cdot 10^{-6} P} \quad (\text{II.38})$$

La crise d'ébullition est alors atteinte lorsque le flux atteint le flux thermique critique :

$$h_{NB} (T_p - T_{sat}(P))^2 = \phi_{crit} \quad (\text{II.39})$$

Le flux critique peut-être donné par plusieurs corrélations ou tables : Groeneveld, Rohsenow, Zuber, Kutateladze etc. [40]. La corrélation de Rohsenow est établie pour une ébullition en vase, similaire au cas d'étude de Nukiyama. Elle est élaborée à partir d'un modèle fondé sur le postulat que le flux critique est atteint lorsque les bulles en paroi fusionnent. Les tables de Groeneveld [41] permettent de prendre en compte l'effet de la convection forcée sur le flux critique. L'équation de conservation de l'énergie dans la gaine thermiquement mince s'écrit maintenant :

$$\rho_g c_{p_g} e_g \frac{dT_g}{dt} = -h_{NB} (T_g - T_{sat}(P))^2 + \phi_j \quad (\text{II.40})$$

Cette équation se transforme en :

$$\rho_g c_{p_g} e_g \frac{dT_g}{dt} \approx h_{NB} T_g \left(2T_{sat} - \frac{h_j}{h_{NB}} - T_g \right) - h_{NB} T_{sat}^2 + h_j \bar{T}_c \quad (\text{II.41})$$

Résolution :

On écrit cette équation de manière plus "fonctionnelle" et intelligible :

$$y' = ay(b - y) + c \quad (\text{II.42})$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} a = \frac{h_{NB}}{\rho_g c_{p_g} e_g} \end{array} \right. \quad (\text{II.43a})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} b = 2T_{sat} - \frac{h_j}{h_{NB}} \end{array} \right. \quad (\text{II.43b})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} c = \frac{h_j \bar{T}_c - h_{NB} T_{sat}^2}{\rho_g c_{p_g} e_g} \end{array} \right. \quad (\text{II.43c})$$

Le polynôme constituant la partie de droite de l'équation se factorise à partir de ses racines. On a :

$$ay(b - y) + c = aby - ay^2 + c = -a \left(y^2 - by - \frac{c}{a} \right) \quad (\text{II.44})$$

Le discriminant du polynôme obtenu vaut :

$$\Delta = b^2 + 4c/a = 4 \frac{h_j}{h_{NB}} \left(\bar{T}_c - T_{sat} \right) + \frac{h_j^2}{h_{NB}^2} \quad (\text{II.45})$$

Il est donc strictement positif. On peut donc réécrire l'équation (II.42) sous la forme :

$$y' = -a(y - y_1)(y - y_2) \quad (\text{II.46})$$

Avec y_1 et y_2 les deux racines du polynôme :

$$\left\{ \begin{array}{l} y_1 = \frac{1}{2} (b - \sqrt{\Delta}) \\ y_2 = \frac{1}{2} (b + \sqrt{\Delta}) \end{array} \right. \quad (\text{II.47a})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} y_1 = \frac{1}{2} (b - \sqrt{\Delta}) \\ y_2 = \frac{1}{2} (b + \sqrt{\Delta}) \end{array} \right. \quad (\text{II.47b})$$

On réalise le changement de variable $Y = y - y_1$. Cela donne l'équation :

$$Y' = -aY(Y + y_1 - y_2) = -aY(Y - \sqrt{\Delta}) \quad (\text{II.48})$$

On réalise un second changement de variable : $Z = 1/Y$, menant à :

$$Z' = a(1 - \sqrt{\Delta}Z) \quad (\text{II.49})$$

donnant la solution :

$$Z(t) = \alpha e^{-a\sqrt{\Delta}t} + \frac{1}{\sqrt{\Delta}} \quad (\text{II.50})$$

On remonte à y et on a donc :

$$y(t) = \frac{1}{\alpha e^{-a\sqrt{\Delta}t} + \frac{1}{\sqrt{\Delta}}} + \frac{1}{2} (b - \sqrt{\Delta}) \quad (\text{II.51})$$

Interprétation :

On identifie α ⁹ à partir de la condition initiale : $T(0) = T_{sat}$ marquant le début de l'ébullition nucléée. On arrive ainsi à :

$$T_g(t) = T_{sat} - \frac{1}{2} \left(\frac{h_j}{h_{NB}} + \sqrt{\Delta} \right) + \frac{1}{\left(\frac{2}{\frac{h_j}{h_{NB}} + \sqrt{\Delta}} - \frac{1}{\sqrt{\Delta}} \right) e^{-a\sqrt{\Delta}t} + \frac{1}{\sqrt{\Delta}}} \quad (\text{II.52})$$

On recherche alors la température de gaine permettant d'atteindre le flux critique, répondant donc au critère :

$$T_{crit} \geq T_{sat} + \sqrt{\frac{\phi_{crit}}{h_{NB}}} \quad (\text{II.53})$$

Comme pour l'atteinte de l'ébullition nucléée, une condition nécessaire et suffisante à l'atteinte du flux critique est :

$$\lim_{t \rightarrow +\infty} T_g = T_{sat} - \frac{1}{2} \left(\frac{h_j}{h_{NB}} - \sqrt{\Delta} \right) \geq T_{crit} \quad (\text{II.54})$$

Cela donne :

$$\Delta \geq \left(2\sqrt{\frac{\phi_{crit}}{h_{NB}}} + \frac{h_j}{h_{NB}} \right)^2 \quad (\text{II.55})$$

Et après quelques étapes :

9. Prononcer "Aleph"

$$\bar{T}_c \geq T_{c_{crit}} = T_{sat} + \frac{\phi_{crit}}{h_j} + \sqrt{\frac{\phi_{crit}}{h_{NB}}} \quad (\text{II.56})$$

Afin d'atteindre une température de combustible suffisante, il faut donc déposer une énergie supplémentaire dans le combustible permettant de passer de l'ONB (cf. eq. (II.36)) au flux critique :

$$\Delta E_d = E_{d_{crit}} - E_{d_{ONB}} = \rho_c c_{p_c} V_c (T_{c_{crit}} - T_{c_{ONB}}) \quad (\text{II.57})$$

La combinaison des deux équations précédentes conduit au critère :

$$E_d \geq E_{d_{crit}} = \rho_c c_{p_c} V_c \left(T_{sat} - T_{c_0} + \frac{\phi_{crit}}{h_j} + \sqrt{\frac{\phi_{crit}}{h_{NB}}} \right) \quad (\text{II.58})$$

Application numérique

Dans le cœur CABRI, une corrélation de type Groeneveld [41] donne un flux critique de l'ordre de 5 MW/m². On a également un coefficient d'échange en ébullition nucléée donné en eq. (II.38). On a donc :

$E_{d_{crit}} = 676$ MJ pour un jeu de 175 μm , 211 MJ seulement si le jeu est de 50 μm . L'atteinte de la crise d'ébullition sera donc, selon ces ordres de grandeur, difficilement observable pour un jeu pastille-gaine encore ouvert. Le calcul de cette condition sur l'énergie déposée dans le cœur a été réalisé à partir d'une corrélation de flux critique établie en stationnaire. Comme expliqué précédemment, ces corrélations sont largement modifiées en situation de transitoire rapide, donnant un flux critique plus haut qu'en stationnaire. L'énergie nécessaire à l'atteinte du flux critique en transitoire sera donc nécessairement plus élevée. Dans le cadre de ces hypothèses, l'atteinte du flux critique dans le cœur de CABRI semble donc très peu probable, même pour les transitoires les plus énergétiques.

II.3.3.3 Estimation des flux transverses

L'estimation en ordres de grandeur de ces phénomènes, en particulier des échanges de masse, est complexe car ceux-ci font intervenir un grand nombre d'inconnues. Une tentative est proposée en annexe B. Les principales conclusions sont que les échanges de quantité de mouvement par forces visqueuses sont négligeables, au même titre que les échanges conductifs dans le fluide. En revanche, les échanges de masse, dans un cas d'étude imaginaire extrême avec un assemblage à 20 °C et l'autre à saturation peuvent générer des vitesses transverses de l'ordre de 1 m/s, ce qui est non négligeable compte tenu du fait que la vitesse axiale est de 5 m/s environ. Néanmoins, ce cas extrême ne semble pas très représentatif. Nous verrons en effet au cours du chapitre IV que les différences de puissance entre assemblages dans le cœur de CABRI restent assez réduites.

II.3.4 Bilan

Les phénomènes thermohydrauliques dans les différents circuits du réacteur ont été identifiés et leur importance a été quantifiée par le biais de calcul d'ordres de grandeur. La démarche était de quantifier l'énergie qui devait être déposée dans le combustible au cours du transitoire afin d'atteindre l'ébullition nucléée, puis le flux critique. Ces études ont montré que, dans le cas du cœur nourricier de CABRI et donc d'un combustible neuf, l'ouverture du jeu permettait de ne pas atteindre le flux critique, et que l'atteinte de l'ébullition nucléée semblait difficile. De plus, les échanges transverses dans le cœur dont l'estimation analytique est délicate semblent dans leur ensemble peu significatifs dans le cœur de CABRI.

II.4 THERMOMÉCANIQUE

On cherche maintenant à estimer l'importance des phénomènes thermomécaniques et leur origine. Plus précisément, il s'agit de déterminer les principaux termes de déformations dans le crayon ainsi que l'ordre de grandeur de la pression pastille-gaine durant un transitoire CABRI-RIA. Pour cela, il est d'abord nécessaire d'établir les expressions des déplacements solides dans le crayon.

II.4.1 Contraintes et déformations dans le crayon combustible

On s'intéresse au cas d'étude de la fig. II.7 : une pastille, a priori annulaire, glissée dans une gaine. On constate que les deux systèmes (gaine et pastille) sont similaires, et on va donc résoudre le cas général d'un cylindre évidé de rayons interne et externe r_i et r_e , avec une pression interne p_i et une pression externe p_e [42,43]. Le cas sera ensuite appliqué aux conditions de notre géométrie d'étude.

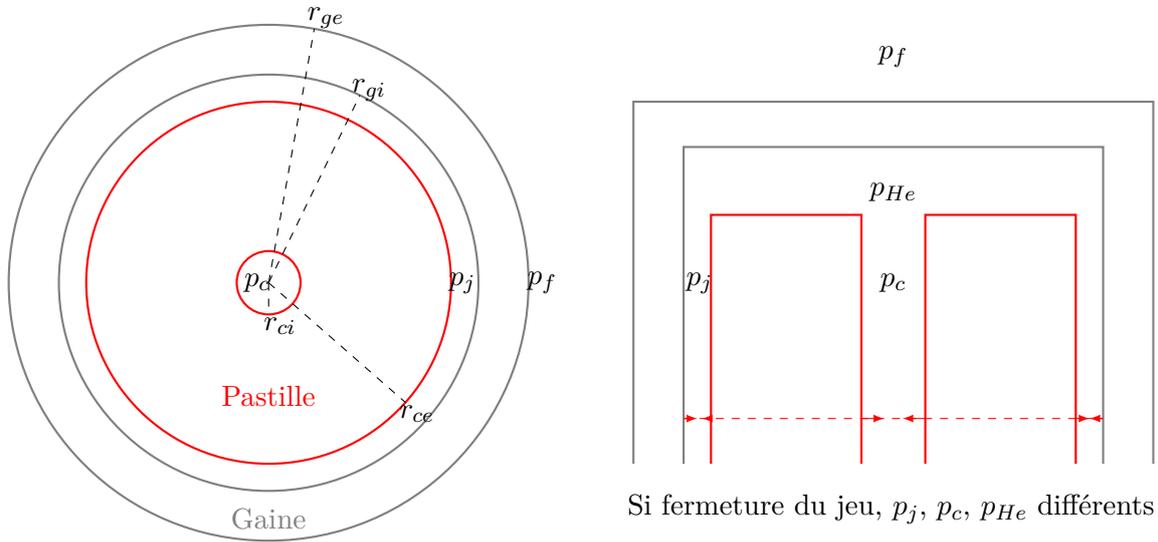


FIGURE II.7 – Coupe radiale (gauche) et coupe transversale (droite) de la géométrie d'étude

Le tenseur de déformations s'écrit à partir du tenseur du gradient de déplacement :

$$\underline{\underline{\epsilon}} = \begin{bmatrix} \frac{\partial u_r}{\partial r} & 0 & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) \\ 0 & \frac{u_r}{r} & 0 \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) & 0 & \frac{\partial u_z}{\partial z} \end{bmatrix} \quad (\text{II.59})$$

La déformation totale est la somme de la déformation élastique et de la déformation par dilatation thermique. On a donc :

$$\underline{\underline{\epsilon}} = \underline{\underline{\epsilon}}_e + \underline{\underline{I}}\epsilon_d \quad (\text{II.60})$$

Avec $\epsilon_d = a\Delta T$ où a est le coefficient de dilatation thermique intégral (on considère que la dilatation thermique est isotrope).

Le tenseur de contraintes s'écrit, dans la base cylindrique :

$$\underline{\underline{\sigma}} = \begin{bmatrix} \sigma_r & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_\theta & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_z \end{bmatrix} \quad (\text{II.61})$$

L'application de la loi de Hooke à la déformation élastique s'écrit :

$$\underline{\underline{\epsilon}}_e = \frac{1 + \nu}{E} \underline{\underline{\sigma}} - \frac{\nu}{E} I \text{tr}(\underline{\underline{\sigma}}) \quad (\text{II.62})$$

Les forces dans le système s'équilibrent. On a donc, pour la gaine comme pour la pastille :

$$\text{div} \underline{\underline{\sigma}} = \vec{0} \quad (\text{II.63})$$

Cela conduit à :

$$\begin{cases} \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} = 0 \\ \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} = 0 \end{cases} \quad (\text{II.64a})$$

$$(\text{II.64b})$$

La combinaison de l'équilibre des forces et de la loi de Hooke donne l'équation des déplacements radiaux suivante :

$$\frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_r}{r^2} = \frac{1 + \nu}{1 - \nu} \frac{\partial a \Delta T}{\partial r} \quad (\text{II.65})$$

On peut intégrer cette équation différentielle :

$$\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r} = C_1 + \frac{1 + \nu}{1 - \nu} a \Delta T \quad (\text{II.66})$$

Soit :

$$r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_r = \frac{\partial r u_r}{\partial r} = C_1 r + \frac{1 + \nu}{1 - \nu} a \Delta T r \quad (\text{II.67})$$

Cette équation différentielle admet une solution de la forme :

$$u_r = \frac{1}{r} \frac{1 + \nu}{1 - \nu} \int_{r_i}^r r' a \Delta T dr' + \frac{C_1}{2} r + \frac{C_2}{r} \quad (\text{II.68})$$

L'hypothèse des déformations planes généralisées, souvent utilisée, valable pour des chargements de longues structures, avec deux conditions aux limites différentes aux extrémités, s'écrit :

$$\epsilon_z = \frac{\partial u_z}{\partial z} = cte \quad (\text{II.69})$$

C'est-à-dire :

$$u_z = C_3 z + C_4 \quad (\text{II.70})$$

Un cas particulier de cette hypothèse est $\epsilon_z = 0$ (déformations planes), lorsque les forces appliquées à la structure axialement s'équilibrent parfaitement, c'est-à-dire donnant une résultante nulle. Ce n'est rigoureusement pas le cas dans le cadre d'un crayon de combustible, où la pastille la plus basse subit le poids de toutes les pastilles au-dessus, et où les forces latérales (dues à la pression du jeu) induisent des contraintes axiales (par effet Poisson).

Le déplacement étant nul en $z = 0$, on a :

$$\begin{cases} u_r = \frac{1}{r} \frac{1 + \nu}{1 - \nu} \int_{r_i}^r r' a \Delta T dr' + \frac{C_1}{2} r + \frac{C_2}{r} \\ u_z = C_3 z \end{cases} \quad (\text{II.71a})$$

$$(\text{II.71b})$$

En inversant la loi de Hooke, on remonte à l'expression des contraintes radiales et axiales :

$$\begin{cases} \sigma_r = \frac{1 - \nu}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)} E \left(\frac{\nu}{1 - \nu} (\epsilon_{e_\theta} + \epsilon_{e_z}) + \epsilon_{e_r} \right) \\ \sigma_z = \frac{1 - \nu}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)} E \left(\frac{\nu}{1 - \nu} (\epsilon_{e_\theta} + \epsilon_{e_r}) + \epsilon_{e_z} \right) \end{cases} \quad (\text{II.72a})$$

$$(\text{II.72b})$$

En appliquant les conditions aux limites, on arrive, après plusieurs étapes de calcul, à :

$$\left\{ \begin{array}{l} C_1 = \frac{2}{r_e^2 - r_i^2} \left(\frac{1 - 3\nu}{1 - \nu} \int_{r_i}^{r_e} a \Delta T r dr - \frac{1 - \nu}{E} (p_e r_e^2 - p_i r_i^2) - \nu \frac{F_z}{E \pi} \right) \end{array} \right. \quad (\text{II.73a})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} C_2 = \frac{r_i^2 r_e^2}{r_e^2 - r_i^2} (1 + \nu) \left(\frac{1}{1 - \nu} \frac{1}{r_e^2} \int_{r_i}^{r_e} a \Delta T r dr - \frac{p_e - p_i}{E} \right) \end{array} \right. \quad (\text{II.73b})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} C_3 = \frac{1}{r_e^2 - r_i^2} \left(\frac{F_z}{E \pi} + 2\nu \frac{p_e r_e^2 - p_i r_i^2}{E} + 2 \int_{r_i}^{r_e} a \Delta T r dr \right) \end{array} \right. \quad (\text{II.73c})$$

Où F_z est la composante axiale de la résultante des forces appliquées sur le système.

II.4.2 Calcul de la pression de contact lors de l'interaction pastille-gaine

Afin de calculer l'effet du contact de la pastille sur la gaine, on doit évaluer la pression p_j dans le cas où le jeu pastille-gaine se ferme. Les variables indicées c correspondent donc au combustible, et g à la gaine. On détermine ainsi la pression de contact en cherchant p_j tel que $r_{c_e} + u_{r_c}(r_{c_e}) = r_{g_i} + u_{r_g}(r_{g_i})$. Cette méthode est identique à la méthode utilisée dans [42, 43]. On explicite alors les expressions des déplacements radiaux pour les deux milieux (gaine et combustible). On simplifie par ailleurs l'étude en posant, dans le cadre de notre géométrie, $r_{c_i} = 0$ (pas de cavité interne dans les pastilles CABRI). On obtient après plusieurs étapes de calcul :

$$\begin{aligned} p_{\text{contact}} = & I \left(2r_{g_i} r_{g_e}^2 \frac{p_f}{E_g} + \nu_g r_{g_i} \frac{F_{z_g}}{\pi E_g} - \nu_c \frac{r_{g_e}^2 - r_{g_i}^2}{r_{c_e}} \frac{F_{z_c}}{\pi E_c} \right) \\ & + I \left(2 \frac{r_{g_e}^2 - r_{g_i}^2}{r_{c_e}} \int_0^{r_{c_e}} a_c \Delta T_c r dr - 2r_{g_i} \int_{r_{g_i}}^{r_{g_e}} a_g \Delta T_g r dr \right) \\ & - I (r_{g_i} - r_{c_e}) (r_{g_e}^2 - r_{g_i}^2) \end{aligned} \quad (\text{II.74})$$

Avec une constante I :

$$I = \frac{E_g E_c}{(1 - \nu_g) E_c r_{g_i}^3 + (1 - \nu_c) E_g r_{c_e} (r_{g_e}^2 - r_{g_i}^2) + (1 + \nu_g) E_c r_{g_i} r_{g_e}^2} \quad (\text{II.75})$$

Après simplifications sur la géométrie de la gaine ($r_{g_e} - r_{g_i} = e_g$ et $r_{g_e}^2 - r_{g_i}^2 \approx 2e_g r_{g_i}$), on obtient :

$$\begin{aligned} p_{\text{contact}} = & I_{\text{contact}} \left(2r_{g_e}^2 \frac{p_f}{E_g} + \nu_g \frac{F_{z_g}}{\pi E_g} - \nu_c \frac{2e_g}{r_{c_e}} \frac{F_{z_c}}{\pi E_c} \right) \\ & + 2I_{\text{contact}} \left(\frac{2e_g}{r_{c_e}} \int_0^{r_{c_e}} a_c \Delta T_c r dr - \int_{r_{g_i}}^{r_{g_e}} a_g \Delta T_g r dr \right) \\ & - 2I_{\text{contact}} (r_{g_i} - r_{c_e}) e_g \end{aligned} \quad (\text{II.76})$$

Avec une constante d'interaction :

$$I_{\text{contact}} = \frac{E_g E_c}{(1 - \nu_g) E_c r_{g_i}^2 + (1 - \nu_c) E_g 2e_g r_{c_e} + (1 + \nu_g) E_c r_{g_e}^2} \quad (\text{II.77})$$

Et des résultantes axiales, d'après la géométrie détaillée en fig. II.7, que l'on peut écrire sous la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} F_{z_c} = -p_{He} \pi r_{c_e}^2 \end{array} \right. \quad (\text{II.78a})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} F_{z_g} = - \left(p_f \pi r_{g_e}^2 - p_{He} \pi r_{g_i}^2 \right) \end{array} \right. \quad (\text{II.78b})$$

II.4.3 Ordres de grandeur des phénomènes thermomécaniques

Les relations précédentes permettent de calculer les ordres de grandeur des déformations dans la gaine et le combustible ainsi que de la pression de contact lorsque le jeu se ferme et que la pastille entre en interaction mécanique avec la gaine, et ce pour un transitoire CABRI très énergétique. Les valeurs numériques des paramètres des milieux sont rappelés en annexe A.

II.4.3.1 Déformations élastiques

Dans la gaine, si on considère que $e_g \ll r$ dans les équations (II.71), on retrouve la formule dite “des chaudronniers” en eq. (II.79) et (II.80).

$$\epsilon_{e_g} = \frac{u_r}{r} = \frac{1}{E_g} \sigma_{e_g} \quad (\text{II.79})$$

Avec :

$$\sigma_{e_g} = \frac{r}{e_g} (p_j - p_f) \quad (\text{II.80})$$

En ce qui concerne la pastille, on utilise les formules de déplacements en eq. (II.71) établies précédemment. On a $r_i = 0$ (pas de cavité interne). On en déduit que :

$$\epsilon_{e_c} = -(1 - \nu) \frac{p_j}{E_c} \quad (\text{II.81})$$

Application numérique

On suppose un volume final accessible au gaz dans le crayon limité à la chambre d'expansion, et une augmentation de température de ce gaz maximisée égale à l'augmentation maximale de température combustible sur des transitoires CABRI (environ 1700 K). Cette température est obtenue avec l'expression approchée donnée en (II.33). Cela donne une pression finale dans la chambre de 50 bar. En considérant que le module d'Young des gaines en Inox est d'environ $E_g \approx 200$ GPa, on déduit une déformation de la gaine $\epsilon_{e_g} \sim 3 \cdot 10^{-4}$.

Par ailleurs, la limite élastique de l'Inox est de l'ordre de 200 MPa. La contrainte maximale atteinte (60 MPa) n'induit pas un dépassement de la limite élastique.

La pression dans le jeu (sans fermeture du jeu) vaut 8 bar, et $E_c \sim 220$ GPa. On obtient alors $\epsilon_{e_c} \sim -3 \cdot 10^{-6}$.

II.4.3.2 Déformations par fluage

La déformation par fluage de la gaine peut s'écrire [44, 45] :

$$\frac{d\epsilon_f}{dt} = A_c \sigma_e^{n_c} e^{-Q_c/(RT)} \quad (\text{II.82})$$

Les paramètres n_c , l'énergie d'activation Q_c ainsi que le coefficient A_c sont donnés dans des tables [44, 45]. On déduit de cette expression que :

$$\epsilon_f < A_c \sigma_{e_{max}}^{n_c} e^{-Q_c/(RT_{max})} \Delta t \quad (\text{II.83})$$

Application numérique

$Q_c/R = 20330$ K, $n_c = 2,97$ et $A_c = 20,267$ s⁻¹ d'après [44]. On prend $T_{max} = 500$ K (température moyenne maximale de la gaine atteinte selon le modèle simplifié en eq. (II.34)), $\sigma_{e_{max}} = 100$ MPa et $\Delta t = LMH = 10$ ms.

Cela donne $\epsilon_f \sim 4 \cdot 10^{-13}$.

Le fluage du combustible n'est pas significatif pendant un transitoire de type RIA.

II.4.3.3 Déformations par dilatation thermique

La dilatation thermique de la gaine et de la pastille peuvent s'écrire :

$$\epsilon_d = a(T)(T - T_{ref}) \quad (\text{II.84})$$

Application numérique

Dans la gaine :

$$a_g \sim 17 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}, T - T_{ref} \sim 200 \text{ K.}$$

On obtient ainsi $\epsilon_d \sim 3 \cdot 10^{-3}$.

Dans la pastille :

$$a_c \sim 8 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}, T - T_{ref} \sim 1500 \text{ K.}$$

On obtient ainsi $\epsilon_d \sim 1 \cdot 10^{-2}$.

II.4.3.4 Bilan des déformations

TABLEAU II.1 – Bilan des ordres de grandeur des déformations dans la pastille et la gaine dans les transitoires CABRI

	Déformation thermique	Déformation élastique	Déformation par fluage
	ϵ_d	ϵ_e	ϵ_f
Gaine	$3 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-13}$
Combustible	$1 \cdot 10^{-2}$	$-3 \cdot 10^{-6}$	-

On déduit de ce tableau que :

$$|\epsilon_d| \gg |\epsilon_e| \gg |\epsilon_f| \quad (\text{II.85})$$

Et ce pour la pastille et la gaine. Les principales sources de déformation sont donc les déformations engendrées par dilatation thermique des structures.

II.4.3.5 Pression de contact

Afin de déterminer si ce phénomène est important dans le cœur de CABRI, il faut connaître l'énergie nécessaire à la fermeture du jeu. On recherche $\Delta T_{c_{max}}$ tel que :

$$p_{contact} > 0 \quad (\text{II.86})$$

En réalisant l'application numérique à partir des valeurs précédentes, on se rend compte que les termes de la première ligne dans l'eq. (II.76) sont très négligeables en regard des termes de la seconde ligne, représentant l'apport par dilatation thermique sur la pression de contact, ce qui est cohérent avec les ordres de grandeur des déformations présentées dans le tableau II.1. On simplifie alors le problème en recherchant $\Delta T_{c_{max}}$ tel que :

$$2I_{contact} \left(\frac{2e_g}{r_{ce}} a_c \Delta T_{c_{max}} \frac{r_{ce}^2}{2} - a_g \Delta T_{g_{min}} e_g r_{g_i} - (r_{g_i} - r_{ce}) e_g \right) \geq 0 \quad (\text{II.87})$$

Soit :

$$\Delta T_{c_{max}} \geq \frac{(r_{g_i} - r_{ce}) + a_g \Delta T_{g_{min}} r_{g_i}}{a_c r_{ce}} \quad (\text{II.88})$$

Ce résultat est assez cohérent dans la mesure où la dilatation du combustible doit permettre de rattraper le jeu initial plus le déplacement issu de la dilatation thermique de la gaine. En réalisant la même hypothèse qu'en eq. (II.33), et en calculant $\Delta T_{g_{min}}$ à partir de l'expression en eq. (II.34)¹⁰, l'énergie déposée doit satisfaire la condition :

10. On suppose en effet ici que l'échange en paroi reste monophasique. Cela est assez cohérent avec les calculs d'ordres de grandeur qui ont montré que l'atteinte de l'ébullition nucléée dans le cœur de CABRI reste marginale.

$$E_d \geq E_{d_{IPG}} = \rho_c c_{pc} V_c \frac{e_j + a_g r_{gi} \frac{h_j}{h+h_j} (T_{c0} - T_\infty)}{a_c r_{ce} - a_g r_{gi} \frac{h_j}{h+h_j}} \quad (\text{II.89})$$

Application numérique

Avec les valeurs précédentes, et un jeu initial de 175 μm , on obtient $E_{d_{IPG}} = 584$ MJ. Cette valeur est largement supérieure aux énergies déposées maximales durant un transitoire CABRI, autour de 200 MJ. Si le jeu n'est plus que de 50 μm , on constate que cette valeur tombe à 227 MJ. Ainsi, selon l'épaisseur du jeu à l'instant initial, on ne pourra pas constater d'interaction pastille-gaine au cours du transitoire. Si ce phénomène est très important au cours des accidents de type RIA avec des combustibles usés (dont l'étude fait l'objet du programme CIP), il ne semble pas significatif pour les transitoires CABRI-RIA au niveau du cœur nourricier.

REMARQUE :

L'épaisseur à froid du jeu étant néanmoins soumise à suppositions, ce constat doit être considéré avec précaution, car issu de calculs d'ordres de grandeur, dans un cœur "moyen" (sans distribution de puissance) et avec des propriétés constantes. Cette remarque est également valable pour l'ensemble des calculs d'ordre de grandeur. Certains phénomènes peuvent toujours être obtenus localement, aux points de flux neutronique important ou aux points où le jeu est plus réduit qu'ailleurs.

II.4.4 Bilan

Les calculs d'ordres de grandeur réalisés montrent que le principal phénomène thermomécanique de ces transitoires est la déformation par dilatation thermique, en raison des augmentations très importantes de température dans les structures au cours des transitoires CABRI-RIA. En outre, le calcul de l'énergie déposée dans le cœur nécessaire à la fermeture du jeu au cours du transitoire montre que l'interaction pastille-gaine reste marginale pour les crayons du cœur CABRI dont le jeu pastille gaine à froid est suffisamment ouvert (plus de 50 μm environ).

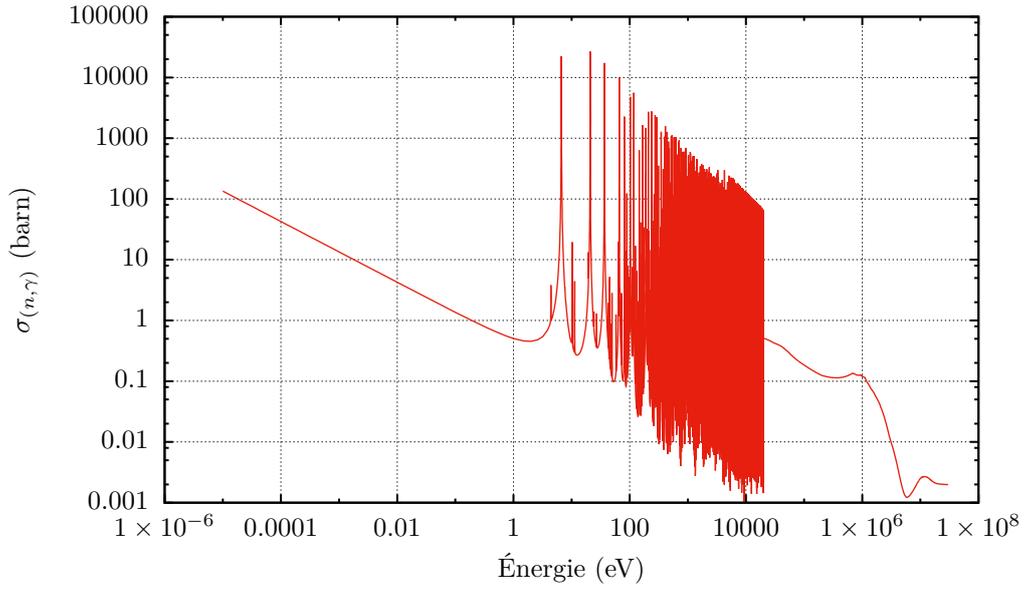
II.5 NEUTRONIQUE

Cette section aborde les phénomènes neutroniques intervenant dans le réacteur CABRI, identifiés et présentés dans l'arbre phénoménologique de la fig. II.1. Après une description théorique de ces effets, leurs ordres de grandeur sont comparés afin d'identifier les types de transitoires dans lesquels ces différents phénomènes peuvent intervenir.

II.5.1 La contre-réaction liée à l'effet Doppler

L'effet Doppler neutronique, décrit brièvement dans le chapitre I, est lié à la présence de résonances de capture radiative de ^{238}U dans le domaine du ralentissement comme le montre la fig. II.8. Ces résonances sont dues à la structure en niveaux discrets de l'énergie d'excitation du noyau composé, somme de son énergie de liaison et de l'énergie apportée par le neutron. Si le neutron a une énergie amenant l'énergie totale proche d'un niveau d'énergie du noyau cible, la section efficace est grande et la réaction est probable. En revanche, si le neutron fait tomber l'énergie totale entre deux niveaux, la réaction est très peu probable et la section efficace est faible. Ces niveaux sont d'autant plus rapprochés que le noyau est lourd. On peut donc observer de grandes variations de section efficace pour de faibles variations d'énergie du neutron [3].

Lorsque la température augmente, ces résonances s'élargissent et la probabilité d'absorption augmente. Cela fait diminuer le facteur anti-trappe p dans la formule du k_∞ et donc la


 FIGURE II.8 – Résonances de capture radiative de l' ^{238}U (JEFF 3.1)

réactivité totale. La contre-réaction liée à l'effet Doppler en cas d'échauffement rapide est non seulement instantanée (cf. fig. II.3) mais également celle qui aura le poids en anti-réactivité le plus important dans les réacteurs à eau. Pour ce type de réacteurs, on écrit en général [4] :

$$\rho_{dop} = \kappa_{dop} \left(\sqrt{T_c} - \sqrt{T_{c0}} \right) \quad (\text{II.90})$$

L'anti-réactivité Doppler s'écrit sous cette forme car le coefficient d'anti-réactivité Doppler κ_{dop} est alors constant sur une large plage de température. L'origine de cet "heureux hasard" sera expliquée au cours du chapitre IV. Or, pour des variations importantes de température de combustible, on constate que ce coefficient peut fortement varier [15]. Il est également soumis aux variations de quantité d'absorbants dans le cœur (masse volumique d'hélium et cote des barres de contrôle).

Le calcul du transport des neutrons par la diffusion dans les codes de calcul neutronique considère que les milieux traversés sont constitués de gaz libres. Or, la distribution des vitesses des atomes dans le combustible UO_2 n'est pas maxwellienne, en raison des forces de liaison qui relient les atomes au sein du cristal. Ceux-ci ne sont donc pas "libres" comme ils le seraient dans un gaz parfait. La formule de Santamarina-Meister [46] permet de prendre en compte ces effets en donnant, empiriquement, une température effective pour le calcul de l'effet Doppler :

$$T_{eff} = T_c \left(1 + \frac{8,6}{T_c} + \frac{3100}{T_c^2} \right) \quad (\text{II.91})$$

II.5.2 La contre-réaction liée au modérateur

Cette contre-réaction comprend plusieurs phénomènes comme expliqué dans le chapitre I : la dilatation pure du modérateur, sa vaporisation et l'effet de spectre qu'il induit. On décrit en général la contre-réaction de dilatation du modérateur de la manière suivante :

$$\rho_{dil\ mod} = \kappa_{mod} (T_l - T_{l0}) \quad (\text{II.92})$$

Où κ_{mod} est le coefficient modérateur calculé pour une variation de température du liquide seul. Cela peut être écrit autrement, à partir du coefficient de dilatation thermique β_l du modérateur liquide :

$$d\mathbf{P}_{dil\ mod} = \frac{\kappa_{mod}}{V_{mod}\beta_l} dV_l = \frac{\kappa_{mod}}{V_l\beta_l} (1 - \alpha) dV_l = -\frac{\kappa_{mod}}{\rho_l\beta_l} (1 - \alpha) d\rho_l \quad (\text{II.93})$$

$V_{mod} = V_l/(1 - \alpha)$ est le volume total accessible par le modérateur¹¹. Lorsque le modérateur se vaporise, la vapeur générée réduit la quantité de modérateur liquide selon une variation de $dV_l = -V_{mod}d\alpha$ où α est le taux de vide. En considérant que la vapeur ne modère pas les neutrons (en raison du rapport des masses volumiques de vapeur sur liquide), on a une variation de réactivité due au changement du volume modérateur accessible :

$$d\mathbf{P}_{vap\ mod} = +\frac{\kappa_{mod}}{V_l\beta_l} (1 - \alpha) \frac{d\alpha}{1 - \alpha} V_l \quad (\text{II.94})$$

La variation d'anti-réactivité totale liée au modérateur s'écrit donc :

$$d\mathbf{P}_{mod} = \frac{\kappa_{mod}}{\rho_l\beta_l} (d\alpha\rho_l - (1 - \alpha)d\rho_l) \quad (\text{II.95})$$

La contre-réaction liée à l'effet de spectre du modérateur suit quant à elle une loi du type (II.92) mais n'est pas comptée dans cette expression car le phénomène physique est différent. Le coefficient d'anti-réactivité n'est donc pas le même. Son effet étant très faible, ce phénomène n'est pas pris en compte.

II.5.3 La contre-réaction liée à la dilatation de la gaine

La dilatation de la gaine, comme expliqué au chapitre I, réduit la quantité de modérateur dans le cœur. Ce phénomène est similaire à la contre-réaction liée à la vaporisation du modérateur. Ainsi, le rapport modérateur et le facteur d'utilisation thermique f dans la formule des quatre facteurs diminuent. Considérons une variation du volume occupé par les gaines de dV_g causant une variation de volume accessible par le modérateur liquide $dV_{mod} = -dV_g$. On a, selon l'expression en (II.95) :

$$d\mathbf{P}_{gain} = \frac{\kappa_{mod}}{V_{mod}\beta_l} (1 - \alpha) dV_g \quad (\text{II.96})$$

Considérant une variation de rayon extérieur de gaine dr_{ge} , on a donc :

$$d\mathbf{P}_{gain} = \frac{\kappa_{mod}}{\beta_l} (1 - \alpha) \frac{2\pi r_{ge} dr_{ge}}{c^2 - \pi r_{ge}^2} \quad (\text{II.97})$$

II.5.4 L'effet TOP

L'effet "TOP", comme décrit dans le §II.1, est spécifique à CABRI. Cette réaction peut se quantifier en calculant un taux de réaction volumique de la manière suivante :

$$\tau_{TOP}(z, E, t) = \phi_{BT}(z, E, t) \Sigma_{TOP}(z, E, t) = \phi_{BT}(z, E, t) N_{He}(z, t) \sigma_{TOP}(E) \quad (\text{II.98})$$

Où ϕ_{BT} est le flux neutronique scalaire pris à la côte z dans les barres d'hélium. Cette réaction libère une énergie Ξ_{TOP} dans le fluide dépendante de la densité du gaz [47]. La puissance volumique déposée dans le gaz par une telle réaction s'écrit ainsi :

$$p_v(z, E, t) = \phi_{BT}(z, E, t) N_{He}(z, t) \sigma_{TOP}(E) \Xi_{TOP}(N_{He}) \quad (\text{II.99})$$

11. Soit le volume de la cellule : volume total de réfrigérant moins le volume des structures solides.

On peut exprimer le flux dans les barres en fonction de la puissance du réacteur, de la distribution axiale de flux et du coefficient de dépletion du flux au niveau des barres :

$$\left\{ \begin{array}{l} N_{He}(z,t) = \rho_{He}(z,t) \frac{N_A}{M_{He}} \\ \phi_{BT}(z,E,t) = F_{xy_{BT}} F_z \Phi = F_{xy_{BT}} F_z \frac{\Phi_0}{P_{n_0}} P(t) \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(II.100a)} \\ \text{(II.100b)} \end{array}$$

Où Φ est le flux dans le combustible, qu'on relie linéairement, conformément aux hypothèses de la cinétique ponctuelle, à la puissance dans le réacteur selon un rapport Φ_0/P_{n_0} qui représente le flux scalaire dans le combustible à l'état critique divisé par la puissance correspondant à cet état.

II.5.5 Ordres de grandeur des phénomènes neutroniques

II.5.5.1 Contre-réaction Doppler

On recherche l'ordre de grandeur de l'énergie déposée dans le cœur telle que la contre-réaction Doppler devient significative. Arbitrairement, on recherche donc un niveau de contre-réaction Doppler égal à 10% de la réactivité insérée maximale. On réutilise l'expression de la température maximale du combustible donnée en (II.33) et on prend un coefficient Doppler constant. On cherche donc β_{dop} tel que $|\beta_{dop}| \geq |10\% \beta_{ext}|$, donnant :

$$T_c \geq \left(0,1 \frac{\beta_{ext}}{|\beta_{dop}|} + \sqrt{T_{c_0}} \right)^2 \quad \text{(II.101)}$$

On en déduit donc le critère suivant sur l'énergie déposée :

$$E_d \geq E_{d_{CR\ dop}} = \rho_c c_{pe} V_c \left(\left(0,1 \frac{\beta_{ext}}{|\beta_{dop}|} + \sqrt{T_{c_0}} \right)^2 - T_{c_0} \right) \quad \text{(II.102)}$$

Application numérique

Pour $\beta_{ext} = 1$ \$ et $\beta_{dop} \approx -103$ pcm/K^{1/2} [15], on a :

$E_{d_{CR\ dop}} = 3$ MJ. Cette contre-réaction est donc très importante, dans la mesure où l'énergie déposée dans le cœur durant les transitoires CABRI se situe majoritairement entre 5 et 200 MJ.

II.5.5.2 Contre-réaction de dilatation de gaine

On réalise la même étude que pour la contre-réaction Doppler : on recherche β_{gain} tel que $|\beta_{gain}| \geq |10\% \beta_{ext}|$. Considérant un échauffement faible du fluide, on peut écrire : $\beta_l = cte$. On simplifie l'écriture dans cette partie en notant simplement r le rayon externe de la gaine. De plus, on suppose, conformément aux observations précédentes sur l'atteinte de l'ébullition nucléée, que tout le modérateur reste liquide ($\alpha = 0$). En intégrant l'équation (II.97), on obtient :

$$\beta_{gain} \approx -\frac{\beta_{mod}}{\beta_l} \ln \left(\frac{c^2 - \pi r^2}{c^2 - \pi r_0^2} \right) \quad \text{(II.103)}$$

Afin d'exprimer la variation de rayon de gaine en fonction du temps, on utilise la relation entre la variation de température moyenne de gaine et son déplacement, provenant des constatations précédentes sur les termes de déformations dans le crayon qui montrent que la dilatation thermique est le principal terme de déformation (cf. tableau II.1). On a donc :

$$dr = a_g r dT_g \quad (\text{II.104})$$

ce qui donne, après intégration :

$$r = r_0 e^{a_g \Delta T_g} \quad (\text{II.105})$$

On obtient alors une expression en fonction de la température de gaine :

$$\mathfrak{P}_{\text{gaine}} \approx -\frac{\kappa_{\text{mod}}}{\beta_l} \ln \left(\frac{c^2 - \pi r_0^2 e^{2a_g \Delta T_g}}{c^2 - \pi r_0^2} \right) \quad (\text{II.106})$$

L'application du critère $|\mathfrak{P}_{\text{gaine}}| \geq |10\% \mathfrak{P}_{\text{ext}}|$ donne :

$$\Delta T_g \geq \frac{1}{2a_g} \ln \left(\frac{c^2}{\pi r_0^2} - \left(\frac{c^2}{\pi r_0^2} - 1 \right) e^{-\frac{0,1\beta_l}{|\kappa_{\text{mod}}|} |\mathfrak{P}_{\text{ext}}|} \right) \quad (\text{II.107})$$

L'équation (II.34) exprime la relation en ordre de grandeur entre variation maximale de température de gaine et énergie déposée dans le cadre de l'hypothèse d'un fluide monophasique. On obtient après quelques étapes de calcul :

$$E_d \geq E_{d_{\text{CR dil}}} = \rho_c c_{p_c} V_c \left(T_\infty - T_{c_0} + \frac{h + h_j}{h_j} \frac{1}{2a_g} \ln \left(\frac{c^2}{\pi r_0^2} - \left(\frac{c^2}{\pi r_0^2} - 1 \right) e^{-\frac{0,1\beta_l}{|\kappa_{\text{mod}}|} |\mathfrak{P}_{\text{ext}}|} \right) \right) \quad (\text{II.108})$$

Application numérique

Pour $\mathfrak{P}_{\text{ext}} = 1$ \$ et $\kappa_{\text{mod}} \approx -9,6$ pcm/K [15], on a :

$E_{d_{\text{CR dil}}} = 146$ MJ. Cela laisse à penser que cette contre-réaction est minime, étant donné que l'énergie déposée maximale au cours d'un transitoire CABRI-RIA est de 200 MJ dans le cœur environ, et ce pour des réactivités insérées bien plus élevées (supérieures à 3 \$).

II.5.5.3 Effet TOP

On recherche également ici l'énergie déposée dans le gaz telle qu'on obtienne une variation de sa densité conduisant à un apport supplémentaire de 10 % de réactivité extérieure. On obtient un ordre de grandeur de l'énergie maximale déposée dans le gaz :

$$\delta E_{\text{gaz}} \sim p_{v_{\text{max}}} V_{BT} \delta t \quad (\text{II.109})$$

Où V_{BT} est le volume des barres transitoires en regard du cœur, δt est la durée de l'effet TOP. Cette durée est de l'ordre de grandeur de la largeur à mi-hauteur du pic. La puissance volumique maximale moyenne approche l'ordre de grandeur suivant (cf. eq. (II.99)) :

$$p_{v_{\text{max}}} \sim \frac{\Phi_0}{P_{n_0}} P_{\text{max}} \rho(t_{\text{pic}}) \frac{N_A}{M_{He}} \sigma_{TOP} \Xi_{TOP} \quad (\text{II.110})$$

Où $\rho(t_{\text{pic}})$ est la masse volumique d'hélium à l'instant du pic. On considère pour cet ordre de grandeur que le coefficient de déplétion du flux au niveau des barres transitoires est de l'ordre de 1. Cela sera vérifié par des calculs neutroniques dans le chapitre IV. Le rapport flux dans le combustible sur la puissance du réacteur est une constante du réacteur. En effet, la puissance neutronique peut s'écrire :

$$P_{n_0} \approx \Phi_0 (\Sigma_{f_5} \Xi_{f_5} + \Sigma_{f_8} \Xi_{f_8}) V_{\text{coeur}} \approx \Phi_0 \Sigma_{f_5} \Xi_{f_5} V_{\text{coeur}} \quad (\text{II.111})$$

Le rapport Φ_0/P_{n_0} ne dépend donc que de la densité atomique d'atomes fissiles et du volume du cœur.

Afin de quantifier la variation de masse volumique du gaz consécutive à l'apport de l'énergie δE_{gaz} , on suppose que le dépôt d'énergie est quasi-instantané à l'échelle de la dépressurisation. La justification de cette approximation est que la largeur à mi-hauteur est petite devant la durée totale de dépressurisation. Concrètement, cela est surtout constaté expérimentalement pour les SD2, relativement lentes par rapport aux SD1.

On considère donc, avec cette approximation, les barres comme un système fermé et isolé de l'extérieur pendant la durée du dépôt d'énergie par effet TOP. Ce système est constitué d'une masse m d'hélium 3 pur, de volume V_{BT} , à une température T et à la pression P . On écrit alors les variations d'énergie interne et d'enthalpie :

$$\left\{ \begin{array}{l} dU = mc_v dT = \frac{3}{2} r_{He} \rho dT V_{BT} \end{array} \right. \quad (\text{II.112a})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} dH = d(mc_p T) = d\left(\frac{5}{2} r_{He} \rho T V_{BT}\right) = \frac{5}{2} dP V_{BT} \end{array} \right. \quad (\text{II.112b})$$

Le système étant fermé et isolé, on a $dU = dH = \delta E_{gaz}$. Soit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dT}{T} = \frac{\delta E_{gaz}}{3/2 r_{He} \rho T V_{BT}} \end{array} \right. \quad (\text{II.113a})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dP}{P} = \frac{\delta E_{gaz}}{5/2 P V_{BT}} \end{array} \right. \quad (\text{II.113b})$$

D'après la loi des gaz parfaits, on montre que :

$$\frac{d\rho}{\rho} = \left(\frac{dP}{P} - \frac{dT}{T} \right) \quad (\text{II.114})$$

ce qui donne donc :

$$\frac{d\rho}{\rho} = - \frac{\delta E_{gaz}}{\rho(t_{pic}) r_{He} T V_{BT}} \frac{4}{15} \quad (\text{II.115})$$

On doit alors relier la réactivité extérieure à la masse volumique de l'hélium. On utilise pour cela la théorie des perturbations [3], permettant de quantifier l'effet d'une petite variation de section efficace macroscopique d'absorption sur la réactivité. La description de cette méthode ne fait pas l'objet de ce paragraphe. Elle sera abordée plus précisément au cours du chapitre IV dans le cadre de la modélisation de l'effet Doppler. On écrit, avec cette théorie, dans l'approximation à un groupe d'énergie :

$$\delta \beta = - \frac{\iiint_{\text{cœur}} \delta \Sigma_a F_{xy}^2 F_z^2 dx dy dz}{\iiint_{\text{cœur}} \nu \Sigma_f F_{xy}^2 F_z^2 dx dy dz} \quad (\text{II.116})$$

Cela permet de montrer, en première approximation étant donné que $\delta \Sigma_a \propto \delta \rho$, que $\delta \beta_{ext} \propto -\delta \rho$. Ainsi, le critère $\delta \beta \geq 10\% \beta_{ext}$ s'écrit plus simplement, dans le cadre de la théorie des perturbations, $\delta \rho \leq -10\% \Delta \rho$. Quelques détails supplémentaires sur cette étape de calcul sont donnés en annexe C. En appliquant ce critère aux expressions obtenues en eq. (II.115) et (II.109), on trouve :

$$p_{v_{max}} \delta t \geq 0,1 \frac{15}{4} \rho(t_{pic}) r_{He} T \quad (\text{II.117})$$

soit, à l'aide de l'équation (II.110) :

$$P_{max} \delta t \geq 0,1 \frac{T(t_{pic})}{\frac{4}{15} \frac{\Phi_0}{P_{n_0}} \frac{N_A}{R} \sigma_{TOP} \Xi_{TOP}} \quad (\text{II.118})$$

En observant que l'énergie déposée dans le combustible respecte l'ordre de grandeur $E_d \sim P_{max} \delta t \approx P_{max} LMH$, on en déduit que :

$$E_d \geq E_{d_{TOP}} = 0,1 \frac{T(t_{pic})}{\frac{4}{15} \frac{\Phi_0}{P_{n_0}} \frac{N_A}{R} \sigma_{TOP} \Xi_{TOP}} \quad (\text{II.119})$$

Application numérique

Pour le cœur CABRI, on calcule analytiquement à partir de l'équation (II.111) $\phi_0/P_{n_0} \sim 8 \cdot 10^5 \text{ n/cm}^2/\text{s/W}$. Par ailleurs, la section efficace d'effet TOP au pic thermique de CABRI est de 292 barn [47]. La température d'hélium est comprise entre 0 et 293 K. Afin d'avoir un ordre de grandeur, on prend cette température au temps de pic égale à 200 K. Le développement d'un modèle analytique de dépressurisation montrera que la température au moment du pic de puissance est de cet ordre (cf. chapitre V). On a donc :

$E_{d_{TOP}} = 36 \text{ MJ}$. Ce phénomène sera donc visible et significatif au cours d'un grand nombre de transitoires CABRI.

II.5.6 Bilan

Après avoir décrit les termes de contre-réactions neutroniques intervenant au cours des transitoires CABRI, cette partie a eu pour second objectif de quantifier l'énergie déposée nécessaire à l'obtention de ces phénomènes. De ce travail analytique, la conclusion est la suivante :

- la majorité des transitoires présente un effet Doppler non négligeable ;
- l'obtention d'une contre-réaction de dilatation de gaine significative sera en revanche, selon l'épaisseur du jeu, plus difficile ;
- la contre-réaction liée au modérateur sera donc très négligeable, dans la mesure où elle est d'importance moindre que la précédente ;
- l'énergie déposée nécessaire à l'obtention de l'effet TOP a été quantifiée sur le même principe, et permet maintenant de dégager analytiquement les transitoires qui pourront en présenter.

Les phénomènes thermohydrauliques, thermomécaniques et neutroniques ont désormais été décrits et quantifiés. La prochaine partie aura dès lors pour objectif de synthétiser ce travail en les classant dans un QPIRT.

II.6 CONSTRUCTION D'UN PIRT DES TRANSITOIRES CABRI-RIA

Les phénomènes pouvant intervenir dans les transitoires CABRI-RIA sont présentés dans le tableau II.2 sous forme d'un QPIRT.

L'estimation de l'importance des phénomènes en fonction de l'énergie déposée dans le cœur est issue des ordres de grandeurs présentés dans ce chapitre. On en conclut que le phénomène thermomécanique prépondérant est la dilatation thermique des structures. Les transferts thermiques dans le crayon sont également très importants, car ils jouent sur la température des structures et donc les contre-réactions et la neutronique. Les ordres de grandeur ont d'ailleurs permis de montrer analytiquement l'influence très importante de l'épaisseur du jeu et donc de sa conductance sur les contre-réactions, la dilatation de la gaine, les transferts thermiques au fluide, l'atteinte de l'ébullition nucléée etc. Les transferts thermiques au fluide jouent également sur la neutronique, mais l'atteinte de l'ébullition nucléée puis du flux critique semble très marginale dans le cœur au cours des transitoires CABRI. Ces évaluations ayant été réalisées avec des paramètres en quasi-statique, cela est d'autant plus vrai en situation d'excursion rapide de flux thermique en paroi étant donné que le flux critique et le point d'ONB sont largement décalés [35, 36].

Concernant les échanges transverses de quantité de mouvement et d'énergie dans le cœur, l'estimation analytique des phénomènes est ardue. Si les échanges conductifs et visqueux entre

TABLEAU II.2 – QPIRT des transitoires CABRI-RIA, selon l'énergie déposée et la longueur des pulses

Phénomène physique	Importance selon l'énergie déposée E_d				Temps d'occurrence	Connaissance	Incertitude
	< 1 MJ	$[1; 50]$ MJ	$[50; 200]$ MJ	> 200 MJ			
Dépressurisation de l'hélium	H	H	H	H	Initiateur	M	H
Insertion de réactivité	H	H	H	H	Instantané	M	F
Effet TOP	F	F	H	H	Instantané	F	M
Effet Doppler	F	H	H	H	Instantané	M	M
Contre-réaction de dilatation de la gaine	F	F	Court : F	Court : F	30 ms	M	M
			Long : M	Long : H			
Contre-réaction modérateur	F	F	Court : F	Court : F	130 ms	M	M
			Long : M	Long : M			
Conduction dans les solides	M	M	H	H	30 ms (gaine), 5 s (pastille)	H	F
Transferts thermiques dans le jeu	M	M	H	H	10 μ s	M	H
Dilatation thermique des matériaux	F	F	H	H	30 ms (gaine)	M	M
Déformation élastique des matériaux	F	F	F	F	30 ms (gaine)	M	M
Fluage	F	F	F	F	30 ms (gaine)	M	M
Interaction mécanique pastille-gaine	F	F	F	M	30 ms (gaine)	M	M
Échanges thermiques en monophasique	F	M	H	H	130 ms	M	H
Échanges thermiques en ébullition nucléée	F	F	F	M	> 130 ms	F	H
Atteinte du flux critique	F	F	F	M	> 130 ms	F	H
Échanges de masse transverses (<i>cross-flows</i>)	F	F	F	M	-	F	H

deux assemblages semblent tout à fait négligeables, la négligeabilité des échanges de masse

(*crossflows*), plus complexes, n'est pas aussi franche.

On dispose pour chacun de ces phénomènes d'un niveau de connaissance qui dépend de l'existence d'équations (par exemple l'équation de la chaleur, la dilatation des structures) ou de l'existence d'un code de calcul de référence (comme par exemple pour les phénomènes neutroniques les codes stochastiques) modélisant directement les phénomènes. Les phénomènes thermohydrauliques transitoires (constituant les quatre dernières lignes du QPIRT) sont pour leur part méconnus.

L'incertitude pour chacun de ces phénomènes n'est pas systématiquement liée à sa connaissance. En effet, si l'on prend l'exemple de la conduction de la chaleur, le phénomène physique est très bien connu. En revanche, si les paramètres thermophysiques des structures sont méconnus, l'incertitude sur la bonne modélisation de ce phénomène sera haute, comme c'est le cas pour l'échange dans le jeu pastille-gaine, dont l'épaisseur à froid est inconnue. C'est également le cas de la dépressurisation de l'³He. Si des équations permettent de la modéliser correctement, certains paramètres des vannes du circuit des barres transitoires sont inconnus, ce qui est à l'origine d'une incertitude très importante.

II.7 CONCLUSION

Ce chapitre a permis de comprendre les phénomènes physiques intervenant dans les transitoires CABRI-RIA et de les classer dans un QPIRT en leur attribuant une importance relative en fonction d'ordres de grandeurs et de critères analytiques. Ce QPIRT forme la première pierre de l'élaboration d'une démarche de validation des outils de calcul multiphysique, faisant l'objet du chapitre suivant.

Chapitre III

Élaboration d'une démarche de validation

Sommaire

III.1	DE LA NÉCESSITÉ DE LA SÉPARATION DES PHÉNOMÈNES	55
III.2	MESURES DISPONIBLES DANS LE RÉACTEUR CABRI ET EXPLOITABLES POUR LA VALIDATION	56
III.3	STRATÉGIE DE SÉPARATION DES PHÉNOMÈNES DANS LES TRANSITOIRES CABRI .	57
III.3.1	Séparation en temps	57
III.3.2	Séparation en énergie déposée.	58
III.3.3	Bilan	58
III.4	MÉTHODOLOGIE DE VALIDATION ET CHOIX DES TRANSITOIRES	61
III.4.1	Méthodologie de validation	61
III.4.2	Choix de la base de validation	62
III.5	CHOIX D'UN OCS	63
III.5.1	Le code CATHARE2.	63
III.5.1.1	La thermohydraulique.	64
III.5.1.2	La thermomécanique	66
III.5.1.3	La neutronique	66
III.5.2	Le code TRIPOLI4.	66
III.6	CONCLUSION	67

L'objet de ce chapitre est de proposer une démarche de validation d'un outil de calcul multiphysique dans le cadre de la modélisation des transitoires de puissance de type RIA. Les expériences menées dans le réacteur CABRI au cours des tests de commissionnement C7 en 2017 en constituent la base expérimentale. La méthodologie associée à cet objectif s'appuie sur une séparation des phénomènes physiques intervenant lors des transitoires CABRI dont l'application permet de constituer la matrice de validation. En conclusion de ce chapitre, on présente les outils de calcul sélectionnés pour appliquer cette stratégie ainsi que les améliorations nécessaires pour parfaire la modélisation des transitoires CABRI.

III.1 DE LA NÉCESSITÉ DE LA SÉPARATION DES PHÉNOMÈNES

La validation d'un outil de calcul scientifique doit suivre une démarche rigoureuse. Même pour un outil de calcul "monophysique", beaucoup de phénomènes peuvent se superposer. Par exemple, un outil de calcul de thermohydraulique diphasique doit pouvoir gérer les échanges thermiques entre les différentes phases (solide, liquide, gazeuse), l'évolution des phases, les transferts de masse, de quantité de mouvement, la convection etc., tout cela pour plusieurs types de fluides différents et pour plusieurs configurations d'écoulement différentes. Il faut donc avoir,

pour chaque phénomène identifié et modélisé, un moyen de valider les modèles développés dans l'outil. Ce moyen est, dans la majorité des cas, expérimental. On peut parfois avoir une validation numérique par rapport à un code de référence ou par rapport à une solution analytique lorsqu'ils existent. Par exemple, les résultats de codes de neutronique déterministe peuvent être comparés à ceux des codes stochastiques réputés pour leurs résultats sans approximations, aux incertitudes de convergence et de données nucléaires près.

La validation séparée de chaque modèle est indispensable dans le but d'éviter les phénomènes de compensation qui peuvent apparaître lorsque tous ces phénomènes se superposent [48, 49]. Dans l'exemple particulier des transitoires RIA, si on souhaite valider la modélisation de l'effet Doppler, il faut être sûr que rien d'autre ne joue sur le paramètre d'intérêt servant à la validation. En effet, une sous-estimation de l'effet Doppler peut très bien être rattrapée par une surestimation des autres contre-réactions, donnant un résultat correct sur le paramètre d'intérêt, bien que le modèle que l'on souhaite valider soit, somme toute, peu prédictif. Cette première étape de la validation d'un outil de calcul se fait donc sur la base d'un certain nombre de tests à effets séparés (appelés en anglais SET pour "Separate Effects Test").

Lorsque cette étape est remplie pour tous les phénomènes identifiés, on réalise une validation globale du code de calcul à l'aide de tests à effets intégraux (en anglais IET "Integral Effects Test"). Cette étape permet de vérifier que l'outil de calcul est capable de simuler ensemble les phénomènes validés séparément dans l'étape précédente. Elle permet également de vérifier que la superposition et l'interaction des phénomènes sont bien reproduites par le code.

En ce qui concerne les codes multiphysiques, la procédure doit rigoureusement être la même : on valide séparément la modélisation de chaque phénomène important de chaque domaine physique, puis on réalise une validation à l'aide de tests à effets intégraux.

Ces deux étapes de validation permettent également de quantifier les incertitudes de chaque modèle physique et de les propager afin d'obtenir l'incertitude sur les paramètres d'intérêt calculés par l'outil de calcul. Concrètement, les incertitudes de chaque modèle sont propagées par des méthodes statistiques et la comparaison du résultat donné par l'outil de calcul aux mesures et paramètres d'intérêt expérimentaux se fait en tenant également compte des incertitudes expérimentales.

III.2 MESURES DISPONIBLES DANS LE RÉACTEUR CABRI ET EXPLOITABLES POUR LA VALIDATION

Le cœur du réacteur CABRI est relativement peu instrumenté. En effet, l'objectif de ce réacteur est surtout de réaliser des tests sur un crayon central situé dans la boucle à eau pressurisée (BEP) qui, elle, dispose d'un grand nombre de capteurs. Les mesures disponibles dans le réacteur (hors BEP), évoquées dans le chapitre I, sont les suivantes :

- les températures en branche froide et branche chaude. Si la température mesurée en branche froide est représentative de la température d'entrée du cœur, la température en branche chaude n'est pas forcément très proche de celle en sortie du cœur. En effet, le capteur se situe en aval d'une ouverture sur la piscine, constituant une "zone de mélange" avec une eau nécessairement plus froide que l'eau sortant du cœur (cf. fig. III.1). La raison de l'existence de cette ouverture est liée à la présence des barres de contrôle. La température de sortie du cœur est donc entachée d'une incertitude importante ;
- la puissance neutronique du cœur mesurée à partir de chambres à dépôt de bore placées de l'autre côté du réflecteur graphite. Ces chambres sont étalonnées à l'aide d'un bilan de puissance réalisé en permanent à partir de capteurs de température en entrée et en sortie du cœur. L'étalonnage est donc soumis aux incertitudes de mesure des capteurs de température ;

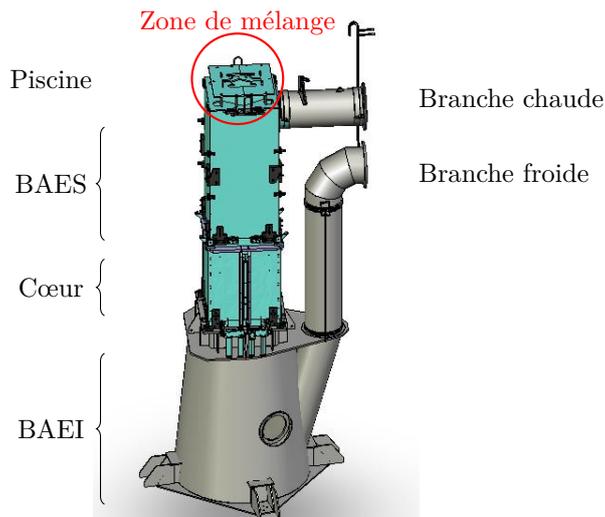


FIGURE III.1 – Vue CAO de la zone de mélange en sortie du cœur

- le débit dans le circuit EC, mesuré en amont du cœur ;
- la pression d'hélium dans le circuit des barres transitoires en amont des vannes.

Les incertitudes portant sur ces mesures expérimentales seront quantifiées dans le chapitre VIII. Les mesures disponibles dans le cœur CABRI sont en nombre réduit et *a priori* entachées d'une incertitude importante. Cela risque de limiter la démarche de validation et le nombre de modèles pouvant être rigoureusement validés.

III.3 STRATÉGIE DE SÉPARATION DES PHÉNOMÈNES DANS LES TRANSITOIRES CABRI

Les transitoires CABRI-RIA constituent des tests à effets intégraux. À ce stade, ils ne permettent pas de réaliser une validation complète et rigoureuse des outils de calcul modélisant les RIA. Si l'on souhaite les utiliser pour cela, il faut d'abord avoir une réflexion sur la physique de ces transitoires. Cette réflexion s'appuie sur les calculs de temps caractéristiques et d'ordres de grandeur ainsi que sur l'analyse PIRT réalisés dans le chapitre II. Elle a pour but de proposer un moyen de séparer les phénomènes au sein de l'ensemble des transitoires disponibles pour la validation, ce qui conduit à une classification des transitoires.

III.3.1 Séparation en temps

Comme cela a été démontré dans le chapitre II, la physique des transitoires de type RIA est dans un sens assez simple, dans la mesure où la rapidité des transitoires est telle que les phénomènes physiques que l'on pourrait considérer comme instantanés sur tout autre type de transitoire accidentel ne le sont plus (cf. fig. II.3). Il est alors possible de séparer les transitoires selon la durée du pic de puissance associé. En effet, si le temps caractéristique du phénomène étudié est inférieur à la largeur à mi-hauteur du pic de puissance, ce phénomène sera négligeable durant le pic de puissance. Cette particularité permet d'envisager une séparation temporelle des phénomènes selon les critères résumés dans le tableau III.1. Ainsi, lorsque la largeur à mi-hauteur du pic ne respectera pas le critère défini pour un phénomène particulier, celui-ci n'aura qu'une influence mineure sur le pic de puissance.

On conclut cependant que ce seul moyen de séparation n'est pas suffisant. En effet, certains phénomènes sont instantanés comme l'effet TOP, l'effet Doppler, l'insertion de réactivité etc. Ils sont donc *a priori* toujours coexistants.

TABLEAU III.1 – Critères de séparation temporelle des phénomènes

Phénomène	Critère temporel
Insertion de réactivité	Instantané
Effet TOP	
Échauffement et dilatation du combustible	Instantané
Effet Doppler	
Échauffement et dilatation de la gaine	$LMH \geq \tau_g$, $\tau_g \approx 30$ ms
CR de dilatation de gaine	
Échauffement du fluide et ébullition	$LMH \geq \tau_g + \tau_{conv}$, $\tau_{conv} \approx 60$ ms
CR modérateur	

III.3.2 Séparation en énergie déposée

TABLEAU III.2 – Critères de séparation énergétique des phénomènes

Phénomène	Critère énergétique
Insertion de réactivité	-
Effet TOP	$E_d \geq 10\% \frac{T_{He}(t_{pic})}{\frac{\phi_0}{F_{n0}} \frac{NA}{R} \sigma_{TOP} \beta_{TOP} \frac{4}{15}}$
Effet Doppler	$E_d \geq \rho_c c_{p_c} V_c \left(\left(0,1 \frac{\rho_{ext}}{\rho_{dop}} + \sqrt{T_{c0}} \right)^2 - T_{c0} \right)$
CR de dilatation de gaine	$E_d \geq \rho_c c_{p_c} V_c \left(T_\infty - T_{c0} + \frac{h+h_j}{h_j} \frac{1}{2a_g} \ln \left(\frac{c^2}{\pi r_0^2} - \left(\frac{c^2}{\pi r_0^2} - 1 \right) e^{-\frac{0,10\beta_l}{ \kappa_{mod} } \rho_{ext} } \right) \right)$
Interaction pastille-gaine	$E_d \geq \rho_c c_{p_c} V_c \frac{e_j + a_g r_{g_i} \frac{h_j}{h+h_j} (T_{c0} - T_\infty)}{a_c r_{c_e} - a_g r_{g_i} \frac{h_j}{h+h_j}}$
Atteinte de l'ébullition nucléée	$E_d \geq \rho_c c_{p_c} V_c \left(T_{sat} - T_{c0} + \frac{h}{h_j} (T_{sat} - T_\infty) \right)$
Passage en crise d'ébullition	$E_d \geq \rho_c c_{p_c} V_c \left(T_{sat} - T_{c0} + \frac{\phi_{crit}}{h_j} + \sqrt{\frac{\phi_{crit}}{h_{NB}}} \right)$

Fort de ce constat, il faut donc proposer un moyen supplémentaire permettant de séparer les phénomènes si l'on souhaite utiliser ces transitoires dans une optique de validation à effets séparés. Comme présenté au cours du chapitre précédent et notamment résumé dans le PIRT (cf. table II.2), l'obtention, ou plus généralement l'importance d'un phénomène à l'échelle de ces transitoires, est très dépendante de l'énergie déposée dans le cœur. On peut donc, selon cette énergie, filtrer certains phénomènes en fonction des critères présentés dans le tableau III.2 (issus des ordres de grandeur du chapitre précédent).

III.3.3 Bilan

Ces critères ont été tracés sur la figure III.2. Le tracé en ligne pleine est fait pour une épaisseur de jeu pastille-gaine à froid de $175 \mu\text{m}^1$, et ceux en pointillés pour un jeu de $50 \mu\text{m}$ (observé pour un crayon chaud). Les essais disponibles pour la validation ont également été représentés en fonction de leur énergie déposée, la réactivité extérieure et la largeur à mi-hauteur de leur pic de puissance. Les critères thermohydrauliques sont tracés pour des paramètres établis en permanent. En effet, on a vu brièvement au cours du chapitre II que l'atteinte de l'ébullition nucléée et du flux critique est obtenue pour des températures et des flux thermiques supérieurs en situation de RIA. Ce sera l'objet d'une étude plus précise au cours du chapitre VI.

On constate que les phénomènes d'ébullition nucléée et d'atteinte du flux critique (même

1. Ce choix sera discuté plus précisément au cours du chapitre VIII. Le combustible de CABRI étant encore très jeune, l'épaisseur du jeu est très probablement proche de celle à neuf ($175 \mu\text{m}$ comme discuté précédemment).

pour des définitions de ces phénomènes en “permanent”) dans le cœur CABRI sont globalement très marginaux : les transitoires les plus énergétiques ne satisfont pas leur critère pour un jeu totalement ouvert. On observe la même chose pour l’interaction pastille-gaine. Bien entendu, ils pourraient dans l’absolu être constatés localement aux points chauds du cœur, étant donné que l’établissement de ces critères s’est fait en considérant un cœur moyen sans distribution de puissance. Le placement des essais disponibles permet donc de savoir quels phénomènes interviennent au cours de chaque transitoire.

L’interaction pastille-gaine sera également difficilement observable, étant donné que tous les essais disponibles se situent en dessous de la courbe représentant son critère d’obtention. De la même façon, on constate que la seule contre-réaction neutronique réellement valable sera l’effet Doppler. La contre-réaction de dilatation de la gaine restera toujours très négligeable.

En revanche, les modélisations de l’insertion de réactivité et de l’effet TOP pourront être validées.

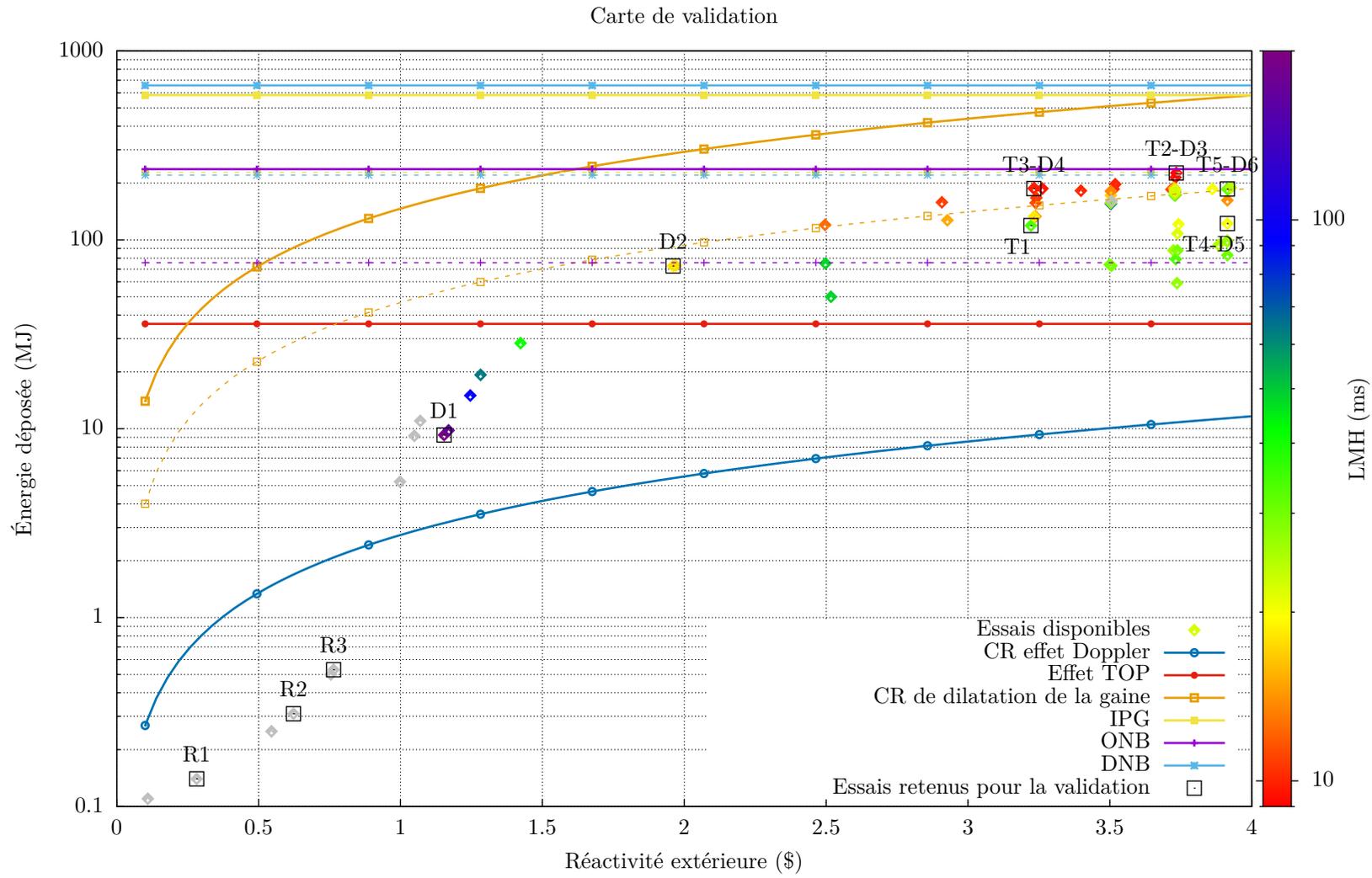


FIGURE III.2 – Carte de validation (points gris : LMH non définie)

III.4 MÉTHODOLOGIE DE VALIDATION ET CHOIX DES TRANSITOIRES

Le développement de la stratégie de séparation des phénomènes et la connaissance des mesures disponibles permettent donc d'identifier les modèles qui pourront être validés et de choisir les transitoires adéquats pour cela.

III.4.1 Méthodologie de validation

En ce qui concerne les phénomènes neutroniques, seule la mesure de puissance du cœur peut être utilisée pour la validation. Pour la modélisation de la dépressurisation de l'hélium, seule la mesure de pression du circuit est disponible. Il s'agit alors de composer avec ces quelques mesures et éventuellement de proposer des mesures et expériences supplémentaires. On construit la démarche de validation progressive suivante, pour laquelle chaque étape doit être confirmée avant de passer à la suivante :

1. validation de la modélisation de la dépressurisation de l'hélium à partir de la mesure de pression d'hélium dans le circuit des barres transitoires sur des transitoires sans effet TOP ;
2. validation de la modélisation de l'insertion de réactivité (lien entre réactivité et masse volumique d'hélium dans les barres) sur des transitoires ne présentant aucune autre contre-réaction neutronique ;
3. en parallèle :
 - (a) validation de la modélisation de l'effet Doppler sur plusieurs transitoires avec plusieurs énergies déposées différentes, sans aucune autre contre-réaction, à partir de la puissance neutronique du cœur,
 - (b) validation de la modélisation de l'effet TOP sur plusieurs transitoires à partir de la pression d'hélium seule. La relation entre réactivité extérieure et densité d'hélium a en effet été validée en amont. On n'a à ce stade qu'à valider l'effet des réactions TOP sur la masse volumique d'hélium ;
4. validation de la modélisation de la contre-réaction liée à la dilatation de la gaine à partir de la mesure de puissance neutronique ;
5. validation de la modélisation de la contre-réaction modérateur à partir de la puissance neutronique.

L'évolution de la masse volumique étant précisément ce qu'il faut valider, elle dépend à la fois de la pression et de la température d'hélium. L'utilisation de la pression d'hélium seule est de ce fait insuffisante pour valider la modélisation de la dépressurisation des barres transitoires. Il se pourrait tout à fait que l'on obtienne un excellent accord sur la pression d'hélium, mais que la température soit mal calculée par l'outil de calcul. Cela biaiserait donc les étapes suivantes de la modélisation.

En parallèle de ce processus, la température de l'eau en sortie du cœur pourrait *a priori* être utilisée pour valider la modélisation des échanges thermiques paroi/fluide. Néanmoins, les différents effets de mélange avec la piscine au niveau de la zone de mélange (détaillés précédemment, cf. fig. III.1), l'incertitude intrinsèque importante du capteur ainsi que son éloignement avec le cœur seront des freins à la bonne mise en œuvre de la démarche pour la partie thermohydraulique. La méthodologie, toujours progressive, aurait cependant été la suivante, si des capteurs de température avaient été disponibles en sortie du cœur :

1. validation de la modélisation des échanges paroi-fluide monophasique en transitoire à partir des températures mesurées en entrée et en sortie ;
2. validation de la modélisation de l'ébullition nucléée en transitoire rapide pour des transitoires où ce phénomène apparaît, sans atteinte de flux critique ;

3. validation de la modélisation des transferts de chaleur paroi/fluide pour la configuration d'écoulement suivante etc.

En revanche, aucune mesure ne pourra aider à valider la modélisation des autres phénomènes thermohydrauliques (*crossflows*, échanges entre phases etc.). De la même façon, cette méthode fondée sur une mesure "globale" ne permettra pas de valider un modèle de flux critique. De même pour la thermomécanique, aucune mesure n'est disponible pour valider la déformation des structures et éventuellement l'interaction pastille-gaine dans le cœur. Les transferts thermiques conductifs (dans le combustible, le jeu, la gaine) sont bien connus et ne feront pas l'objet d'une validation. L'incertitude qui les entache provient de la méconnaissance de l'état des différents milieux à l'instant initial, par exemple la porosité du combustible, les éventuelles fissures, la composition et l'épaisseur du jeu pastille-gaine etc. Ces éléments seront pris en compte dans la propagation d'incertitudes présentée au chapitre VIII. Si le phénomène de dilatation des structures est assez bien connu (modulo le bon calcul des champs de température), l'interaction pastille-gaine ne l'est pas. Ce n'est pas un problème étant donné que ce phénomène n'est pas significatif dans le cœur nourricier de CABRI (cf. fig. III.2). Sa modélisation ne fera donc pas l'objet d'une validation.

III.4.2 Choix de la base de validation

Afin de choisir les transitoires utiles à chaque étape de validation, on utilise les critères de séparation résumés dans les tableaux III.1 et III.2, tracés sur la fig. III.2. Pour chaque étape de validation présentée en §III.4.1, plusieurs transitoires CABRI ont ainsi été sélectionnés puis tracés sur la figure III.2 et résumés dans le tableau III.3.

TABLEAU III.3 – Essais sélectionnés pour les différentes étapes de validation avec leurs principales caractéristiques expérimentales

Essai	E_d (MJ)	LMH (ms)	P_{He} (bar)	Type	h_{vanne} (mm)	Étape de validation
R1	0,14	Indéfinie	0,25	SD1	28,88	1. et 2.
R2	0,31	Indéfinie	0,58	SD1	28,88	1. et 2.
R3	0,53	Indéfinie	0,73	SD1	28,88	1. et 2.
D1	9,26	165,8	1,20	SD1	28,88	1. et 3.a
D2	72,8	18,0	2,60	SD1	28,88	1. et 3.a
T1	119,0	33,5	7,00	SD2	3,81	1. et 3.b
T2-D3	226,0	9,1	11,50	SD1	14,16	1. et 3.a, 3.b
T3-D4	187,0	9,5	7,00	SD1	28,88	1. et 3.a, 3.b
T4-D5	122,0	20,0	14,50	SD2	5,33	1. et 3.a, 3.b
T5-D6	186,0	30,6	14,50	DD	3,81 28,88	1. et 3.a, 3.b

La modélisation de la dépressurisation sera validée sur tous les transitoires (étape 1.). Les transitoires "R" serviront à la validation de l'insertion de réactivité (étape 2. de la validation). Les transitoires "D" serviront à la validation de la modélisation de la contre-réaction Doppler (étape 3.a). Ceux nommés "T" serviront à la validation de la modélisation de l'effet TOP (étape 3.b). Malheureusement, la modélisation des autres contre-réactions risque d'être difficile à valider avec les essais disponibles. La fig. III.2 montre bien que même les transitoires les plus énergétiques ne satisfont pas le critère de significativité de la contre-réaction de dilatation de la gaine, ce même pour un jeu pastille-gaine à froid de $50 \mu\text{m}$ seulement (lignes en pointillés). On ne peut donc véritablement pas espérer valider non plus, de ce fait, la modélisation de la contre-réaction modérateur, plus tardive et d'importance encore moindre.

Afin d'appliquer la même démarche sur les phénomènes thermohydrauliques, il manque dans le cœur des mesures locales (de température de gaine, de débit, etc.).

Ces dernières étapes ont permis d'établir la liste des phénomènes pouvant être validés séparément, de construire la méthodologie de validation et de choisir, parmi les essais disponibles,

ceux qui constitueront une base de validation. Ils ont été choisis afin de couvrir la dispersion de l'ensemble des transitoires CABRI en énergie et en réactivité extérieure. Il s'agit donc maintenant d'élaborer une modélisation des transitoires CABRI-RIA. Pour cela, il est nécessaire de choisir un outil de calcul capable de modéliser suffisamment finement (en accord avec la précision des mesures disponibles pour la validation) les phénomènes physiques identifiés à l'aide de la démarche PIRT (cf. II.2) comme étant significatifs .

III.5 CHOIX D'UN OCS

L'outil de calcul choisi doit être capable de modéliser :

- les phénomènes neutroniques (contre-réactions, insertion de réactivité) ainsi que la cinétique neutronique du cœur de CABRI ;
- la conduction thermique dans les structures et l'évolution des propriétés de chacun de ces milieux (pastille, jeu, gaine, gaine des barres transitoires) ;
- la dépressurisation de l'hélium 3, c'est-à-dire un écoulement compressible instationnaire et potentiellement sonique localement (au niveau des vannes) ;
- la thermohydraulique à l'échelle "système" de CABRI et celle du cœur ;
- la thermomécanique du crayon, la réduction du jeu pastille-gaine au cours du transitoire et éventuellement l'interaction pastille-gaine, et les échanges thermiques associés.

La relative simplicité de la thermomécanique du cœur (expliquée au cours du chapitre II) ne nécessite pas d'avoir un outil de calcul de thermomécanique bien spécifique, le principal phénomène étant la dilatation thermique des structures.

De la même façon, l'unique mesure disponible pour la validation des phénomènes neutroniques (puissance neutronique) est tout à fait globale et ne permettra pas de valider une modélisation extrêmement complexe et fine des phénomènes neutroniques (variation des facteurs de forme de flux dans le cœur, changement de spectre, variation du temps de génération des neutrons etc.). La méthode utilisée pour la cinétique du cœur est donc, dans un premier temps, une méthode de cinétique ponctuelle (dont la théorie est détaillée en §I.2.2). Cette méthode, bien que soumise à certaines hypothèses (invariance de spectre et de forme de flux) est d'une précision et d'une échelle cohérentes avec la mesure disponible. De plus, une étude récente a montré que, pour les transitoires CABRI, la cinétique ponctuelle avec mise à jour de la nappe de flux donne des résultats relativement proches de ceux de la cinétique 3D [50]. Il ne s'agit donc pas, à ce stade, de réaliser un couplage complexe avec un code de neutronique déterministe 3D comme APOLLO [20] ou stochastique comme TRIPOLI4. Lorsque de meilleures précision et exhaustivité des mesures disponibles pour la validation seront assurées, ce couplage prendra en revanche tout son sens.

Concernant les phénomènes thermohydrauliques et thermiques, le faible nombre de capteurs disponibles et, pour certains, leur imprécision ne peut conduire au développement d'une modélisation raffinée à l'extrême. L'approche par CFD à trois dimensions de la dépressurisation, outre un temps de calcul très contraignant, n'est pas forcément pertinente dans une optique de modélisation intégrale et moyennée des transitoires CABRI. Au vu de ces éléments et de la géométrie de ce circuit (constitué de tubes et de tuyaux), une modélisation à une dimension de ces écoulements semble *a priori* suffisante. En ce qui concerne la thermohydraulique du cœur, si on a perçu que les *crossflows* peuvent être significatifs dans certains cas très exagérés, la modélisation 1D de l'écoulement dans le cœur devrait être raisonnable, étant donné que la validation de ces phénomènes n'est pas réalisable à l'aide des mesures actuellement disponibles.

III.5.1 Le code CATHARE2

Le code CATHARE2, brièvement présenté dans le chapitre I est un code de thermohydraulique à l'échelle système. Il dispose également d'un module de neutronique, résolvant les

équations de la cinétique ponctuelle, avec jusqu'à 8 groupes de précurseurs de neutrons retardés, dont la théorie est décrite en §I.2.2. Il résout les équations de la conduction dans les structures et il simule également certains phénomènes thermomécaniques.

III.5.1.1 La thermohydraulique

Bien qu'il existe un module 3D, le code CATHARE2 est principalement construit sur des modèles à zéro et une dimension et à 3 équations par phase [51]. Les inconnues étant la température (ou l'enthalpie), la pression et la vitesse moyennées sur la section, il faut donc trois équations par phase : une équation de conservation de la masse, une équation de conservation de la quantité de mouvement (c'est-à-dire l'équation de Navier-Stokes moyennée sur la section de passage) et une équation de conservation de l'énergie. Ces équations sont résolues pour chaque phase : liquide et gazeuse. La phase gazeuse peut contenir éventuellement des incondensables. La pression, également moyennée, est prise identique pour la phase vapeur et la phase liquide. Les échanges de masse, de quantité de mouvement et d'énergie entre phases sont modélisés par des relations de fermeture [25], en rouge dans les équations (III.1), (III.2) et (III.3) qui vont être décrites ci-dessous.

Conservation de la masse

$$\frac{\partial}{\partial t} (S\alpha_k\rho_k) + \frac{\partial}{\partial z} (S\alpha_k\rho_k v_k) = (-1)^k S\Gamma + S_k \quad (\text{III.1})$$

Où $k = 1$ pour le gaz, $k = -1$ pour le liquide. Γ représente l'échange de masse entre la phase liquide et la phase vapeur et constitue la première relation de fermeture. Les éventuelles sources (ou puits) de masse sont rassemblés dans le terme S_k pour chaque phase.

Conservation de la quantité de mouvement

$$\begin{aligned} S\alpha_k\rho_k \left[\frac{\partial v_k}{\partial t} + v_k \frac{\partial v_k}{\partial z} \right] + S\alpha_k \frac{\partial P}{\partial z} + SP_i \frac{\partial \alpha_k}{\partial z} \\ + (-1)^k S\beta\alpha(1-\alpha)\rho_m \left[\frac{\partial v_g}{\partial t} - \frac{\partial v_l}{\partial t} + v_g \frac{\partial v_g}{\partial z} - v_l \frac{\partial v_l}{\partial z} \right] = \\ (-1)^k S\Gamma(w_i - v_g) - (-1)^k S\tau_i - \Pi_f C_k \frac{1}{2} \rho_k v_k |v_k| \\ - S \frac{\xi}{\Delta z} \alpha_k \frac{1}{2} \rho_k v_k |v_k| + S\alpha_k\rho_k g_z + \frac{R_{st}(1-\alpha_k)}{4} P_i \frac{\partial S}{\partial z} + S_k M_k \end{aligned} \quad (\text{III.2})$$

Sur la première ligne, le terme d'accélération est suivi du terme lié aux forces de pression. P_i étant la pression à l'interface, le troisième terme traduit la présence d'une force à l'interface, due à l'hétérogénéité du champ de pression dans la direction transverse, dans le cas d'écoulements stratifiés notamment.

Sur la deuxième ligne, on trouve un terme dit de *masse ajoutée* ou *virtuelle*, important pour les écoulements très dispersés [25].

Sur la ligne suivante, le premier terme quantifie l'apport de quantité de mouvement d'une phase vers l'autre par changement de phase, w_i étant la vitesse à l'interface. Le terme suivant décrit le frottement interfacial, τ_i quantifiant les forces volumiques visqueuses à l'interface. Les termes suivants représentent le frottement en paroi, les pertes de charge singulières puis gravitaires. L'avant-dernier terme permet de prendre en compte la distribution de pression dans un tuyau de section variable, R_{st} étant le taux de stratification. Ce terme est très important dans le cas d'écoulements stratifiés [25, 52] mais négligeable dans les autres types d'écoulement. Le dernier terme contient les apports de quantité de mouvement liés à l'ajout de masse S_k arrivant dans le volume de contrôle avec l'impulsion M_k .

Conservation de l'énergie

$$\begin{aligned}
 S \frac{\partial}{\partial t} \left(\alpha_k \rho_k \left[h_k + \frac{1}{2} v_k^2 \right] \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(S \alpha_k \rho_k v_k \left[h_k + \frac{1}{2} v_k^2 \right] \right) - S \alpha_k \frac{\partial P}{\partial t} = \\
 S q_{k_e} + \Pi_c q_{p_k} + (-1)^k S \Gamma \left[h_k + \frac{1}{2} w_i^2 \right] + S \alpha_k \rho_k v_k g_z + S_k u_k
 \end{aligned} \tag{III.3}$$

Sur la première ligne, on retrouve les termes de variation de l'enthalpie et de l'énergie cinétique massiques de la phase k , suivie d'un terme en $\partial P/\partial t$. Ce terme provient de la manière dont est écrite l'équation de conservation : étant écrite en enthalpie et non en énergie interne du fluide, ce terme est retranché dans le bilan étant donné que $H = U + PV$. Sur la seconde ligne, le premier terme représente les échanges thermiques à l'interface des phases. Le deuxième terme rassemble les apports par échanges thermiques avec les parois et le troisième terme les apports d'énergie liés aux changements de phase. L'avant dernier terme représente la variation de l'énergie potentielle de pesanteur, et les sources énergétiques sont rassemblées dans le dernier terme.

La question des écoulements compressibles

Les équations de conservation de masse et de quantité de mouvement (Navier-Stokes) pour un écoulement compressible de gaz seul, sans source, vertical et à une dimension comme c'est majoritairement le cas dans les barres transitoires de CABRI s'écrivent [39] :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v}{\partial z} = 0 & \text{(III.4a)} \\ \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial z} \right) = - \frac{\partial P}{\partial z} - \rho g & \text{(III.4b)} \end{cases}$$

On constate donc, en comparant les équations du système (III.4) avec les équations (III.1) et (III.2), que ces écoulements peuvent être modélisés par CATHARE. L'équation d'état, liant densité à pression et température, est par défaut la loi des gaz parfaits, valide dans le domaine de pression d'hélium dans CABRI. Ce point sera mieux étudié au cours du chapitre V.

Les manques identifiés en thermohydraulique dans le code CATHARE pour la modélisation de CABRI

En régime stationnaire, les relations de fermeture quantifiant les échanges thermiques paroi/fluide sont relativement bien connues par rapport aux échanges entre phases [53]. En instationnaire en revanche, les échanges thermiques, par exemple, en paroi sont méconnus (cf. §II.3.1.1). On étudiera au cours du chapitre VI ce manque et on proposera une amélioration des échanges thermiques en situation de transitoire rapide en accord avec leur importance identifiée dans le PIRT (cf. tableau II.2), ainsi qu'une nouvelle carte d'écoulement à la paroi. Dans l'attente d'avoir des données pour valider ces points, cette carte devra notamment prendre en compte le retard à l'atteinte de l'ébullition nucléée en paroi ainsi qu'un flux thermique critique plus important.

Concernant les relations de fermeture entre phases liquide et vapeur, leur méconnaissance dans le cadre des transitoires CABRI (basse pression et excursions de puissance) ne semble pas constituer, à ce stade de la modélisation, un manque sérieux, étant donné que l'apparition d'une importante quantité de vapeur semble peu plausible (cf. fig. III.2).

La géométrie du circuit des barres transitoires est principalement 1D. L'utilisation de CATHARE semble être pertinente pour modéliser les écoulements qui s'y produisent. En revanche, les relations de fermeture en paroi et notamment les échanges thermiques paroi-gaz ne seront peut-être pas suffisamment précis. En effet, la dépressurisation est extrêmement rapide (moins d'une seconde environ) alors que les corrélations d'échange en paroi dans CATHARE sont établies en régime stationnaire.

III.5.1.2 La thermomécanique

Comme vu dans le chapitre II, le principal terme de déformation mécanique est la dilatation thermique des structures. CATHARE2 permet notamment de prendre en compte :

- la dilatation thermique de la pastille et de la gaine ;
- la déformation élastique de la gaine ;
- le fluage de la gaine.

L'activation des modèles de thermomécanique fait donc évoluer les dimensions du crayon au cours du transitoire. Numériquement, lorsque la convergence est atteinte pour le calcul des températures dans CATHARE2, les nouvelles dimensions sont calculées en fonction du nouveau champ de température pour le pas de temps suivant. L'épaisseur du jeu, *a priori* très proche de sa valeur à neuf étant donné le faible *burn-up* du combustible, ne sera probablement pas suffisamment faible pour conduire à une interaction pastille-gaine (cf. fig. III.2). Cependant, la haute incertitude sur cette épaisseur de jeu suggère d'améliorer la prise en compte de l'interaction pastille-gaine dans CATHARE, qui n'est pas modélisée à ce stade.

REMARQUE : À l'heure actuelle, la géométrie de l'élément hydraulique n'est pas modifiée par le calcul thermomécanique standard de CATHARE2. Le périmètre frottant, le périmètre chauffant ainsi que la section de passage restent donc constants au cours du calcul. C'est cohérent avec le fait que, même dans un transitoire CABRI où les déformations thermiques sont relativement importantes, la variation maximale de rayon de la gaine reste très inférieure au diamètre hydraulique (cf. §II.4.3).

III.5.1.3 La neutronique

Comme évoqué précédemment, CATHARE2 résout les équations de la cinétique ponctuelle. Il faut cependant pouvoir modéliser correctement les contre-réactions, notamment l'effet Doppler en tenant compte de la variabilité du coefficient en fonction de la température du combustible, ou la contre-réaction de dilatation de la gaine qui, à ce stade, n'existe pas dans CATHARE2 pour les réacteurs à eau. Il faut par ailleurs fournir à CATHARE2 les paramètres cinétiques, les coefficients de contre-réaction et les éventuels facteurs de forme de flux et de contre-réaction dans le cœur. Pour cela, il est nécessaire d'utiliser un outil dédié à la neutronique : l'outil de calcul TRIPOLI4.

III.5.2 Le code TRIPOLI4

La résolution de l'équation de Boltzmann, qui ne sera pas rappelée ici, peut se faire par une méthode Monte-Carlo. Elle consiste à suivre l'histoire d'un certain nombre de neutrons qui sont soumis à certaines probabilités d'interaction et dont la vie (transport et collisions jusqu'à leur disparition) est considérée comme une suite d'événements aléatoires indépendants. En somme, cette méthode ne résout pas directement l'équation en elle-même mais la "reconstitue". Elle a l'avantage de ne pas faire d'approximation dans la modélisation des interactions et de ne pas nécessiter de grosses simplifications dans la géométrie d'étude ou les compositions [3]. En revanche, on ne peut pas réduire indéfiniment le volume des mailles dans lequel on souhaite connaître une grandeur (par exemple : un taux de réaction), car plus le volume est petit, plus la variance de la grandeur est importante. Par ailleurs, cette méthode est limitée par la connaissance des données nucléaires (bibliothèques de sections efficaces). L'incertitude de convergence sur les résultats évolue en fonction de l'inverse de la racine carrée du nombre d'événements. Ainsi, si on souhaite réduire l'incertitude par 10, il faut simuler l'histoire de 100 fois plus de particules [3]. Cette méthode demande donc des ressources informatiques et des temps de calcul importants.

La fig. III.3, issue de [3], montre le principe de la méthode Monte-Carlo appliquée à la neutronique. On tire d'abord une position, une énergie et une direction initiales d'un neutron au sein du domaine étudié. Un premier tirage donne le premier parcours libre, jusqu'au premier événement : un choc dans un milieu, un franchissement d'interface entre matériaux ou un franchissement de la limite du domaine. Dans le cas d'un choc avec un élément, l'élément puis l'interaction sont tirés en fonction des probabilités de rencontre des différents éléments du milieu (liées à leur densité atomique) et du type d'interaction (lié aux sections efficaces microscopiques issues des données nucléaires). Dans le cas d'une absorption, l'histoire s'arrête là. Si le neutron est diffusé, on recalcule son énergie et sa direction, sa position étant celle calculée après le tirage du parcours, et on retire un nouveau parcours avec ces variables.

Dans le cas d'un franchissement d'interface entre matériaux au sein du domaine, le neutron est repositionné à l'interface et un nouveau tirage de parcours est réalisé.

Afin de calculer, par exemple, un coefficient multiplicateur, on étudie un lot de n_0 neutrons (dans TRIPOLI4, un *batch*) dans le cœur. On simule leur histoire et lorsque tous les n_0 neutrons de la génération 0 ont disparu, on compte toutes les productions (n_1 nouveaux neutrons). La valeur du coefficient multiplicateur effectif est alors $k_{eff} = n_1/n_0$.

Plus particulièrement, le mode *CRITICITY* permet de résoudre l'équation de Boltzmann stationnaire. Étant donné qu'un cœur possédant un k_{eff} différent de 1 ne peut physiquement pas suivre un état stationnaire, on corrige l'opérateur de productions par fissions avec le coefficient de multiplication. C'est le modèle du réacteur critique associé (RCA) dont le principe est le suivant :

$$\left(\mathbf{A} - \frac{\mathbf{F}}{k_{eff}} \right) \Phi = 0 \quad (\text{III.5})$$

Où \mathbf{A} est l'opérateur de disparition (fuites, diffusions et absorptions) et \mathbf{F} l'opérateur de productions par fissions. k_{eff} représente ici le rapport du nombre de neutrons entre deux générations successives dans TRIPOLI. La méthode IFP (Iterated Fission Probability), servant notamment à calculer les paramètres cinétiques d'un cœur, est également implémentée dans TRIPOLI4.10 [54]. Les paramètres cinétiques de CABRI ont été calculés au cours de la thèse d'O. Clamens [15] qui a montré que la fraction de neutrons retardés est quasiment indépendante de la densité d'hélium, de la cote des barres ou de la température du combustible, ce qui n'est logiquement pas le cas du temps de génération des neutrons. Le temps moyen de génération des neutrons peut en effet s'écrire :

$$\overline{\Lambda^*} = \frac{1}{v\nu\Sigma_f} \quad (\text{III.6})$$

Il dépend donc bien à la fois du spectre (v) et du combustible. Ces paramètres ainsi que tous les métamodèles et coefficients de contre-réactions que la thèse [15] a permis de construire et de calculer ne seront pas recalculés dans cette thèse.

III.6 CONCLUSION

L'étape de validation à effets séparés de la modélisation des différents phénomènes est une nécessité dans la démarche de validation d'un outil de calcul. Elle permet d'éviter les phénomènes de compensation qui peuvent apparaître au cours d'un transitoire. Certaines mesures effectuées lors des transitoires dans CABRI peuvent être utilisées pour contribuer à la validation de la modélisation des transitoires de type RIA. Sur la base des mesures réalisées, et malgré leur caractère très global et lacunaire, une démarche de validation est proposée dans cette thèse. Certains phénomènes pourront être effectivement validés, tandis que d'autres (comme les contre-réactions modérateur, les échanges convectifs, etc.) ne pourront pas être rigoureusement validés,

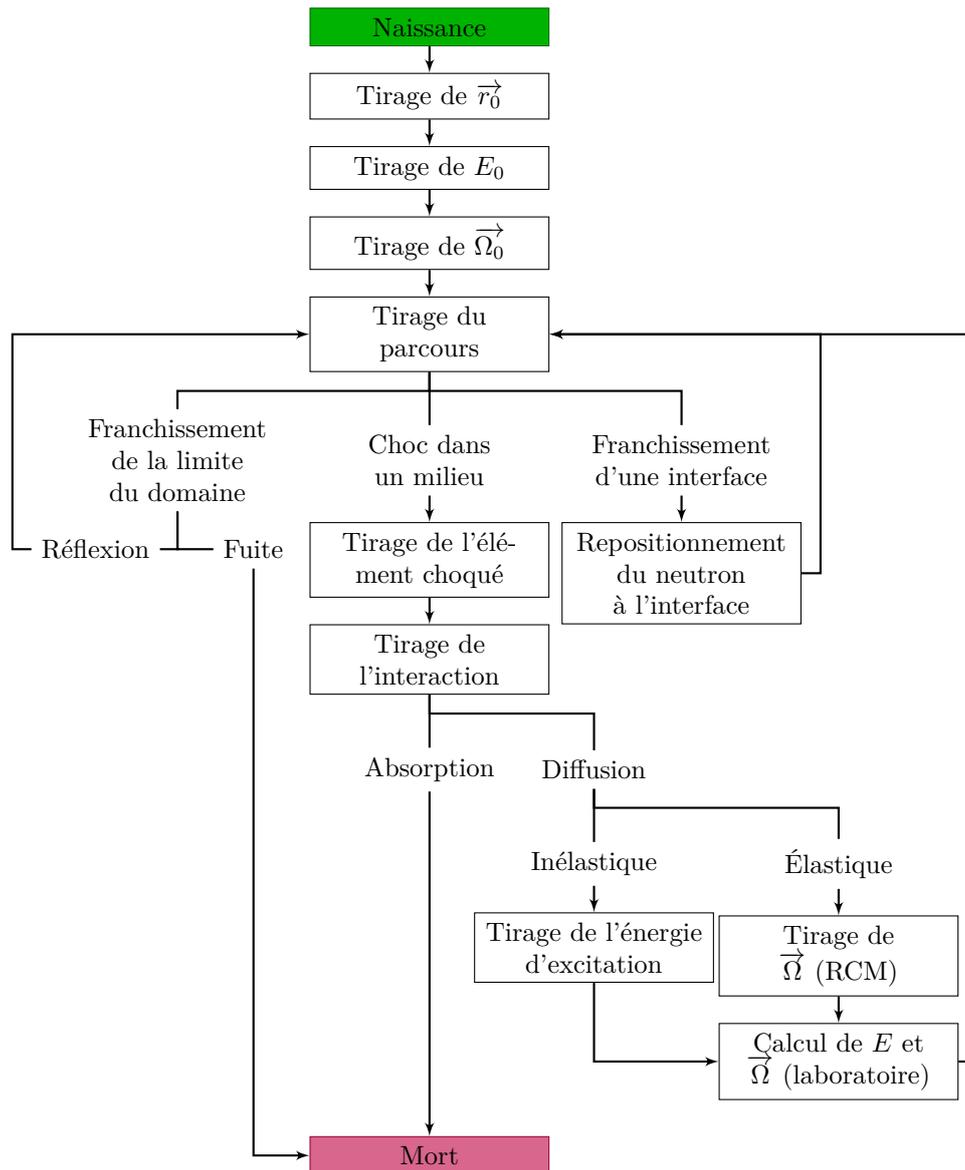


FIGURE III.3 – Illustration de la méthode Monte-Carlo adaptée à la simulation de la vie d'un neutron (RCM : référentiel du centre de masse) [3]

par manque de mesures ou d'essais expérimentaux pouvant les rendre suffisamment significatifs. Une base de validation a donc été constituée en accord avec cette démarche.

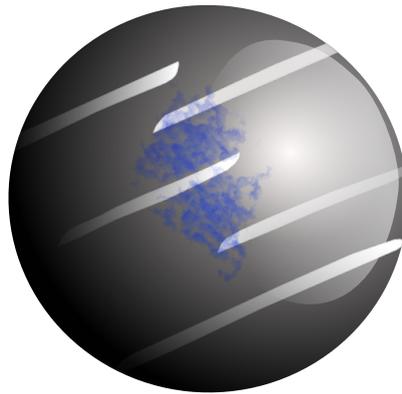
La modélisation multiphysique de ces transitoires qui sera proposée au cours du prochain chapitre doit donc être cohérente avec ces constatations de physique et d'échelle. Il ne s'agit donc pas à l'heure actuelle de réaliser une modélisation avec des outils extrêmement performants et coûteux en temps de calcul, dans la mesure où la qualité certaine de tous leurs modèles ne pourrait pas être validée avec les données de CABRI. Un code système comme CATHARE, capable de modéliser, avec une certaine précision et à une certaine échelle, la plupart des phénomènes intervenant dans le réacteur CABRI semble tout à fait pertinent dans ce sens. Il sera soutenu par des calculs réalisés avec TRIPOLI4 qui fournira les données d'entrée nécessaires au calcul neutronique. La modélisation, au même titre que la démarche de validation, sera progressive et de précision et complexité croissantes.

Le chapitre suivant détaillera donc la modélisation thermohydraulique du réacteur CABRI : circuit EC, cœur, circuit BT ; puis la modélisation thermomécanique et neutronique. Ces phéno-

mènes seront dynamiquement couplés dans la modélisation afin de rendre compte du couplage fort entre les différents domaines physiques qui coexistent au cours des transitoires CABRI-RIA.

Deuxième partie

Modélisation des transitoires CABRI-RIA et validation



Cette partie détaille la modélisation du réacteur CABRI qui a été réalisée avec CATHARE2 et des calculs TRIPOLI4 en support. L'ensemble des manques de modèles identifiés (en neutronique, en thermomécanique et thermohydraulique) dans le chapitre précédent sur l'outil de calcul utilisé a mené à plusieurs développements dans CATHARE2. Par commodité, la version ainsi modifiée pour la modélisation de certains phénomènes intervenant au cours des RIA a été baptisée PALANTIR : Projet d'Amélioration des Lois et Approximations en Neutronique et Thermohydraulique pour les Insertions de Réactivité.

L'ensemble des phénomènes qui ne sont que spécifiques à CABRI n'ont en revanche pas été directement intégrés dans les sources, mais sous la forme de masques de calcul en FORTRAN.

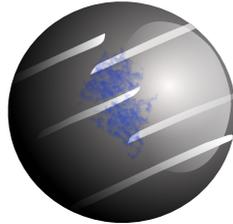


FIGURE III.4 – Logo de la version CATHARE - PALANTIR

Chapitre IV

Modélisation neutronique

Sommaire

IV.1	CINÉTIQUE NEUTRONIQUE DU CŒUR	75
IV.1.1	Rappels sur la cinétique ponctuelle	75
IV.1.2	Modélisation neutronique du cœur de CABRI et paramètres cinétiques	76
IV.1.3	Valeur des paramètres cinétiques	76
IV.2	CALCUL DE LA RÉACTIVITÉ	77
IV.2.1	Calcul de l'insertion de réactivité	77
IV.2.2	Calcul de la réactivité des barres de contrôle	78
IV.2.3	Calcul de l'apport en réactivité des contre-réactions	79
	IV.2.3.1 Expression des contre-réactions	79
	IV.2.3.2 Valeur des coefficients d'anti-réactivité.	80
	IV.2.3.3 Calcul des facteurs de forme de contre-réaction.	80
IV.3	LA QUESTION DE L'EFFET TOP	81
IV.4	CONCLUSION	83

Ce chapitre a pour objectif de détailler la modélisation de la cinétique du cœur de CABRI. Comme on l'a vu au cours du chapitre I, la cinétique ponctuelle nécessite des approximations lorsqu'elle a pour objectif de déterminer l'évolution de la puissance au cours du temps d'un réacteur, et non plus celle du seul nombre total de neutrons. La variable gouvernant la cinétique est la réactivité. Comme expliqué précédemment, elle est la somme de la réactivité extérieure, de la réactivité initiale et de l'ensemble des apports des contre-réactions. Après quelques rappels sur la cinétique ponctuelle, on présentera et on justifiera la modélisation du cœur réalisée au cours de cette thèse. Puis, une fois le calcul de la réactivité formulé (réactivité extérieure et contre-réactions), la question de l'effet TOP sur le plan neutronique sera traitée.

IV.1 CINÉTIQUE NEUTRONIQUE DU CŒUR

IV.1.1 Rappels sur la cinétique ponctuelle

On rappelle ici les équations de la cinétique ponctuelle pour la puissance d'un cœur de réacteur nucléaire :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dP_n}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\Lambda^*} P_n(t) + \sum_i \lambda_i C_i(t) \end{array} \right. \quad (\text{IV.1a})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda^*} P_n(t) - \lambda_i C_i(t) \quad \forall i \in \llbracket 1; p \rrbracket \end{array} \right. \quad (\text{IV.1b})$$

où β est la réactivité totale du cœur, p est le nombre de groupes de précurseurs de neutrons retardés. Les paramètres λ_i , β_i , β et Λ^* sont les paramètres cinétiques du réacteur. Si cette méthode donne la puissance globale du réacteur, le calcul des contre-réactions peut tout à fait être réalisé en tenant compte des hétérogénéités spatiales, c'est-à-dire selon l'espace, représenté par un maillage. Par ailleurs, la puissance totale est redistribuée dans le cœur en fonction des coefficients de puissance que TRIPOLI fournit (en statique). De même, les contre-réactions, soumises aux champs de température (de combustible, de gaine ou de fluide), vont en conséquence fortement varier spatialement dans le réacteur. C'est précisément pour cette raison que le choix a été fait de réaliser une modélisation du cœur par assemblage avec un maillage axial.

IV.1.2 Modélisation neutronique du cœur de CABRI et paramètres cinétiques

Le choix de modéliser le cœur en regroupement d'assemblages se justifie, tout d'abord, par l'observation de la variation du coefficient de puissance radial (qu'on appelle F_{xy}) sur l'ensemble du cœur. Celui-ci représente en quelque sorte la part de puissance de chaque crayon dans le cœur dans une configuration donnée. Des études ont été réalisées afin de connaître, dans plusieurs états critiques différents, la distribution radiale de puissance sur le cœur de CABRI [55]. Ces études permettent de dresser le constat que le coefficient radial de puissance varie peu au sein d'un assemblage, sauf peut-être pour l'assemblage triangulaire pour lequel les crayons proches de la boucle d'essai sont très chauds (cf. fig. IV.1 et I.8). On peut donc affecter au sein d'un même assemblage le même coefficient de puissance pour chaque crayon.

Le choix aurait pu être fait de modéliser le cœur crayon par crayon, mais cela aurait inutilement rallongé le temps de calcul et ne serait pas très cohérent avec la précision des mesures expérimentales disponibles pour la validation qui, comme il a été montré au chapitre précédent, restent très globales. D'autre part, le raffinement de la discrétisation n'aurait pas eu d'effet visible sur ces paramètres d'intérêt très globaux. Il y a de surcroît une justification thermohydraulique à ce choix qui sera détaillée dans la partie V.1.

La modélisation adoptée du cœur est présentée en fig. IV.1. Le cœur étant symétrique par rapport à ses deux axes horizontaux, on ne modélise qu'un quart de cœur. Chaque assemblage est affecté d'un coefficient de puissance radial (F_{xy}) ainsi que d'une distribution axiale de puissance (F_z). Un formulaire de calcul TRIPOLI4 existe pour CABRI et permet de calculer ces paramètres [56]. Ces coefficients sont calculés pour chaque configuration critique avant chaque essai, en fonction de la masse volumique initiale d'hélium dans les barres transitoires et la cote des barres d'absorbant. La fig. IV.1 donne un exemple de répartition de puissance dans une configuration critique pour une pression d'hélium de 7 bar. Un exemple de profil axial est donné pour l'assemblage rectangulaire AC 1.

Le détail de la modélisation thermique et thermohydraulique des assemblages (dont le maillage radial et axial du combustible) ainsi que des barres transitoires représentées sur la fig. IV.1 sera indiqué en §V.1.

IV.1.3 Valeur des paramètres cinétiques

Les paramètres cinétiques ont été calculés à l'aide de la méthode IFP et la bibliothèque de données nucléaires JEFF3.1.1 au cours de la thèse [15] ainsi que leur variation en fonction de la quantité d'absorbants dans le cœur et de la température du combustible. Si la fraction effective de neutrons retardés reste très peu sensible à ces variations, le temps de génération des neutrons ne l'est pas. Cependant, son influence sur le calcul de la puissance a été démontrée comme étant très faible [15]. Ces coefficients seront donc fixés constants au cours du transitoire. On prend par ailleurs huit groupes de neutrons retardés. Les valeurs du temps de génération et de la fraction de neutrons retardés sont indiquées dans le tableau IV.1.

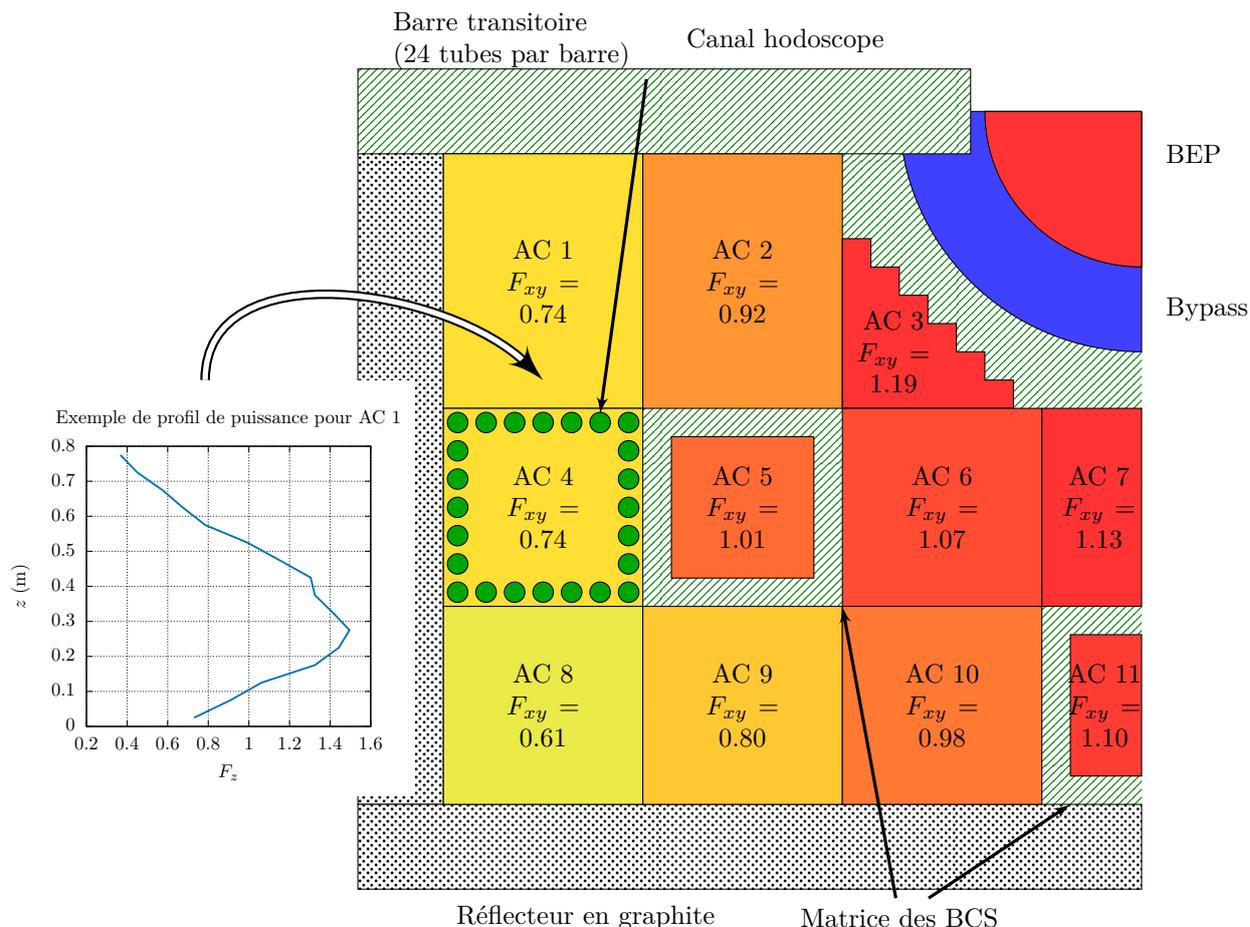

 FIGURE IV.1 – Modélisation du cœur de CABRI - Exemple d'un état critique avec une pression d' $d^3\text{He}$ de 7 bar

TABLEAU IV.1 – Paramètres cinétiques du cœur du réacteur CABRI [15]

Paramètre	Valeur	Incertitude (à 2σ)
β	760 pcm	7 %
Λ^*	25,5 μs	10 %

IV.2 CALCUL DE LA RÉACTIVITÉ

IV.2.1 Calcul de l'insertion de réactivité

L'insertion de réactivité dépend de la détente de l'hélium qui a été modélisée sur le plan thermohydraulique. Cet aspect sera discuté dans la partie V.1. La dépressurisation donne une évolution de masse volumique d'hélium en fonction du temps. La relation entre masse volumique d'hélium dans les barres et réactivité extérieure insérée dans le cœur peut être obtenue à partir de mesures expérimentales ou par calcul. À ce stade, le moyen le plus précis d'établir cette relation est un métamodèle réalisé avec URANIE [57] à partir de résultats de calculs TRIPOLI4 au cours de la thèse [15].

D'après la théorie des perturbations [3], abordée brièvement au cours du chapitre II, la variation de réactivité dans le cœur à la suite d'une modification de section efficace macroscopique

d'absorption $\delta\Sigma_a$ peut s'écrire, dans une approximation à un groupe d'énergie :

$$\delta\mathbf{P} = - \frac{\iiint_{\text{cœur}} \delta\Sigma_a \Phi^2(\vec{r}) d^3r}{\iiint_{\text{cœur}} \nu\Sigma_f \Phi^2(\vec{r}) d^3r} \quad (\text{IV.2})$$

On peut l'interpréter de la manière suivante. Considérons un cas où la section efficace d'absorption est divisée par n . Le nombre de neutrons survivant à l'absorption au niveau des barres transitoires est donc multiplié par n , et de ce fait ce nouveau flux produit statistiquement n fois plus de fissions dans le combustible. On a donc une réactivité qui évolue selon le produit du flux et de l'importance des neutrons constituant ce flux (appelé flux adjoint). La réactivité est donc multipliée dans notre cas par n^2 , ce qui explique la dépendance de la réactivité en flux au carré. La variation de réactivité dans le volume élémentaire $dx dy dz$ peut donc s'écrire (en supposant des variations infinitésimales) :

$$d\mathbf{P} = - \frac{d\Sigma_a F_{xy}^2 F_z^2}{\iiint_{\text{cœur}} \nu\Sigma_f F_{xy}^2 F_z^2 dx dy dz} \quad (\text{IV.3})$$

Or, le métamodèle calcule une variation de réactivité sur l'ensemble du cœur correspondant à une variation $d\Sigma_{aHe}$ dépendant de la variation de masse volumique d'hélium dans les barres :

$$d\mathbf{P}_{\text{TRIPOLI}} = - \frac{d\Sigma_{aHe}}{\iiint_{\text{cœur}} \nu\Sigma_f F_{xy}^2 F_z^2 dx dy dz} \quad (\text{IV.4})$$

En remarquant que $d\Sigma_{aHe}$ est nul en dehors des barres transitoires, on calcule donc la réactivité extérieure à l'instant t à partir du métamodèle :

$$\mathbf{P}_{ext} = \int_0^t \left(\frac{1}{H} \int_0^H d\mathbf{P}_{\text{TRIPOLI}}(t') F_z^2 dz \right) \quad (\text{IV.5})$$

Cette équation est implémentée dans une subroutine UTIL, appelant le métamodèle, et non directement dans les sources de CATHARE, car reproduisant un phénomène spécifique à CABRI (insertion de réactivité par dépressurisation). Le métamodèle calcule la réactivité extérieure à partir de la densité d'hélium dans chaque maille axiale de chaque barre, et l'intègre sur tout le volume des barres transitoires en la pondérant avant par le profil axial de puissance au carré¹.

IV.2.2 Calcul de la réactivité des barres de contrôle

La chute des barres de contrôle dans le cœur est assimilée à la chute d'un solide verticalement dans de l'eau. Le système étudié est donc la grappe d'absorbants. Le bilan des forces se résume au poids des barres et à la poussée d'Archimède (en fin de course, l'accélération est compensée par un amortisseur non modélisé). Les BCS sont entièrement immergées dès l'instant initial. Leur volume est noté V , leur masse m . D'après la seconde loi de Newton :

$$m \vec{g} - \rho_f V \vec{g} = m \vec{a} \quad (\text{IV.6})$$

On remonte donc à l'équation du mouvement de la barre donnant sa cote SELSYN $z_{BCS}(t)$ en intégrant deux fois cette équation projetée sur l'axe vertical. La cote SELSYN est prise par rapport au bas du cœur.

$$z_{BCS}(t) = -\frac{1}{2} \left(1 - \rho_f \frac{V}{m} \right) g t^2 + z_{BCS_0} \quad (\text{IV.7})$$

Où z_{BCS_0} est la cote à l'instant initial. On peut écrire l'équation de la manière suivante, si ρ_{BCS} est la masse volumique des barres :

1. Dans les faits, le gradient axial de masse volumique dans les barres sera très faible. Le profil au carré étant normalisé, l'intégrale sur $[0; H]$ dans l'équation (IV.5) se simplifie, donnant $\mathbf{P}_{ext} \approx \int_0^t d\mathbf{P}_{\text{TRIPOLI}}(t')$

$$z_{BCS}(t) = -\frac{1}{2} \left(1 - \frac{\rho_f}{\rho_{BCS}} \right) g t^2 + z_{BCS_0} \quad (\text{IV.8})$$

La cote est ainsi mise à jour dès l'instant de chute des BCS dans le métamodèle de réactivité extérieure présenté précédemment. Cela permet de prendre en compte la chute des barres dans l'évolution de réactivité extérieure dans le cœur.

IV.2.3 Calcul de l'apport en réactivité des contre-réactions

IV.2.3.1 Expression des contre-réactions

Les variations de géométrie dans le cœur (issues de l'activation des modèles de thermo-mécanique), de températures et donc des propriétés de chaque milieu contribuant à l'apport d'anti-réactivité dans le cœur, voire des coefficients d'anti-réactivité, nécessitent un calcul des réactivités par méthode différentielle :

$$\delta\mathfrak{P}_{CR}(t) = \int_0^t \delta\mathfrak{P}_{CR} = \int_0^t \kappa_{CR}(t') (\mathfrak{V}(t') - \mathfrak{V}(t' - dt')) \quad (\text{IV.9})$$

Où κ_{CR} est le coefficient d'anti-réactivité et \mathfrak{V}^2 est le champ scalaire (température, densité etc.) gouvernant l'insertion de réactivité due à la contre-réaction. On calcule alors ces contributions, dans chaque maille radiale de chaque maille axiale et dans chaque assemblage combustible, conformément aux équations (II.90), (II.97), et (II.95). Les contributions de l'assemblage i s'écrivent alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} \delta\mathfrak{P}_{dop_i} = \frac{n(i)}{n_t} F_{xy_{dop}}(i) \sum_{i_z=1}^{n_z} F_{z_{dop}}(i) \\ \quad \sum_{i_r=1}^{n_r} \kappa_{dop} \left(\sqrt{T_{eff}(t, i_z, i_r)} - \sqrt{T_{eff}(t - dt, i_z, i_r)} \right) \frac{V_m}{V_i} \\ \delta\mathfrak{P}_{dil_i} = \frac{n(i)}{n_t} F_{xy_{dil}}(i) \sum_{i_z=1}^{n_z} F_{z_{dil}}(i) \frac{\kappa_{mod}}{\beta_l} (1 - \alpha) \frac{2\pi r_{ge}(t, i_z) dr_{ge}}{c^2 - \pi r_{ge}^2(t, i_z)} \\ \delta\mathfrak{P}_{mod_i} = \frac{n(i)}{n_t} F_{xy_{mod}}(i) \sum_{i_z=1}^{n_z} F_{z_{mod}}(i) \frac{\kappa_{mod}}{\rho_l \beta_l} ((1 - \alpha(t, i_z)) d\rho_l - d\alpha \rho_l(t, i_z)) \end{array} \right. \quad (\text{IV.10a})$$

$$\delta\mathfrak{P}_{dil_i} = \frac{n(i)}{n_t} F_{xy_{dil}}(i) \sum_{i_z=1}^{n_z} F_{z_{dil}}(i) \frac{\kappa_{mod}}{\beta_l} (1 - \alpha) \frac{2\pi r_{ge}(t, i_z) dr_{ge}}{c^2 - \pi r_{ge}^2(t, i_z)} \quad (\text{IV.10b})$$

$$\delta\mathfrak{P}_{mod_i} = \frac{n(i)}{n_t} F_{xy_{mod}}(i) \sum_{i_z=1}^{n_z} F_{z_{mod}}(i) \frac{\kappa_{mod}}{\rho_l \beta_l} ((1 - \alpha(t, i_z)) d\rho_l - d\alpha \rho_l(t, i_z)) \quad (\text{IV.10c})$$

Avec $\delta\mathfrak{P}_{dop_i}$, $\delta\mathfrak{P}_{dil_i}$ et $\delta\mathfrak{P}_{mod_i}$ sont respectivement les contre-réactions liées à l'effet Doppler, la dilatation des matériaux et les effets modérateur³ (cf. chapitre II). $n(i)$ est le nombre de crayons dans l'assemblage i , n_t le nombre total de crayons dans le cœur. n_z est le nombre total de mailles axiales, et n_r le nombre de mailles radiales. Des facteurs de forme de contre-réactions apparaissent : $F_{xy_{CR}}$ et $F_{z_{CR}}$. La raison de leur existence est la même que celle menant à la pondération de l'insertion de réactivité (cf. §IV.2.1). Leur expression sera détaillée par la suite. Les contributions de chaque assemblage sont ensuite intégrées sur tout le cœur.

REMARQUE :

Ces équations n'existaient pas en l'état dans CATHARE. Les développements qui ont été faits dans PALANTIR sont donc les suivants :

- utilisation d'une méthode différentielle pour le calcul des contre-réactions ;
- ajout de la contre-réaction de dilatation de gaine ;

2. Prononcer "Yod"

3. dilatation et vaporisation

- calcul de l’anti-réactivité Doppler par maille radiale (dans CATHARE, le calcul se faisait sur la base d’une température moyenne dans la pastille) ;
- application des facteurs de forme de contre-réaction.

IV.2.3.2 Valeur des coefficients d’anti-réactivité

Comme vu précédemment, les coefficients d’anti-réactivité peuvent être variables, dépendant de la quantité d’absorbants dans le cœur, de la température des différents milieux etc. Le coefficient modérateur α_{mod} a pour valeur [55] :

$$\alpha_{mod} = -2 \cdot 0,1172 \cdot T_{piscine} + 0,109 \text{ pcm/K} \quad (\text{IV.11})$$

Où $T_{piscine}$ est la température de la piscine de CABRI en °C.

Le coefficient d’anti-réactivité Doppler présente des variations importantes en fonction de la température du combustible et de la quantité d’absorbants. Une valeur usuellement retenue pour ce coefficient est $-103 \text{ pcm/K}^{1/2}$. En réalité, ce coefficient varie de plus de 10 % sur les gammes de température de combustible de CABRI. Un métamodèle a alors été développé afin de capturer ces variations [15]. Le calcul de l’anti-réactivité Doppler peut donc se faire selon plusieurs options dans PALANTIR : à coefficient constant ou avec le métamodèle, reproduisant la variation du coefficient.

IV.2.3.3 Calcul des facteurs de forme de contre-réaction

Le calcul des contre-réactions est pondéré par des facteurs de forme, $F_{xy_{CR}}$ et $F_{z_{CR}}$, qu’on appellera respectivement “nappe” et “profil” de contre-réaction. Leur nécessité apparait dans la théorie des perturbations rappelée en eq. (IV.2). La démonstration de l’expression des nappe et profil de Doppler a été réalisée en annexe D. Cette démonstration s’appuie sur la théorie des perturbations à un groupe d’énergie (monocinétique), pour un milieu faiblement absorbant et un réacteur à eau légère. Elle cherche donc à faire le lien entre variation de section efficace d’absorption de l’ ^{238}U et variation de température du combustible, et à partir de là en déduire l’expression de l’anti-réactivité Doppler. Pour cela, elle utilise l’expression de l’intégrale effective calculée pour un réacteur à eau, issue de [4].

Cette démonstration donne les conclusions suivantes :

$$\begin{cases} F_{z_{dop}} = F_z^2 & (\text{IV.12a}) \\ F_{xy_{dop}} = F_{xy}^2 & (\text{IV.12b}) \end{cases}$$

De surcroît, elle permet d’obtenir une valeur analytique du coefficient d’anti-réactivité Doppler de $-139 \text{ pcm/K}^{1/2}$, proche de celle calculée pour CABRI : $-103 \text{ pcm/K}^{1/2}$, ce qui suggère que les approximations réalisées dans l’analyse présente en annexe D restent cohérentes avec le cas de CABRI⁴.

Concernant les autres contre-réactions, la démonstration n’a pas été réalisée. Étant donné la faible importance avérée de ces contre-réactions (cf. chapitre III), leur influence sera très négligeable. Il est cependant d’usage de les prendre également proportionnels au carré des facteurs de forme de flux.

4. Ces approximations peuvent *a priori* rester valables pour tous les réacteurs à eau légère.

IV.3 LA QUESTION DE L'EFFET TOP

L'effet TOP a été décrit sur le plan théorique dans le chapitre II. La puissance volumique qu'il dégage dans les barres transitoires est modélisée selon les équations (II.99) et (II.100), soit :

$$p_v(z,t) = F_{xy_{BT}} F_{z_{BT}} \frac{\Phi_0}{P_{n_0}} P(t) \rho_{He}(z,t) \frac{N_A}{M_{He}} \sigma_{TOP} \Xi_{TOP}(\rho_{He}) \quad (IV.13)$$

L'énergie libérée par une réaction TOP est issue de [47]. Elle dépend de la densité d'hélium dans les barres.

$\rho_{He}(z,t)$ est donné par le calcul CATHARE2 de la dépressurisation de l'hélium dans chaque maille axiale des barres transitoires. Les coefficients de reconstitution du flux neutronique (trois premiers termes de l'équation (IV.13)) sont déterminés à l'aide de TRIPOLI4. On calcule donc Φ_0/P_0 où Φ_0 est le flux moyen dans le combustible à l'état critique et P_0 est la puissance associée à cet état. *A priori*, ce coefficient ne dépend ni de la cote critique ni de la masse volumique d'hélium, étant donné que :

$$P_0 \approx \Phi_0 (\Sigma_{f_5} E_{f_5} + \Sigma_{f_8} E_{f_8}) V_c \approx \Phi_0 \Sigma_{f_5} E_{f_5} V_c \quad (IV.14)$$

Le rapport Φ_0/P_0 est donc une constante du réacteur. On vérifie cette observation sur la fig. IV.2, issue de calculs TRIPOLI4. Ce rapport ne dépend ni de la cote des barres de contrôle ni de la masse volumique de l'hélium (les calculs ont été réalisés à des cotes de barres différentes). La prise en compte du taux de fission de l' ^{238}U ne modifie quasiment pas le résultat (on obtient avec l' ^{235}U seul $9,69 \cdot 10^5 \text{ n/cm}^2/\text{s/W}$, soit 0,1% de différence).

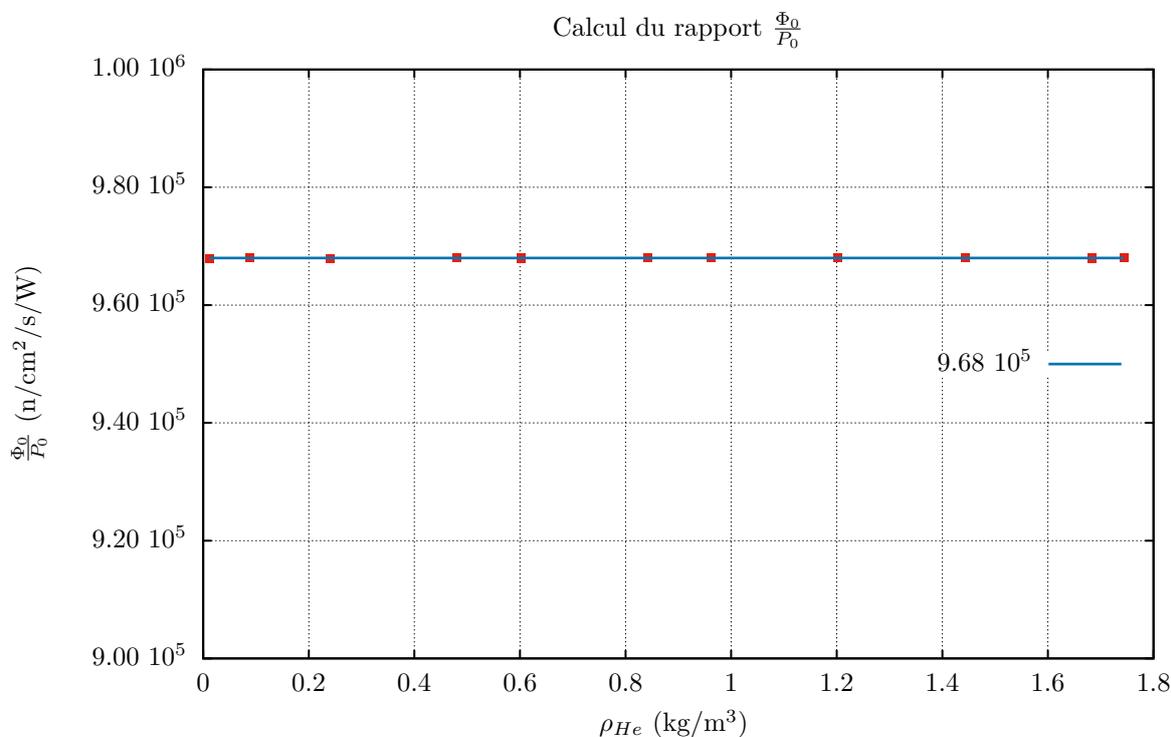


FIGURE IV.2 – Rapport flux dans le combustible sur la puissance

Application numérique

On retrouve bien, en ordres de grandeur, un résultat cohérent avec un calcul analytique, avec $N_5 = 1,65 \cdot 10^{21}$ at/cm³, $V_c = 7,913 \cdot 10^4$ cm³ (cf. [58]), $\sigma_{f_5} = 292$ barn au pic thermique de CABRI (aux alentours de 0,08 eV [47]), $\Phi_0/P_0 = 8,2 \cdot 10^5$ n/cm²/s/W.

F_{xyBT} est en conséquence défini comme le rapport du flux dans les barres transitoires sur le flux moyen dans le combustible (et non sur tout le cœur). Les taux de réaction associés à l'effet TOP et à la réaction de fission sont donnés par TRIPOLI4. Plusieurs calculs ont été réalisés à pressions d'hélium (0,1 à 14,5 bar) et cotes d'absorbants différentes. On constate que F_{xyBT} ne dépend pas de la cote d'absorbants. On voit en effet sur la fig. IV.3 que plusieurs points sont superposés (en 0,6 et 1,7) : il s'agit de calculs à même pression d'hélium et à cotes critiques différentes. Les barres d'erreur sont tracées mais très petites. La régression polynomiale donne des résultats peu physiques pour les masses volumiques élevées, pour lesquelles elle donne une remontée de flux. Cela n'est pas physique, mais ne pose pas de problème dans la mesure où l'effet TOP se constate à des densités beaucoup plus faibles, lorsque la dépressurisation est bien avancée et la puissance suffisamment importante. L'incertitude de convergence de TRIPOLI4 pour les taux de réaction n'excède pas 0,5 %.

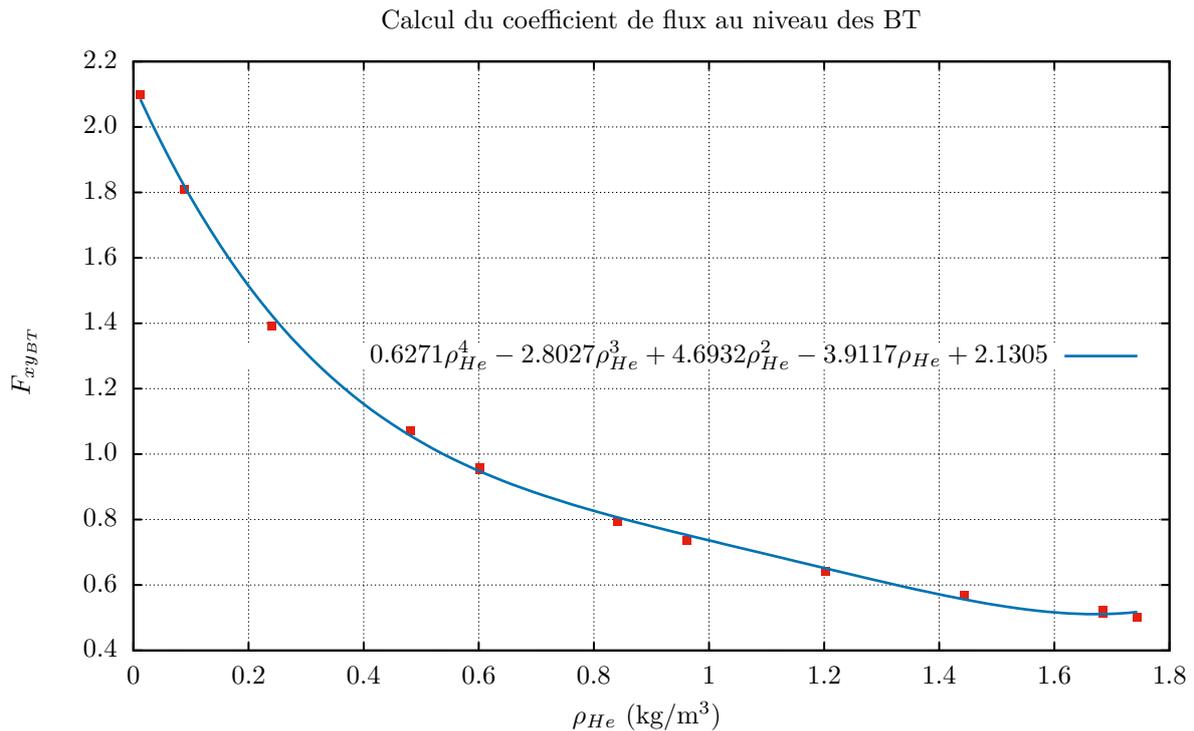


FIGURE IV.3 – Coefficient de flux au niveau des barres transitoires

Enfin, le facteur axial F_{zBT} est pris en première approximation égal au facteur axial de flux F_z , modifié pour chaque transitoire. Celui-ci dépend en revanche de la cote critique. Il est calculé pour chaque état initial avec TRIPOLI4.

L'énergie libérée par effet TOP est déduite des travaux de [47] :

$$\Xi_{TOP} = 0,1158\rho_{He}^3 - 0,5771\rho_{He}^2 + 1,0904\rho_{He} + 0,0336 \quad (\text{IV.15})$$

Ces lois sont donc ajoutées de la même façon que pour le calcul de la réactivité extérieure dans une autre subroutine FORTRAN UTIL.

IV.4 CONCLUSION

Cette partie avait pour objectif de présenter la méthode de cinétique utilisée, les valeurs des paramètres cinétiques et la manière dont est calculée la réactivité. Celle-ci est la somme de la réactivité extérieure (barres transitoires et barres de contrôle) et de la réactivité liée aux contre-réactions (Doppler, modérateur, dilatation de la gaine) dont les expressions ont été détaillées. Ces modèles ont nécessité des développements, certains propres à CABRI (comme l'effet TOP, l'insertion de réactivité etc.) et d'autres plus généraux aux RIA. Ces derniers ont directement été intégrés dans les sources de CATHARE2 PALANTIR, une version spécifique de CATHARE2 pour la modélisation des RIA.

Il s'agit donc maintenant de présenter la modélisation thermohydraulique et thermique du cœur de CABRI et des barres transitoires.

Chapitre V

Modélisation thermohydraulique générale et thermomécanique

Sommaire

V.1	THERMOHYDRAULIQUE.	86
V.1.1	Modélisation du circuit d'eau du cœur	86
V.1.2	Modélisation du cœur	88
V.1.2.1	Modélisation géométrique	88
V.1.2.2	Modélisation thermique du combustible	88
V.1.3	Modélisation du circuit des barres transitoires	89
V.1.3.1	Modélisation géométrique du circuit	89
V.1.3.2	Détermination du C_v des vannes de réglage	91
V.1.3.3	Détermination du x_T des vannes de réglage	93
V.1.3.4	Transferts de chaleur dans les barres transitoires en écoulement laminaire	94
V.1.4	Bilan	98
V.2	THERMOMÉCANIQUE.	98
V.2.1	Déformation des milieux	98
V.2.2	Prise en compte de l'interaction pastille-gaine	99
V.3	CONCLUSION	99

La modélisation thermohydraulique générale d'eau du cœur et du circuit et des barres transitoires fait l'objet de ce chapitre. Concernant le circuit des barres transitoires, un travail analytique a été également réalisé pour quantifier les paramètres des vannes du circuit détaillés au cours du chapitre II. Les coefficients d'échange paroi-gaz ont également fait l'objet d'une recherche bibliographique et d'un travail analytique qui ont permis de construire une corrélation de nombre de Nusselt pour les écoulements laminaires qui a été implémentée dans CATHARE2 PALANTIR. C'est ce qui sera présenté au cours de ce chapitre.

Les deux circuits étant fortement couplés par le biais des échanges thermiques, de l'insertion de réactivité générée par la dépressurisation des barres transitoires et par l'effet TOP, les barres transitoires et le combustible partagent la même discrétisation axiale.

La modélisation thermomécanique ainsi que les modèles ajoutés dans PALANTIR sont décrits dans une dernière partie.

V.1 THERMOHYDRAULIQUE

La modélisation thermohydraulique du réacteur CABRI est décrite dans cette partie. Après une présentation générale de la modélisation du circuit d'eau du cœur, une attention particulière sera portée à la description de la thermique et de la thermohydraulique du cœur. Par la suite, la modélisation du circuit des barres transitoires et la manière dont ont été caractérisées les vannes seront détaillées.

V.1.1 Modélisation du circuit d'eau du cœur

Le circuit d'eau est modélisé de la sortie de la pompe en amont du cœur jusqu'au réservoir d'eau situé à l'extérieur du bâtiment (cf. fig. I.6). Une vue de la modélisation du circuit est donnée en fig. V.1. On applique les conditions limites suivantes :

- une condition de débit massique et de température en entrée, correspondant aux données expérimentales de l'essai étudié ;
- une condition de pression atmosphérique sur la surface libre de la piscine ;
- les conditions de pression nécessaires dans le réservoir d'eau.

Des coefficients de pertes de charge singulières (en violet sur la fig. V.1) sont ajoutés aux points singuliers : coudes, réductions de sections de passage ou élargissements brusques selon les valeurs issues du mémento des pertes de charge [59].

Le cœur est plongé dans la piscine. Il est relié par le biais des boîtes à eau à la branche froide et à la branche chaude. Sa modélisation fait l'objet du paragraphe suivant.

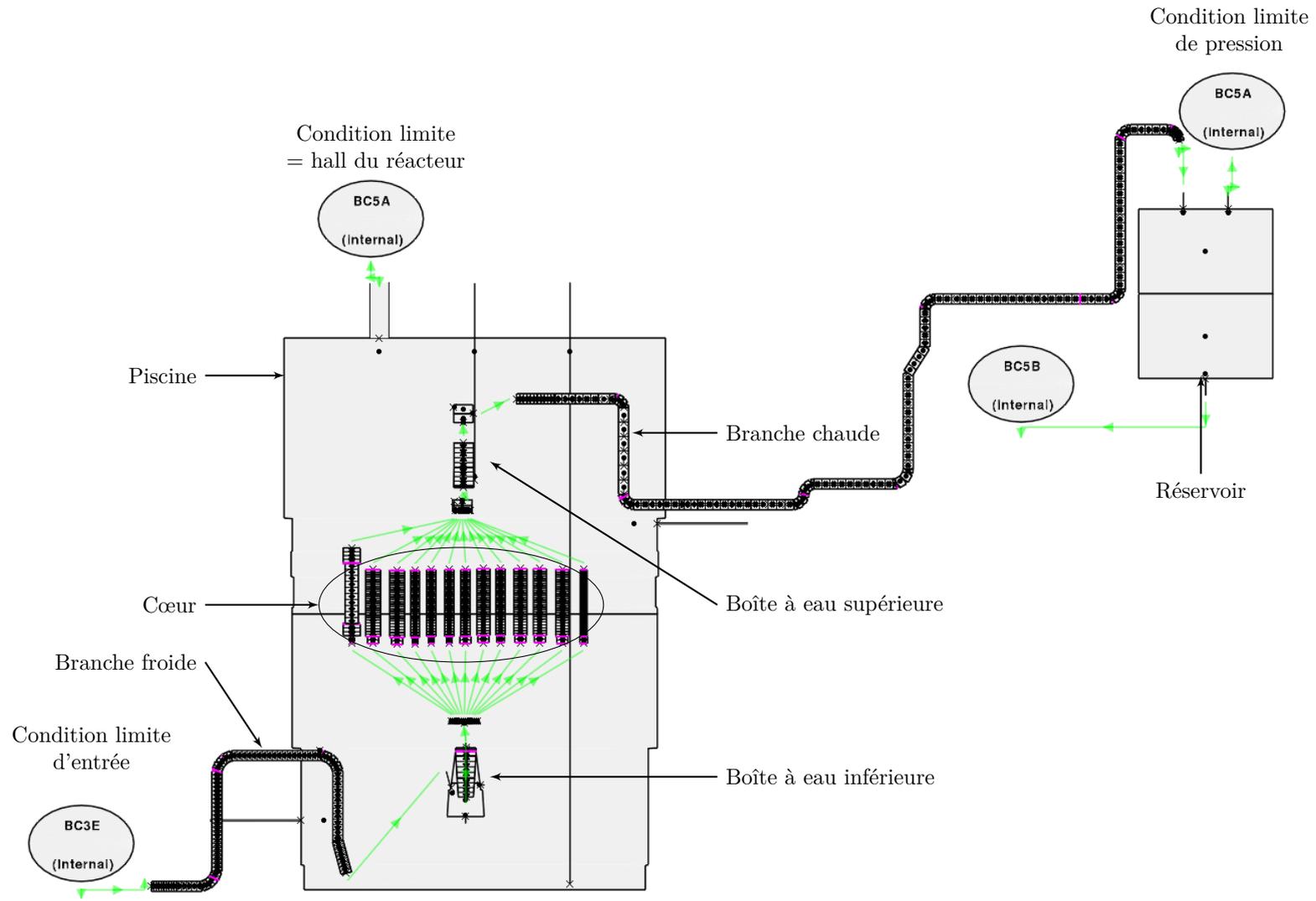


FIGURE V.1 – Vue GUTHARE de la modélisation CATHARE du circuit EC

V.1.2 Modélisation du cœur

V.1.2.1 Modélisation géométrique

Comme on le voit sur la fig. IV.1 et V.1, la modélisation du cœur est réalisée, sur le plan neutronique, par assemblages. Ce choix s'appuie également sur un argument thermohydraulique. En effet, les assemblages ne possèdent pas tous le même nombre de crayons, ils n'ont pas systématiquement les mêmes périmètres frottant et chauffant ni même les mêmes pertes de charge singulières dans les pieds et les têtes des assemblages. Il est donc cohérent d'avoir une dérivation hydraulique par assemblage dans CATHARE2, avec tous ces paramètres spécifiques pour chaque assemblage.

On modélise aussi le *bypass* du cœur, constitué de l'espace annulaire entre le cœur et la boucle à eau pressurisée (cf. fig. IV.1), avec ses propriétés et coefficients de perte de charge calculés, comme pour chaque assemblage, à partir de [59]. La modélisation obtenue est schématisée sur la fig. V.2. On dispose donc d'onze dérivations hydrauliques correspondant aux onze assemblages (de poids 4 afin de reconstituer le cœur complet par symétrie), et d'une dérivation hydraulique supplémentaire correspondant au bypass.

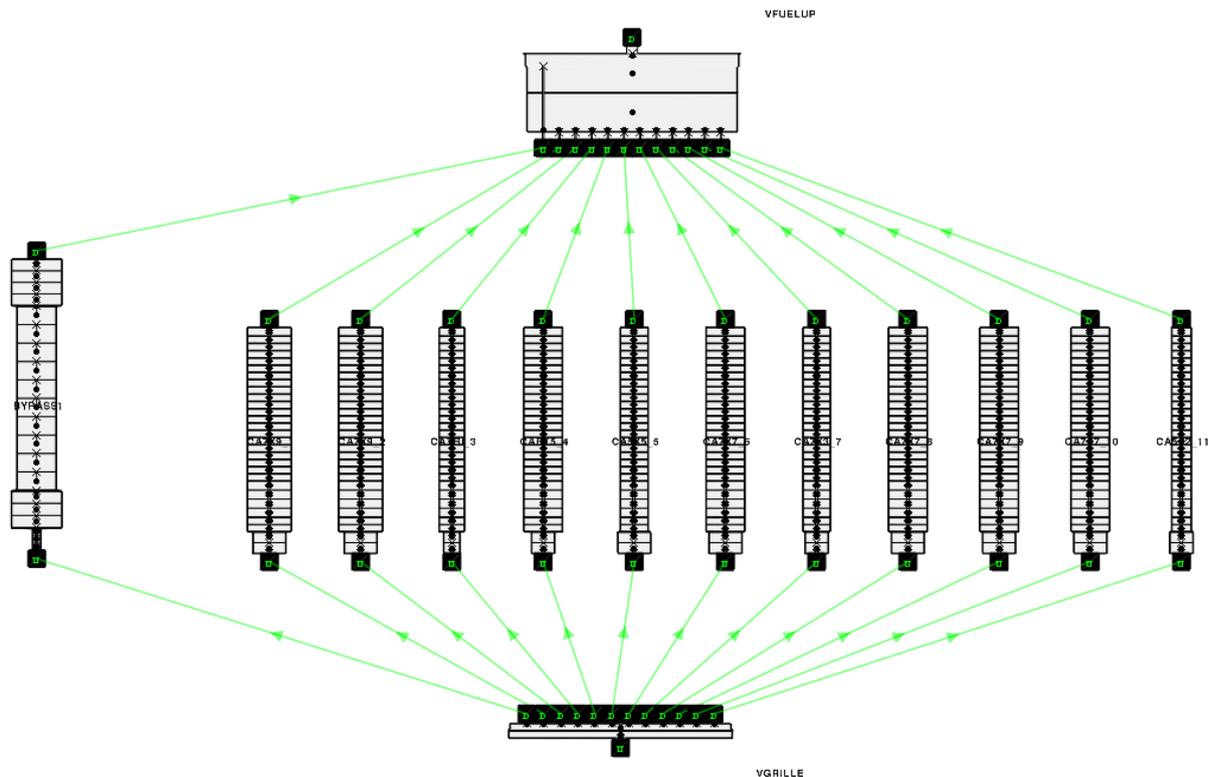


FIGURE V.2 – Vue GUIHARE de la modélisation du cœur de CABRI

V.1.2.2 Modélisation thermique du combustible

La modélisation des aspects neutroniques du cœur dépendant directement de la thermique, celle-ci a fait l'objet d'une attention particulière. Chaque assemblage, comme vu précédemment, dispose d'un coefficient de puissance radiale ainsi que d'une distribution axiale de puissance, imposée à tous les crayons combustibles qui le constituent. Le combustible est ensuite maillé axialement, avec un maillage identique au maillage hydraulique, que l'on peut voir sur la fig. V.2. Dans la partie active du cœur (la hauteur de combustible, soit 80 cm), on dispose de 20 mailles axiales, ce qui donne une hauteur de maille de 4 cm. Le combustible est également maillé radialement. Le nombre de mailles radiales n_r a été choisi sur un critère physique. Une

température moyenne étant calculée par maille radiale, il est nécessaire que le nombre de Biot ¹ dans la maille respecte la condition suivante :

$$Bi_{maille} = \frac{h r_{ce}/n_r}{\lambda_c} \ll 1 \quad (\text{V.1})$$

Avec 20 mailles radiales isovolumes, on a $Bi_{maille} \approx 8 \cdot 10^{-4}$, ce qui convient. Le jeu pastille-gaine est modélisé par une seule maille, étant donné sa très faible capacité calorifique volumique ρc_p . Dans CATHARE2, la gaine dispose de trois mailles : une maille pour la couche d'oxyde interne, une maille intérieure et une maille pour la couche d'oxyde externe. En l'absence de couche d'oxyde, comme c'est le cas dans la modélisation de CABRI, la gaine n'est modélisée que par une seule maille. L'ensemble est résumé sur la fig. V.3.

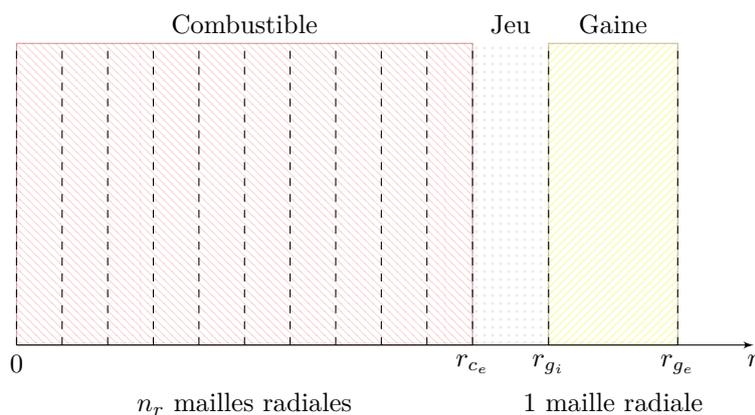


FIGURE V.3 – Maillage radial d'une maille axiale du combustible

Chaque milieu dispose de propriétés adaptées aux matériaux de CABRI, selon des lois en température. De plus, une loi radiale de puissance est imposée dans la pastille, prenant en compte le fait que le taux de réaction de fission de l' U^{235} est plus élevé en bord de pastille.

L'échange thermique paroi/fluide en situation de transitoire rapide, comme abordé précédemment, a été modifié afin d'être mieux adapté aux transitoires de type RIA que les corrélations permanentes actuellement disponibles dans CATHARE2. Cela ayant fait l'objet d'une bibliographie approfondie, de nombre de calculs analytiques et de plusieurs développements, l'ensemble est intégré dans PALANTIR et présenté dans la partie VI.

V.1.3 Modélisation du circuit des barres transitoires

V.1.3.1 Modélisation géométrique du circuit

Le circuit des barres transitoires a également été entièrement modélisé. La vue de sa modélisation CATHARE2 est présentée en fig. V.4. Le maillage a été adapté en chaque point du circuit. Ainsi, au niveau des vannes (là où la vitesse est la plus importante), on constate un resserrement des mailles ². Le maillage de la partie des barres transitoires en regard du cœur est le même que celui du cœur (même hauteur et nombre de mailles), car cette partie est couplée avec le cœur par le biais de l'insertion de réactivité extérieure, de l'effet TOP et des échanges thermiques. Tout le reste du circuit est également modélisé thermiquement afin de prendre en compte les échanges thermiques avec l'extérieur. La modélisation des parois, comme celle du reste du circuit, s'est appuyée sur les plans du réacteur.

Un fluide hélium 3 a également été créé dans CATHARE2 à partir des propriétés physiques trouvées dans la littérature [60, 61] et des rapports internes du CEA. Le circuit est rempli

1. On retrouve ici le critère sur l'approximation du milieu thermiquement mince, c'est-à-dire un milieu où la température en tous points peut être prise égale à la température moyenne.

2. Issu de l'application d'une condition CFL

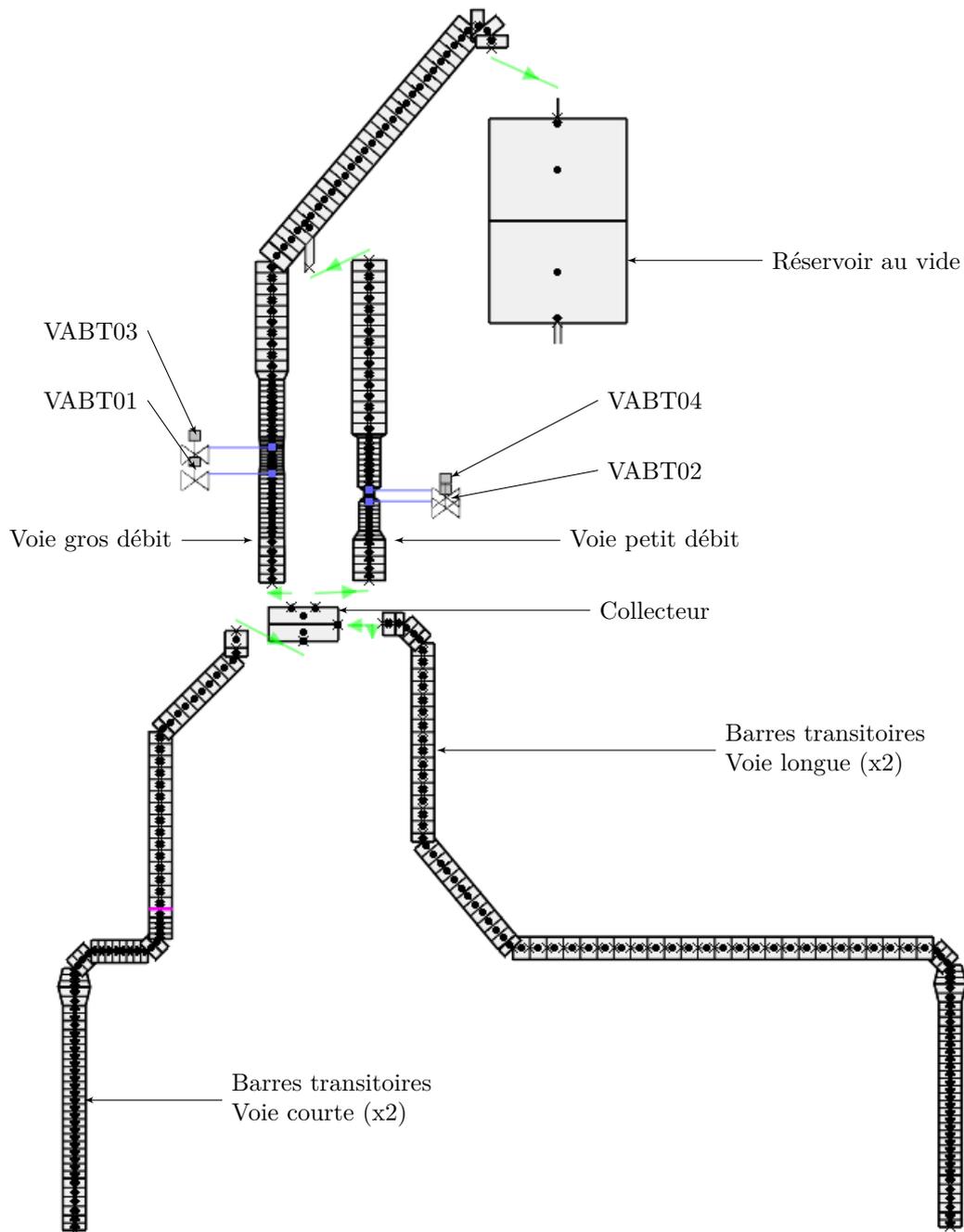


FIGURE V.4 – Vue GUTHARE de la modélisation du circuit des barres transitoires

de ce fluide à une certaine pureté, le reste étant constitué d'air. Les diaphragmes des barres transitoires (en violet sur la fig. V.4) à voie courte ont également été modélisés à partir des plans, en tant que coefficients de pertes de charge calculés à partir de [59]. Ceux-ci ont pour but d'éviter que les voies courtes se dépressurisent plus vite que les voies longues.

Les vannes ont également été modélisées. Il a été rappelé au chapitre II que le débit massique passant dans une vanne, d'après [38], peut s'écrire :

$$Q_m = kC_v Y(x) \sqrt{x P_1 \rho_1} \tag{V.2}$$

k est un coefficient de passage des unités américaines aux unités SI et :

$$\begin{cases} x = \min \left(\frac{P_1 - P_2}{P_1}; x_T \right) & \text{(V.3a)} \\ Y(x) = 1 - \frac{x}{3F_\gamma x_T} & \text{(V.3b)} \\ F_\gamma = \frac{\gamma}{1,4} & \text{(V.3c)} \end{cases}$$

P_1 et P_2 sont respectivement la pression en amont et en aval de la vanne. Les paramètres C_v (capacité de la vanne) et x_T sont normalement toujours déterminés expérimentalement sur banc d'essai. Ces caractéristiques sont malheureusement inconnues dans le cas des vannes du circuit BT de CABRI. Il a donc fallu, pour chacune d'entre elles, proposer un moyen de les déterminer.

V.1.3.2 Détermination du C_v des vannes de réglage

Le premier paramètre qui doit être déterminé est la capacité de la vanne. Le memento des pertes de charge [59] donne le coefficient de perte de charge singulière dans une vanne à pointeau conique en fonction de la course du pointeau (cf. fig. V.5).

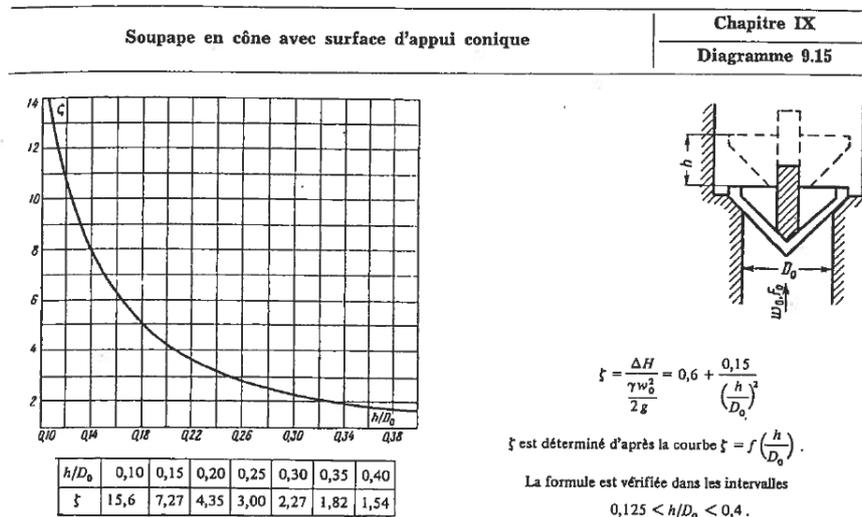


FIGURE V.5 – Perte de charge dans une vanne à pointeau conique ([59])

Un extrait du plan de la vanne de réglage VABT03 est donné en fig. V.6. L'adéquation entre les deux géométries implique que les pertes de charge dans les vannes de réglage peuvent être évaluées de la même manière que le cas de vannes à pointeau conique. On doit donc relier C_v au coefficient de perte de charge ξ donné en fig. V.5. On écrit alors, par définition (cf. [38]) :

$$C_v = Q_{U.S. \text{ gal}} \sqrt{\frac{d}{\Delta P_{PSI}}} \tag{V.4}$$

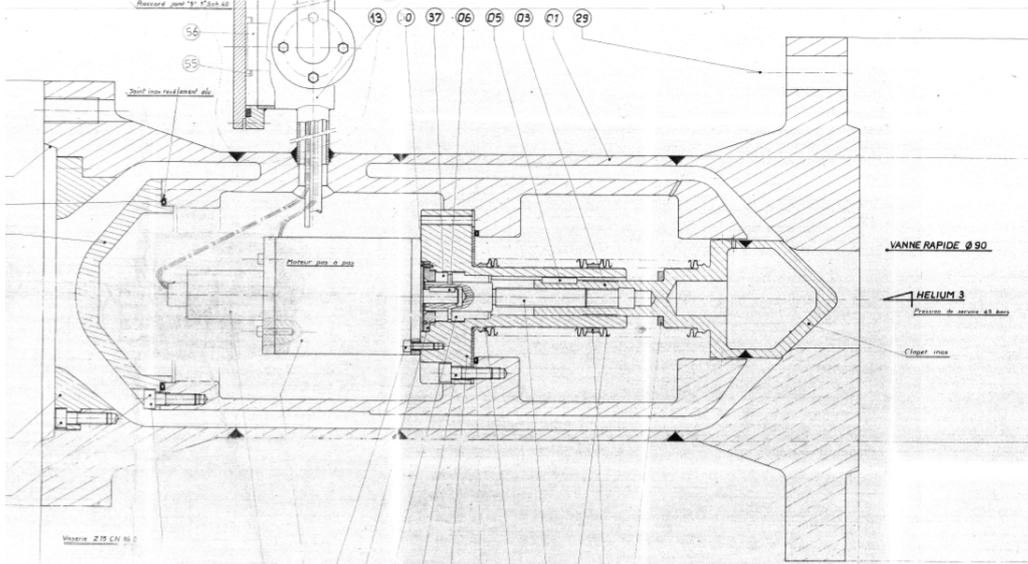


FIGURE V.6 – Extrait du plan de la VABT03 - coupe transversale

$Q_{U.S. gal}$ est le débit volumique en gallons U.S. par seconde. d est la densité du fluide, c'est-à-dire le rapport de la masse volumique du fluide par rapport à la masse volumique de l'eau dans des conditions normales de température et de pression. ΔP_{PSI} est la différence de pression entre l'amont et l'aval de la vanne en PSI. Les unités étant dans le système américain, on convertit cette expression avec le coefficient K_1 , et on explicite ces termes. Les variables indicées c sont relatives à la vanne, 0 aux conditions normales de température et de pression, 1 à l'amont, 2 à l'aval. v est la vitesse, S la section de passage, ρ la masse volumique.

$$C_v = K_1 v_c S_c \sqrt{\frac{2\rho_0/\rho_{eau}}{\xi \rho_1 v_1^2}} \quad (V.5)$$

De plus, le C_v est défini pour un écoulement à faible nombre de Reynolds et établi, on a donc :

$$\rho_c v_c S_c = \rho_1 v_1 S_1 \quad (V.6)$$

Et :

$$\rho_c \approx \rho_1 \quad (V.7)$$

Cette dernière équation se démontre en supposant la traversée de l'obstacle comme étant adiabatique, et pour une chute de pression très faible dans la vanne (i.e. pour un faible nombre de Reynolds). On arrive ainsi à :

$$C_v = \frac{K_1}{\sqrt{\rho_{eau}}} \sqrt{\frac{2}{\xi}} S_1 \quad (V.8)$$

Avec :

$$\frac{K_1}{\sqrt{\rho_{eau}}} = \frac{1}{k} = 4,167 \cdot 10^4 \quad (V.9)$$

À l'aide de l'expression de la perte de charge de la fig. V.5, on arrive à :

$$C_v(h) = \frac{1}{k} \sqrt{\frac{2}{0,6 + 0,15 \left(\frac{D_1}{h}\right)^2}} \pi \frac{D_1^2}{4} \quad (V.10)$$

où h est la course du pointeau de la vanne, D_1 le diamètre de la conduite en amont de la vanne. Les SD1 ont toutes été qualifiées pour des courses comprises entre 7,35 mm et 28,88 mm. Le diamètre amont est de 90 mm. On a donc $0,08 < h_{03}/D_1 < 0,32$.

Les SD2 ont toutes été qualifiées pour des courses comprises entre 2,60 mm et 13,32 mm. Le diamètre amont est de 31,5 mm. On a donc $0,08 < h_{04}/D_1 < 0,42$.

La formule de ξ étant vérifiée pour $0,125 < h_{04}/D_1 < 0,42$ (cf. fig. V.5), on en conclut que l'expression du C_v de l'équation (V.10) est valable sur la majorité de la gamme d'ouverture correspondant aux essais expérimentaux de CABRI.

On utilisera donc cette formule bien que son domaine d'utilisation soit légèrement plus étendu que son domaine de validité (à faibles ouvertures de vannes).

L'incertitude sur ce type de coefficients de perte de charge est d'environ 20 %. On peut en déduire l'incertitude sur la capacité de la vanne :

$$dC_v = -\frac{1}{2} \left(\frac{1}{k} S_1 \sqrt{\frac{2}{\xi}} \frac{d\xi}{\xi} \right) \quad (\text{V.11})$$

L'incertitude relative du C_v est donc reliée à l'incertitude relative sur ξ :

$$\frac{dC_v}{C_v} = -\frac{1}{2} \frac{d\xi}{\xi} \quad (\text{V.12})$$

L'incertitude relative sur la capacité des vannes est donc de 10 %.

V.1.3.3 Détermination du x_T des vannes de réglage

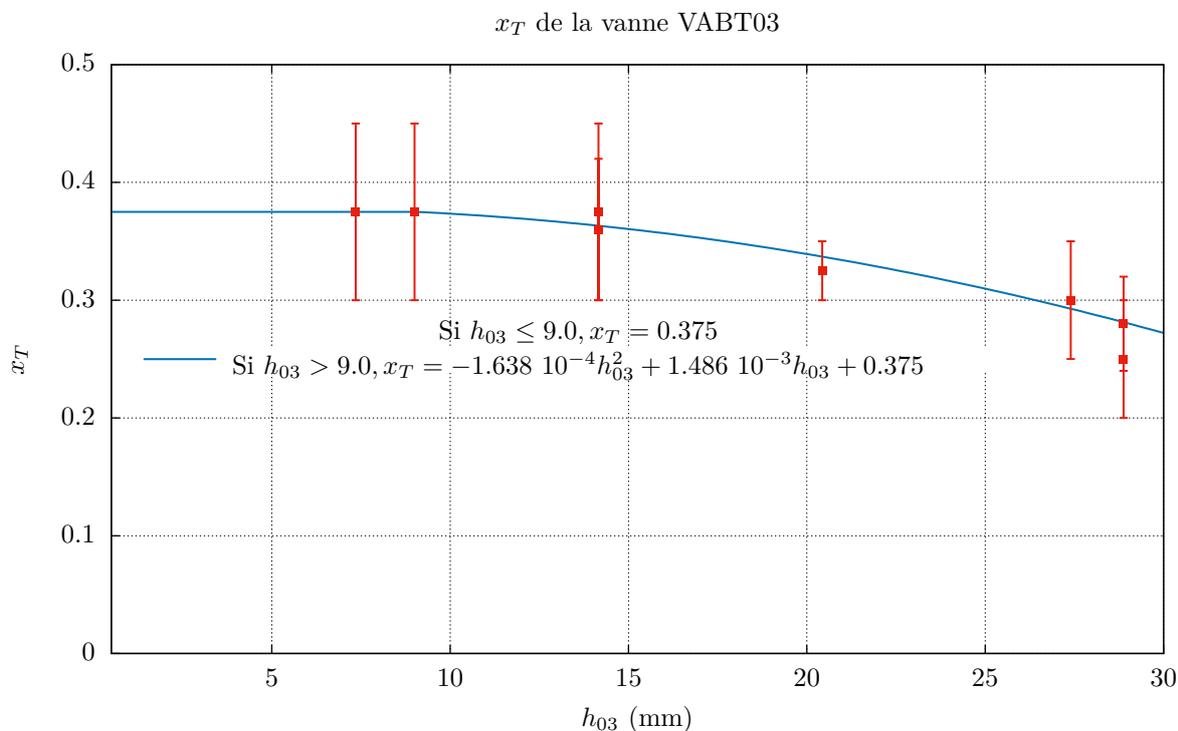


FIGURE V.7 – x_T de la vanne VABT03

La détermination du x_T pose plusieurs problèmes. Tout d'abord, ce paramètre n'a aucune expression analytique ou empirique. C'est un paramètre uniquement expérimental, qui ne peut être déterminé que sur banc d'essai. De plus, il se détermine pour des écoulements soniques, donc

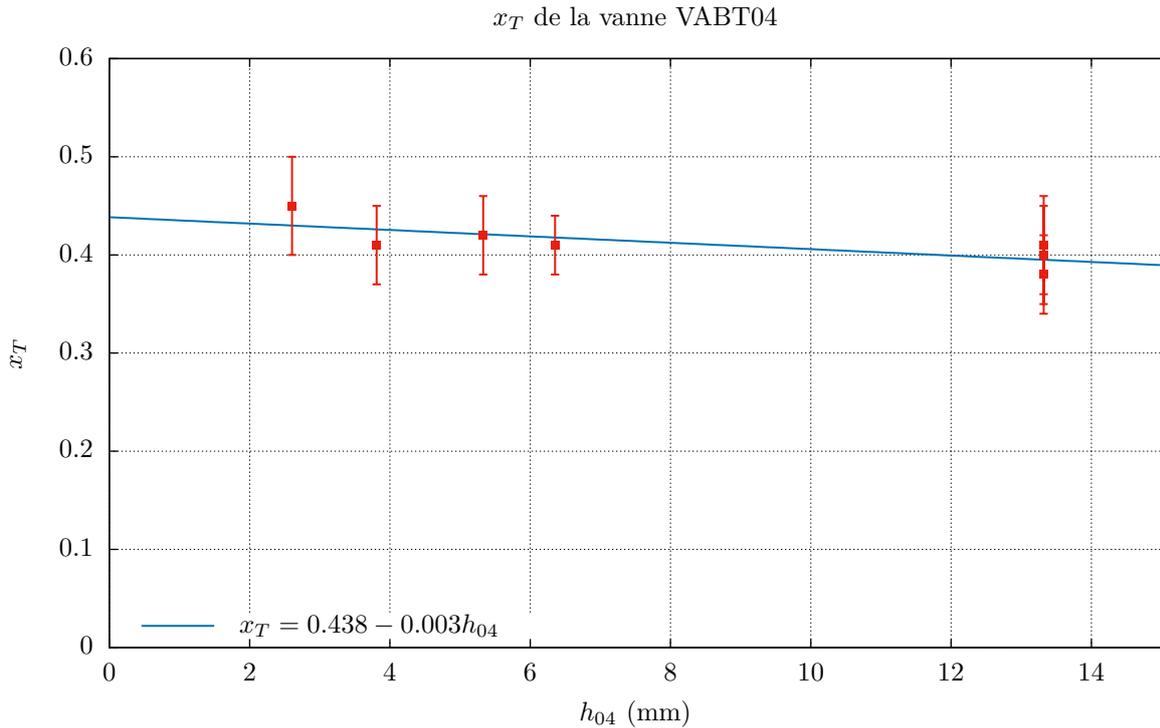


FIGURE V.8 – x_T de la vanne VABT04

compressibles, ce qui rend difficile l'approche par simulation CFD. Un modèle analytique a donc été développé et résolu sous Matlab[®]. Il s'agit d'un modèle de détente d'un gaz dans le vide, de type détente de Joule et Gay-Lussac. À partir des résultats expérimentaux de commissionnement de ces vannes, la comparaison du résultat du modèle analytique et de l'expérience a permis de déterminer la valeur de x_T , tous les paramètres ayant été fixés par ailleurs. Cela a permis de déterminer une loi de ce paramètre en fonction de la course du pointeau de la vanne. Ce travail a été réalisé pour les deux vannes de réglage VABT03 et VABT04. Les vannes rapides présentant des C_v bien plus importants que les vannes de réglage, le régime sonique n'y est atteint qu'au tout début de leur ouverture. Leur valeur est donc celle par défaut dans CATHARE2 (0,68). Ce travail ayant demandé un certain nombre de calculs analytiques pour le développement du modèle de détente, d'hypothèses de calcul et ayant donné beaucoup de résultats, tous ces éléments sont présentés en annexe E, et résumés en fig. V.7 et V.8. Celles-ci présentent les expressions obtenues pour x_T pour les vannes VABT03 et VABT04 (respectivement) en fonction de la course du pointeau de la vanne.

V.1.3.4 Transferts de chaleur dans les barres transitoires en écoulement laminaire

L'écoulement dans les barres transitoires, selon le débit dans les vannes de réglage, peut atteindre des nombres de Reynolds très faibles. En faisant des simulations préliminaires avec CATHARE2, on constate que l'écoulement dans les barres lors des SD2 est laminaire. Étant donné que la dépressurisation du circuit au cours des SD2 dure bien plus longtemps qu'au cours des SD1, l'effet des échanges thermiques sur le transitoire est bien plus important au cours des SD2 qu'au cours des SD1. Pour les écoulements laminaires, CATHARE2 utilise les valeurs courantes³ de nombre de Nusselt [30, 62] :

— à flux imposé, le nombre de Nusselt vaut 4,36 ;

3. Obtenues en écoulement établi dans un tube de section circulaire.

— à température de paroi imposée, le nombre de Nusselt vaut 3,66.

Pour un gaz au contact d'une paroi métallique, le rapport des conductivités est tel que la température de paroi reste quasiment constante⁴. On considère donc, dans CATHARE2, que pour un écoulement laminaire de gaz au contact d'une paroi métallique, $Nu = 3,66$.

Ces valeurs de nombre de Nusselt proviennent des rares exemples de résolutions analytiques qui existent en thermohydraulique. La démonstration donnant $Nu = 3,66$ dans le cas d'une température de paroi constante a été réalisée par Nusselt en 1910 [63] (une version actualisée et plus facilement accessible est disponible en [64]). Cette démonstration traite de la situation suivante : un tube de rayon R est chauffé à température constante. Un fluide circule dans le tube en écoulement laminaire établi incompressible. Son profil de vitesse est donc connu. L'ensemble de l'écoulement est stationnaire. L'équation de conservation de l'énergie s'écrit donc :

$$\rho c_p \left(\vec{v} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \right) T + \text{div} \left(-\lambda \overrightarrow{\text{grad}} T \right) = 0 \quad (\text{V.13})$$

En considérant les propriétés du fluide constantes, un profil de vitesse de Poiseuille et en négligeant la conduction axiale, on obtient :

$$2v_0 \left(1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right) \frac{\partial T}{\partial z} - \alpha \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) = 0 \quad (\text{V.14})$$

Où v_0 est la vitesse moyenne dans l'écoulement. Cette équation se résout analytiquement par un cheminement complexe [63, 64]. Le profil de température obtenu, Nusselt en déduit ce qui s'appellera désormais le nombre de Nusselt, en remarquant que $\phi = h(T_p - \bar{T}) = -\lambda \partial T / \partial r|_0$ (si \bar{T} est la température moyenne) :

$$Nu = \frac{h D_h}{\lambda} = \frac{-D_h \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_0}{T_p - \bar{T}} \quad (\text{V.15})$$

On remarque que le nombre de Nusselt tend vers une limite finie, approximativement de 3,656, et ce quels que soient les paramètres du fluide, la vitesse moyenne, la géométrie ou les conditions limites. L'expression du nombre de Nusselt en fonction de l'abscisse x dans le tube est bien approchée par la corrélation de Shah-London [62] :

$$Nu = \begin{cases} 1,077 (x^*)^{-1/3} - 0,7 & \text{si } x^* \leq 0,001 \\ 3,657 + 6,874 (1000x^*)^{-0,488} e^{-57,2x^*} & \text{si } x^* > 0,001 \end{cases} \quad (\text{V.16})$$

Où $x^* = 1/Gz$ avec Gz le nombre de Graetz⁵, défini comme :

$$Gz = \frac{D_h}{x} RePr \quad (\text{V.17})$$

Toutefois, cette expression n'est pas forcément utilisable dans les barres transitoires. En effet :

- l'écoulement du gaz n'est pas incompressible, ni stationnaire et ses propriétés sont *a priori* variables sur r étant donné les grandes variations de température (entre la paroi à 20°C et le gaz pouvant atteindre des températures de -30 °C au cours des SD2) ;
- la géométrie n'est pas représentative des barres transitoires. En raison du caractère fortement instationnaire de l'écoulement, notamment dû à la fermeture des tubes dans leur partie basse, envisager dans le tube un profil de vitesse parabolique établi, comme c'est le cas dans la résolution analytique de Nusselt, serait injustifié.

4. Plus précisément, le gaz dispose d'une effusivité thermique $\sqrt{\lambda \rho c_p}$ bien plus faible que celle de la paroi. Lorsque deux matériaux sont en contact, comme une main posée sur du métal, le matériau le plus effusif aura tendance à imposer sa température à l'autre.

5. Ce nombre trouve dans la littérature [62] des définitions très diverses, mais détermine en quelque sorte une longueur caractéristique d'établissement des transferts thermiques dans l'écoulement.

Une première résolution des équations par MATLAB a pu montrer que l'effet de l'ajout de la prise en compte de la compressibilité et des propriétés variables dans le problème de Nusselt ne faisait que retarder l'établissement thermique sans influence sur la valeur établie de 3,66, comme observé dans [65]. En revanche, l'ajout de termes instationnaires dans l'équation (V.13) changeait significativement la valeur établie du Nusselt. Ces premières études ont révélé la nécessité d'améliorer ce point dans les simulations PALANTIR des transitoires CABRI.

Le travail réalisé a consisté à résoudre les équations d'un écoulement laminaire d'un gaz parfait dans un tube fermé chauffé à température constante, avec des conditions limites correspondant au problème. La géométrie est donc celle d'un tube de barre transitoire : un rayon $R = 4,4$ mm et une longueur $L = 1,5$ m.

Hypothèses :

- l'équation d'état du fluide est une équation de gaz parfait, dont la validité dans les conditions rencontrées dans les barres transitoires a déjà été démontrée en annexe E ;
- les propriétés du fluide (conductivité, capacité thermique) sont considérées constantes. Ce choix a été réalisé en accord avec les résultats de [65], montrant que la prise en compte de propriétés variables a un effet négligeable sur les échanges thermiques dans les gammes de température considérées ;
- le travail des forces visqueuses est négligeable [65] ;
- le travail de la force de gravité est négligeable [65] ;
- le problème est invariant selon l'angle polaire θ . Le champ de vitesse s'écrit donc $\vec{v} = v_r \vec{u}_r + v_z \vec{u}_z$.

Mise en équation

Le problème fait intervenir cinq inconnues : pression, masse volumique, température, vitesse radiale et vitesse axiale liées par les équations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0 \\ \rho \left(\frac{\partial v_z}{\partial t} + \vec{v} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} v_z \right) = -\frac{\partial P}{\partial z} + \eta \Delta v_z \\ \rho \left(\frac{\partial v_r}{\partial t} + \vec{v} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} v_r \right) = -\frac{\partial P}{\partial r} + \eta \Delta v_r \\ \rho \left(\frac{\partial}{\partial t} \left(c_p T + \frac{1}{2} v^2 \right) + \vec{v} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \left(c_p T + \frac{1}{2} v^2 \right) \right) = \frac{\partial P}{\partial t} - \text{div}(-\lambda \overrightarrow{\text{grad}} T) \\ P = \rho r_{He} T \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(V.18a)} \\ \text{(V.18b)} \\ \text{(V.18c)} \\ \text{(V.18d)} \\ \text{(V.18e)} \end{array}$$

À savoir l'équation de conservation de la masse, les équations de conservation de la quantité de mouvement (Navier-Stokes) selon z et r , la conservation de l'énergie totale et l'équation d'état du gaz ^3He . En ordres de grandeurs, on démontre à partir de l'équation de conservation de la masse que la composante radiale de la vitesse est nécessairement très petite devant la composante axiale. À partir de ce constat, il vient des équations de Navier-Stokes que :

$$\frac{\partial P}{\partial r} \ll \frac{\partial P}{\partial z} \quad \text{(V.19)}$$

On fait donc l'hypothèse suivante :

$$\frac{\partial P}{\partial r} = 0 \quad \text{(V.20)}$$

La pression ne dépend donc plus que de z . On simplifie également l'écriture des laplaciens (dans les forces volumiques visqueuses et dans la conduction) en considérant, à nouveau par ordres

de grandeurs, que les contributions axiales sont faibles devant les contributions radiales de ces termes. Le système s'écrit alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) = 0 \end{array} \right. \quad (\text{V.21a})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho \left(\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = -\frac{dP}{dz} + \eta \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) \end{array} \right. \quad (\text{V.21b})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial P}{\partial r} = 0 \end{array} \right. \quad (\text{V.21c})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho \left(\frac{\partial}{\partial t} \left(c_p T + \frac{1}{2} v^2 \right) + \left(v_r \frac{\partial}{\partial r} + v_z \frac{\partial}{\partial z} \right) \left(c_p T + \frac{1}{2} v^2 \right) \right) = \frac{\partial P}{\partial t} + \lambda \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) \end{array} \right. \quad (\text{V.21d})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} P = \rho r_{He} T \end{array} \right. \quad (\text{V.21e})$$

La perte de charge dP/dz ne dépend en conséquence pas de r . On écrit alors, étant donné que la vitesse est nulle en paroi ($r = R$) :

$$\frac{dP}{dz} = \eta \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) \Big|_{r=R} \quad (\text{V.22})$$

La perte de charge correspond donc aux forces volumiques visqueuses en paroi. L'ensemble des hypothèses formulées ici sont similaires à celles réalisées dans [65]. Une méthode de différences finies a été utilisée afin de résoudre ce système. Les résultats obtenus ainsi que la discrétisation adoptée sont présentés en annexe F. Ce modèle a dans un premier temps été validé dans le cas d'une géométrie de type "tube ouvert" à l'aide des résultats théoriques analytiques de l'écoulement laminaire (profil de vitesse et nombre de Nusselt).

Puis, en géométrie "tube fermé", ce modèle a permis d'observer que le nombre de Nusselt atteint une valeur d'environ 5,62 et que sa dépendance temporelle, avant cette valeur, est significative. Les études menées dans ce domaine ont permis de construire une corrélation donnant le nombre de Nusselt en écoulement laminaire dans les barres transitoires :

$$\overline{Nu} = \max \left(5,62; \left[a \frac{1}{Fo_0} + b \right] \ln \bar{\Theta} \right) \quad (\text{V.23})$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} a = \left(8,66 \cdot 10^{-3} h_{04}^2 - 1,20 \cdot 10^{-3} h_{04} + 1,59 \cdot 10^{-2} \right) P_0^{0,3} \\ \quad - 2,09 \cdot 10^{-3} h_{04}^2 + 1,33 \cdot 10^{-2} h_{04} - 0,38 \end{array} \right. \quad (\text{V.24a})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} b = -0,23 h_{04}^{0,5} + 2,17 \end{array} \right. \quad (\text{V.24b})$$

Et P_0 la pression initiale dans les barres en Pa et h_{04} la course du pointeau de la vanne de réglage en mm. Cette corrélation a été établie pour $t > 0,01$ s pour les différents transitoires étudiés représentatifs des essais CABRI. Fo_0 est le nombre de Fourier dans le fluide dans des conditions normales de température et de pression :

$$Fo_0 = \frac{\alpha_0 t}{D_h^2} \quad (\text{V.25})$$

Et $\bar{\Theta}$ est la température adimensionnelle moyenne dans l'écoulement. Cette corrélation a été implémentée en l'état dans PALANTIR pour la modélisation de la dépressurisation des barres transitoires. L'ensemble des étapes réalisées et la vérification de cette corrélation sont présentés en annexe F et en fig. F.8.

V.1.4 Bilan

Cette partie avait pour objectif de présenter les modélisations thermohydraulique et thermique des circuits d'eau du cœur, des barres transitoires et du cœur. Le cœur présente sur le plan thermohydraulique la même discrétisation que sur le plan neutronique. En ce qui concerne la modélisation du circuit des barres transitoires, la principale difficulté a été la détermination des paramètres des vannes régulant le débit de dépressurisation. Si une méthode indirecte, à partir du coefficient de perte de charge dans la vanne, a permis de déterminer la capacité de ces vannes, il a été nécessaire de développer un modèle analytique afin de déterminer, par comparaison aux expériences de mise en service du circuit BT, le paramètre x_T (rapport de chute de pression maximal dans la vanne), particulièrement important dans le calcul du débit en écoulement sonique. Cette méthode a consisté à poser les équations de conservation de masse et d'énergie dans une situation similaire à celle d'une détente de Joule et Gay-Lussac, et par résolution numérique de déduire la valeur de x_T pour chaque vanne de réglage.

Une attention particulière a été portée sur la caractérisation des échanges thermiques au cours des SD2 et a permis, à l'aide d'une résolution numérique des équations décrivant l'écoulement, de construire une corrélation donnant le nombre de Nusselt en écoulement laminaire compressible instationnaire dans un tube fermé.

La modélisation thermohydraulique générale du réacteur étant détaillée, la prochaine partie va présenter le travail bibliographique et analytique qui a été réalisé afin de modifier la carte d'écoulement pariétal de CATHARE2 PALANTIR pour les transitoires CABRI-RIA.

V.2 THERMOMÉCANIQUE

L'étude des principaux termes de déformation dans le cœur CABRI réalisée au cours du chapitre II a permis de conclure, au cours du chapitre III que le module de thermomécanique de CATHARE était, dans une première approche, tout à fait suffisant pour la modélisation des transitoires CABRI-RIA. On présente ici les équations déjà implémentées dans le code CATHARE permettant de calculer les déformations.

V.2.1 Déformation des milieux

Dans un calcul CATHARE (avec module thermomécanique activé), les milieux se déforment et leur géométrie est recalculée à chaque pas de temps en fonction notamment du nouveau champ de températures. La gaine, dans son domaine élastique, se déforme selon la "formule des chaudronniers" (cf. eq. (II.79)) :

$$\epsilon_{e_g} = \frac{1}{E_g} \sigma_{e_g} \quad (\text{V.26})$$

Le combustible et la gaine se dilatent également sous l'effet de l'augmentation de la température :

$$\epsilon_d = a(T) \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{V.27})$$

Les propriétés thermophysiques des matériaux sont adaptés aux crayons de CABRI, issus de rapports internes [66,67]. Ces déformations se somment au cours du calcul thermomécanique.

REMARQUE :

Par défaut, CATHARE calcule la conductance en fonction de l'épaisseur du jeu qui évolue dans le temps et de la température du gaz dans la lame gazeuse. L'équation suivante est donc valable tant que le jeu est suffisamment ouvert et ne permet pas de prendre en compte, sur le plan thermique, l'interaction pastille-gaine.

$$h_j = \frac{\lambda_{gaz}(T_{gaz})}{e_j(t)} + h_{rad} \quad (\text{V.28})$$

Où λ_{gaz} est la conductivité du gaz et h_{rad} la conductance due aux échanges radiatifs.

V.2.2 Prise en compte de l'interaction pastille-gaine

Suite à ce constat, l'interaction pastille-gaine a été prise en compte sur le plan thermique par le biais de l'ajout dans PALANTIR du modèle URGAP [68] dont l'objectif est d'améliorer le calcul de la conductance du jeu pastille-gaine au cours du transitoire. La conductance du jeu est en effet la somme de trois termes : le transfert par contact, le transfert dans la lame gazeuse et le transfert par rayonnement⁶.

$$h_j = h_{cont} + h_{gaz} + h_{rad} \quad (\text{V.29})$$

Le transfert dans la lame gazeuse peut être approximé par :

$$h_{gaz} = \frac{\lambda_{gaz}}{e_j + l_c + l_g} \quad (\text{V.30})$$

Où l_c et l_g sont des distances d'extrapolation gazeuse, dues au fait que l'épaisseur du jeu peut devenir inférieure au libre parcours moyen des molécules de gaz. La conductance est donc corrigée par ces distances, détaillées dans [68]. On a pour le contact, d'après la même référence :

$$h_{cont} = \lambda_{cont} \beta_4 R_a \left(\frac{p_{contact}}{3\sigma R_a^2} \right)^{\beta_5} \quad (\text{V.31})$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} \beta_4, \beta_5 : \text{paramètres du modèle valant respectivement 46 et 0,6904} \\ \lambda_{cont} = 2 \frac{\lambda_c \lambda_g}{\lambda_c + \lambda_g} \\ \lambda_c : \text{conductivité surface externe combustible} \\ \lambda_g : \text{conductivité surface interne gaine} \\ R_a = \sqrt{\frac{1}{2} (R_{a_g}^2 + R_{a_c}^2)} \\ R_{a_g}, R_{a_c} : \text{rugosités gaine et combustible} \\ \sigma = \min(R_{p_{0.2g}}, R_{p_{0.2c}}) \\ R_{p_{0.2g}}, R_{p_{0.2c}} : \text{limites d'élasticité gaine et combustible à 0,2\%} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} (\text{V.32a}) \\ (\text{V.32b}) \\ (\text{V.32c}) \\ (\text{V.32d}) \\ (\text{V.32e}) \\ (\text{V.32f}) \\ (\text{V.32g}) \\ (\text{V.32h}) \end{array}$$

L'ensemble de ces paramètres ont été issus d'un rapport interne [69]. La pression de contact est issue de l'équation (II.76). Elle a été implémentée dans PALANTIR au cours de cette thèse et est calculée à chaque pas de temps en fonction des déformations et propriétés des milieux.

V.3 CONCLUSION

L'état de la modélisation des transitoires CABRI-RIA a été entièrement décrit dans les principaux domaines physiques (neutronique, thermohydraulique, thermomécanique). Il reste cependant à détailler la modélisation qui a été faite pour la prise en compte des phénomènes thermohydrauliques en situation de transitoire rapide. Cela fait l'objet du chapitre suivant.

6. On considère ici un problème de résistances thermiques en parallèle. Les conductances se somment.

Chapitre VI

Modélisation des phénomènes thermohydrauliques en transitoire rapide

Sommaire

VI.1	ÉTUDES EXPÉRIMENTALES DE LA THERMOHYDRAULIQUE EN TRANSITOIRE RAPIDE.	102
VI.1.1	Échanges thermiques en vase	102
VI.1.1.1	En monophasique.	102
VI.1.1.2	De la première bulle à l'atteinte de l'ébullition nucléée	102
VI.1.2	Échanges thermiques en convection forcée	103
VI.1.2.1	En monophasique.	103
VI.1.2.2	De la première bulle à l'atteinte de l'ébullition nucléée	104
VI.1.3	Bilan	105
VI.2	ÉCHANGES THERMIQUES MONOPHASIQUES DANS LE CADRE DES TRANSITOIRES CABRI.	106
VI.2.1	Conduction pure	106
VI.2.2	Superposition de la conduction et de la convection.	107
VI.2.3	Proposition d'un coefficient d'échange thermique valable au cours d'un transitoire CABRI	109
VI.3	ATTEINTE DE L'ÉBULLITION NUCLÉÉE	112
VI.4	ÉCHANGES EN ÉBULLITION NUCLÉÉE	115
VI.5	ATTEINTE DU FLUX CRITIQUE EN ÉCOULEMENT SOUS-SATURÉ	117
VI.6	CALCUL DES PARAMÈTRES NÉCESSAIRES AUX MODÈLES.	120
VI.7	CONCLUSION	121

Ce chapitre présente les modifications réalisées dans PALANTIR pour la prise en compte des phénomènes thermohydrauliques spécifiques aux transitoires rapides. Les travaux exposés au cours des chapitres II et III ont introduit le fait que les relations de fermeture des équations de thermohydraulique en transitoire rapide diffèrent significativement des relations utilisées habituellement dans les codes de calcul. Un travail a donc été réalisé afin de comprendre les phénomènes d'échange en transitoire rapide et de mieux les modéliser. De nombreuses études expérimentales ont été menées dans ce domaine [32–34] jusqu'à des études plus récentes [8,35,36]. L'objectif de toutes ces études était de quantifier, dans le cadre d'une excursion de flux pariétal, les échanges thermiques dans les différents régimes et finalement le flux critique. Les plus récentes expériences menées au MIT (Massachusetts Institute of Technology) [8,35,36] s'inscrivent dans ce contexte. On se propose dans un premier temps de décrire ces expériences ainsi que les principales conclusions qu'elles ont amenées, avant de présenter la démarche de modélisation

adoptée pour la thermohydraulique en transitoire rapide et les modèles considérés pour chaque régime d'échange thermique en paroi.

VI.1 ÉTUDES EXPÉRIMENTALES DE LA THERMOHYDRAULIQUE EN TRANSITOIRE RAPIDE

L'installation expérimentale utilisée [35] consiste en un élément chauffant plan considéré comme thermiquement mince et posé sur un substrat en saphir. Il échange avec de l'eau, stagnante ou en convection, une partie de la puissance qu'il génère, proportionnelle à $e^{t/\tau}$, où la période d'excursion τ est réglable. L'autre partie est transmise au substrat.

VI.1.1 Échanges thermiques en vase

Avant de s'intéresser à l'effet de la convection, on étudie les transferts thermiques en vase dans le cas d'une paroi chauffante fournissant un flux thermique exponentiel.

VI.1.1.1 En monophasique

Des expériences en vase, on peut déduire que le transitoire peut se séparer en deux étapes. Dans un premier temps, la température de paroi augmente et la couche limite thermique dans l'eau grossit. Ensuite, dans la seconde étape, la couche limite atteint une épaisseur limite maximale alors que le flux thermique continue d'augmenter. Su et al. [35] montre que la température de paroi adopte un comportement asymptotique, après 3τ environ, proportionnel au flux en paroi. Cela implique que le coefficient d'échange atteint une limite finie non nulle. D'après l'auteur, cette valeur asymptotique dépend de la période d'excursion τ mais non de la sous-saturation du fluide en raison de la lente évolution de la diffusivité de l'eau liquide en fonction de la température. Un modèle de conduction transitoire en régime asymptotique (c'est-à-dire pour $t > 3\tau$) permet de montrer que ce coefficient d'échange évolue comme $1/\sqrt{\tau}$.

VI.1.1.2 De la première bulle à l'atteinte de l'ébullition nucléée

Les résultats de [35] montrent que le point d'ONB (obtention d'une première bulle) se décale en transitoire rapide. Le flux en paroi et la température en ce point augmentent sensiblement si la période d'excursion τ diminue et si la sous-saturation du fluide augmente. Ces observations sont comparées aux résultats d'un modèle de conduction transitoire confronté à un critère d'équilibre mécanique de la bulle [70], posant que pour qu'une bulle puisse se former dans un site de nucléation de rayon r_c , la différence de pression entre la bulle et l'extérieur doit être suffisante pour contrebalancer les contraintes dues à la tension de surface σ . Sakurai propose la même analyse dans [32]. En supposant alors qu'en ébullition nucléée la bulle est tout juste à saturation, l'auteur confirme ces tendances de variation du point d'ONB en fonction de ΔT_{sub} et τ .

Les mécanismes de passage de l'échange thermique monophasique à l'ébullition nucléée pleinement établie sont complexes. Parmi les résultats de [32,35], on constate deux types de courbes d'ébullition (cf. fig. VI.1) : une présentant un point d'*overshoot* (OV) qui est un maximum local de température de paroi atteinte et une sans. L'*overshoot* se constate plutôt pour des sous-saturations importantes et de faibles périodes d'excursion : lorsque le flux échangé augmente après l'OBD (*Onset of Boiling Driven regime*), la part de puissance transmise au substrat diminue, ce qui entraîne une diminution de la température de la paroi. Le deuxième type de courbe ne présente pas cette particularité. Dans les expériences réalisées, le point d'OBD se situe à l'intersection de la courbe d'échange monophasique transitoire et de la courbe d'échange en ébullition nucléée permanente établie (issue de la corrélation de Rohsenow). Ces études permettent de conclure que les points d'ONB et d'OBD se décalent de la même façon lorsque la période diminue et la sous-saturation augmente.

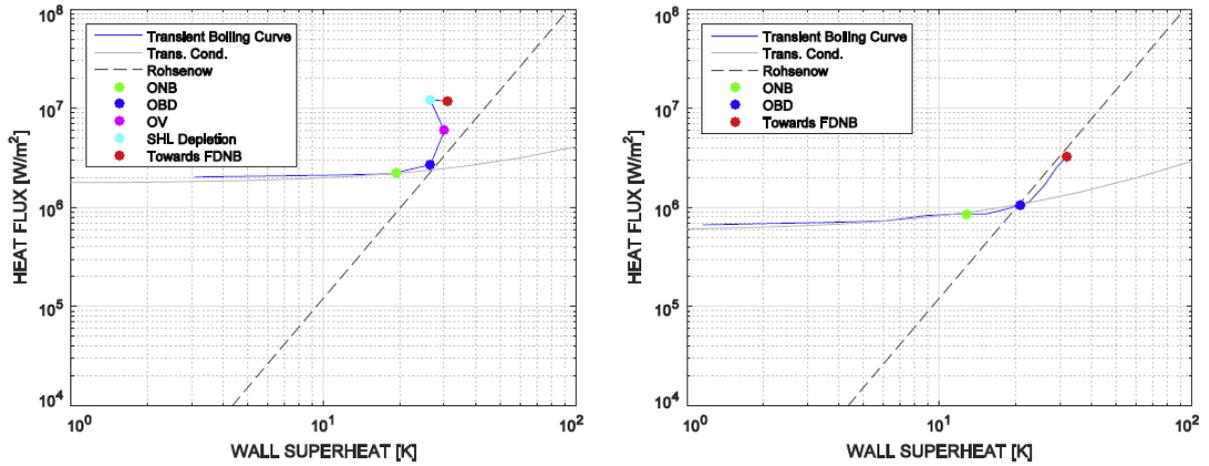


FIGURE VI.1 – Deux mécanismes de transition vers l'ébullition nucléée pleinement établie FDNB=Fully Developed Nucleate Boiling, SHL : SuperHeated Layer [36]

VI.1.2 Échanges thermiques en convection forcée

La même expérience a été réalisée en convection forcée [36]. Une boucle permet de fournir plusieurs sous-saturations du fluide et nombres de Reynolds.

VI.1.2.1 En monophasique

L'échange thermique convectif monophasique est la superposition de deux principaux mécanismes : l'advection de fluide et le mélange radial par turbulence dans la couche limite. Ce dernier phénomène est dû à la vorticité dans la couche limite dynamique. L'auteur de [36] montre que ce dernier ph nomen  est prépondérant dans les écoulements turbulents, car le temps caractéristique de vorticité τ_{vor} est très petit devant le temps caractéristique d'advection τ_{adv} . En outre, la conduction à travers la couche limite thermique s'ajoute à ces phénomenes. La superposition de la convection et de la conduction donne un coefficient d'échange conducto-convectif (généralement appelé abusivement coefficient d'échange convectif seulement).

Les résultats expérimentaux sont présentés par Su et al. [35], avec un coefficient d'échange normalisé \bar{h} fonction de $\bar{\tau}$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{h} = \frac{h(\tau, Re, \Delta T_{sub})}{h_{perm,exp}(Re, \Delta T_{sub})} \\ \bar{\tau} = \frac{\tau}{\tau_{vor}} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(VI.1a)} \\ \text{(VI.1b)} \end{array}$$

Où $h_{perm,exp}(Re, \Delta T_{sub})$ est le coefficient d'échange en convection forcée stationnaire et $h(\tau, Re, \Delta T_{sub})$ est le coefficient d'échange transitoire issu des mesures. $\Delta T_{sub} = T_{sat} - T_{\infty}$ est la sous-saturation et τ_{vor} est donné dans [36] par une expression qui semble indépendante des caractéristiques du fluide :

$$\tau_{vor} = \frac{D_h/2}{v_{\infty}} \quad \text{(VI.2)}$$

O  v_{∞} est la vitesse dans le cœur de l'écoulement. Ce temps ne dépend ni de la viscosité, ni de la masse volumique. Cela semble étonnant dans la mesure où on pressent que le temps nécessaire pour que le fluide traverse par turbulence la couche limite sera plus long dans le cas d'un liquide très visqueux que dans le cas d'un liquide moins visqueux. Néanmoins, cela permet de révéler la tendance suivie par tous les points expérimentaux de \bar{h} et a conduit à proposer une corrélation pour \bar{h} en fonction de $\bar{\tau}$ [36] :

$$\bar{h} = \sqrt[n]{1 + \frac{1}{\sqrt{\bar{\tau}}^n}} \quad \text{(VI.3)}$$

Où $n = 2$ donne une bonne adéquation avec les résultats expérimentaux. Ces études, bien que très complètes sur le plan expérimental, ne peuvent pas être parfaitement adaptées aux transitoires CABRI-RIA, et ce pour plusieurs raisons :

1. la partie d'excursion exponentielle de flux ne concerne, comme nous allons le voir par la suite, qu'une toute petite phase d'un accident de type RIA. Cette corrélation ne pourra donc pas être applicable tout au long du transitoire ;
2. cette expression ne dépend que de τ et non du temps. Or, pour des τ importants, la partie d'échange transitoire non asymptotique (pour laquelle $t < 3\tau$) pourrait être significative ;
3. la définition du temps de vorticité dans la couche limite ne dépend pas des caractéristiques du fluide.

Ces différents constats nous ont donc poussés à proposer un modèle de coefficient d'échange thermique en monophasique, à partir de calculs analytiques de conduction transitoire dans le fluide, qui permettrait de reconstruire une corrélation pour la phase exponentielle, puis de proposer un coefficient d'échange utilisable dans CATHARE2 PALANTIR adapté aux différentes phases d'échange en paroi qui apparaissent au cours des transitoires CABRI. Cela sera présenté dans la suite de cette partie.

VI.1.2.2 De la première bulle à l'atteinte de l'ébullition nucléée

Ces expériences permettent également de constater que le décalage du point d'OBD augmente si τ diminue ou si la sous-saturation augmente comme pour l'expérience en vase. Le flux thermique et l'écart à la saturation de la paroi sont quantifiés expérimentalement pour ce point de début d'ébullition nucléée, et leur tendance, en fonction de la sous-saturation, de la période et du nombre de Reynolds, est confirmée par une analyse similaire à celle réalisée pour l'expérience en vase, s'appuyant sur un critère d'équilibre mécanique de la bulle obtenu par bilan des forces [70].

Les principales conclusions sont que la surchauffe pariétale au point d'OBD¹ diminue en fonction de τ à Reynolds et sous-saturation fixés, et atteint des valeurs de 40°C environ à un τ de 5 ms, comme le montre la fig. VI.2.

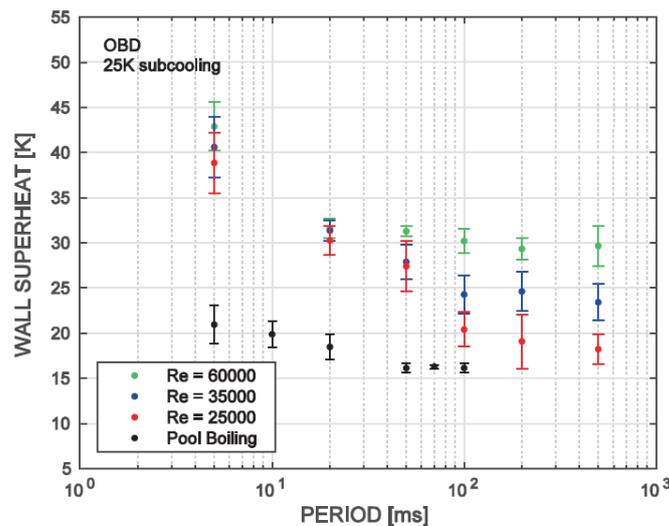


FIGURE VI.2 – Point d'enclenchement de l'ébullition nucléée [36]

En ce qui concerne l'ébullition nucléée pleinement établie, les courbes d'ébullition obtenues en convection sont très similaires à celles obtenues en vase. L'auteur de [36] montre que, pour

1. $T_{OBD} - T_{sat}$

une même sous-saturation, les échanges thermiques en ébullition nucléée pleinement développée ne dépendent pas de la période et du nombre de Reynolds dans l'écoulement. Une corrélation établie en permanent (corrélation de Jens et Lottes [71]) suit correctement ce comportement.

VI.1.3 Bilan

Les échanges monophasiques sont gouvernés par la superposition des échanges thermiques en convection et en conduction transitoire. Cependant, l'expression proposée pour le coefficient d'échange dans [36] n'est pas adaptée à la modélisation de l'intégralité d'un transitoire CABRI. En ce qui concerne le point de passage en ébullition nucléée franche, appelé OBD, il est également très dépendant de la sous-saturation du fluide et de la période d'excursion du flux en paroi. Le point d'*overshoot* étant, d'après [36], assez proche en température du point d'OBD tel que défini dans [36], il n'est pas modélisé avec CATHARE2 PALANTIR dans le cadre des transitoires CABRI. Le point d'enclenchement de l'ébullition nucléée est par la suite appelé simplement ONB.

La démarche de modélisation qui est être appliquée est résumée en fig. VI.3. Les échanges monophasiques sont modifiés par une corrélation issue de calculs analytiques et de résultats expérimentaux de [36]. Le point de passage en ébullition nucléée développée est également modifié en fonction de ces résultats expérimentaux. Les échanges thermiques en ébullition nucléée en transitoire sont également vérifiés avec ces résultats. Enfin, un point particulier est fait dans la suite de ce chapitre sur le flux critique, pour lequel une corrélation a été développée pour CABRI [72].

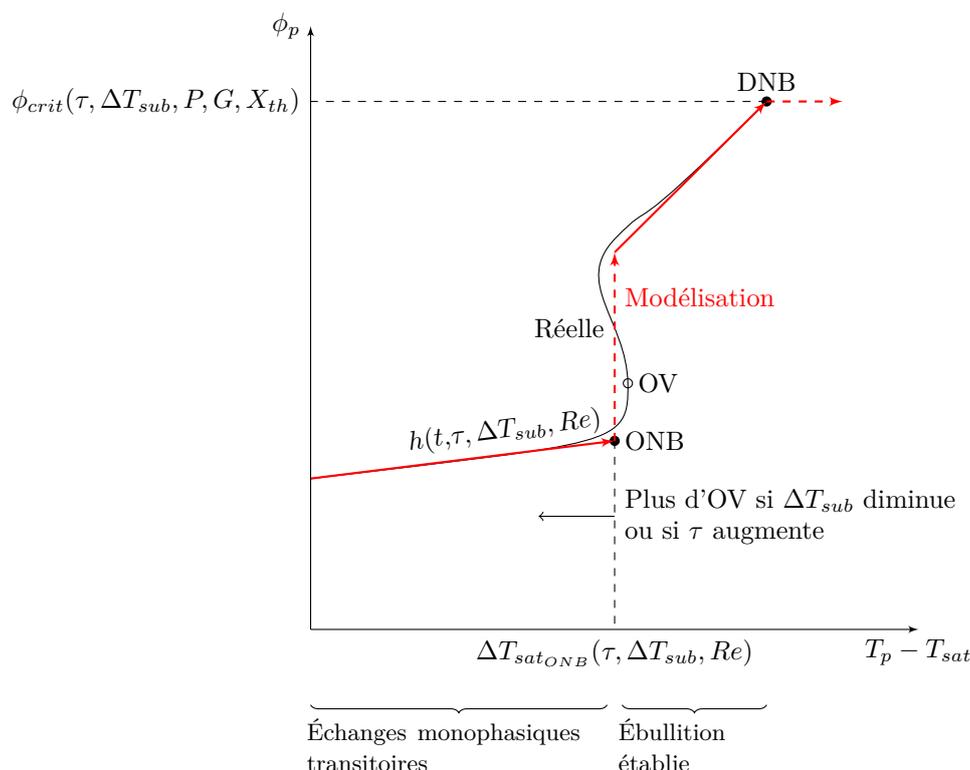


FIGURE VI.3 – Approche de modélisation thermohydraulique dans PALANTIR pour les transitoires CABRI-RIA

VI.2 ÉCHANGES THERMIQUES MONOPHASIQUES DANS LE CADRE DES TRANSITOIRES CABRI

L'ensemble de ce travail a fait l'objet d'une publication [73]. On présente ici un résumé des principales étapes et des résultats. Afin de proposer une corrélation valable en transitoire rapide, il faut d'abord obtenir les expressions des coefficients d'échange en conduction transitoire pure. Ceux-ci permettront ensuite de déduire un coefficient d'échange conducto-convectif transitoire par une méthode de superposition, similaire à celle utilisée en [36].

VI.2.1 Conduction pure

La situation étudiée est présentée sur la fig. VI.4, similaire à celle des expériences réalisées au MIT. On considère une paroi chauffante, en contact avec de l'eau stagnante. La paroi fournit un flux proportionnel à $e^{t/\tau}$. Le fluide forme un milieu semi-infini et reste liquide. Les hypothèses et conditions limites sont présentées en fig. VI.4. L'objectif est de proposer une expression analytique du coefficient d'échange en conduction pure.

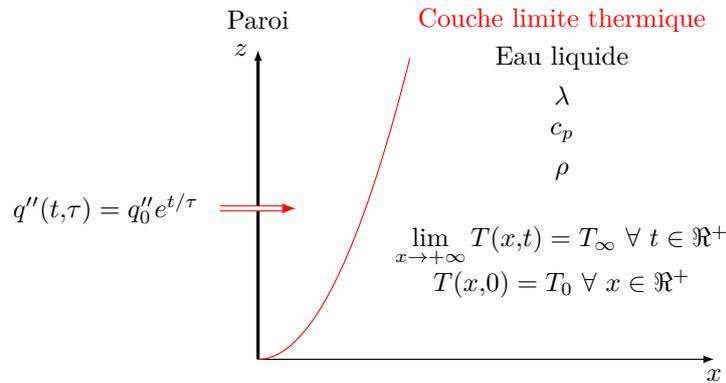


FIGURE VI.4 – Situation du problème physique

Résolution :

L'équation de la chaleur dans le fluide s'écrit :

$$\rho c_p \frac{dT}{dt} + \text{div}(-\lambda \overrightarrow{\text{grad}}(T)) = 0 \quad (\text{VI.4})$$

Étant donné qu'il n'y a pas de convection dans cette situation, et en supposant qu'il n'y a pas de dépendance selon z , le problème ne dépend que de x et t . On suppose par ailleurs que la conductivité est constante. Si on note $\theta = T - T_\infty$, on obtient :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} - \alpha \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} = 0 \quad (\text{VI.5})$$

Afin de résoudre cette équation, on utilise la transformée de Laplace \mathcal{L} de θ , qu'on écrit Θ :

$$\mathcal{L}\left(\frac{\partial \theta}{\partial t}\right) - \alpha \frac{\partial^2}{\partial x^2} \mathcal{L}(\theta) = 0 \quad (\text{VI.6})$$

À partir des propriétés de la transformée de Laplace, on obtient l'équation différentielle :

$$p\Theta - \alpha \frac{\partial^2}{\partial x^2} \Theta = \theta(x, 0) \quad (\text{VI.7})$$

Et $\theta(x, 0) = 0$ (cf. fig. VI.4). La solution de l'équation précédente est :

$$\Theta(x, p) = Ae^{-qx} + Be^{+qx} \quad (\text{VI.8})$$

Où $q = \sqrt{p/\alpha}$. La température ayant une limite finie lorsque $x \rightarrow +\infty$, on en déduit que $B = 0$. On détermine A à partir des conditions limites en paroi :

$$-\lambda \frac{\partial \theta}{\partial x} \Big|_0 = q_0'' e^{t/\tau} \quad (\text{VI.9})$$

La transformée de cette condition donne :

$$-\lambda \frac{\partial \Theta}{\partial x} \Big|_0 = q_0'' \frac{1}{p - \frac{1}{\tau}} \quad (\text{VI.10})$$

Puis :

$$\Theta(x,p) = \frac{q_0''}{\lambda q} \frac{1}{p - \frac{1}{\tau}} e^{-qx} \quad (\text{VI.11})$$

On inverse alors cette expression à partir de tables de transformées de Laplace inverses :

$$\theta(x,t) = \frac{q_0''}{\lambda} \frac{1}{2} e^{t/\tau} \sqrt{\alpha\tau} \left(e^{-x/\sqrt{\alpha\tau}} \operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha t}} - \sqrt{\frac{t}{\tau}} \right) - e^{+x/\sqrt{\alpha\tau}} \operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha t}} + \sqrt{\frac{t}{\tau}} \right) \right) \quad (\text{VI.12})$$

On cherche à déterminer le coefficient d'échange en conduction transitoire pure, noté h_{cond} , sous flux exponentiel, défini de la manière suivante :

$$h_{cond}(T(0,t) - T_\infty) = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_0 \quad (\text{VI.13})$$

Après quelques étapes, on obtient :

$$h_{cond}(t,\tau) = \frac{\lambda}{\sqrt{\alpha\tau} \operatorname{erf}(\sqrt{t/\tau})} \quad (\text{VI.14})$$

VI.2.2 Superposition de la conduction et de la convection

En accord avec les précédentes analyses, l'effet de la conduction transitoire doit être pris en compte dans le coefficient d'échange en convection forcée. On a vérifié que les échanges radiatifs entre la gaine et le fluide sont négligeables. La superposition de la conduction et de la convection est *a priori* non linéaire, étant donné que l'efficacité relative de la conduction par rapport à la convection est variable, selon le temps t et la période τ . Les conductances ne peuvent pas s'ajouter comme dans le cas de résistances thermiques en parallèle. La superposition de ces phénomènes dépend de leur compétition à travers les couches limites. Le rapport entre les épaisseurs des couches limites thermique et cinématique est gouverné par le nombre de Prandtl. Ces effets sont donc superposés non linéairement afin d'obtenir un coefficient d'échange h . Cette méthode est similaire à celle utilisée avec les temps caractéristiques en [36] :

$$h = (h_{conv}^n + h_{cond}^n)^{\frac{1}{n}} \quad (\text{VI.15})$$

h_{conv} est issu de corrélations d'échange en convection forcée stationnaire (Dittus-Boelter, Sieder-Tate, etc.). On précise ici que cette formule est valable à condition que la couche limite dynamique soit bien établie, c'est-à-dire à condition que la convection soit bien stationnaire, ce qui est le cas lors du fonctionnement de CABRI. De l'équation (VI.15) et (VI.14), on en déduit que :

$$h(t,\tau) = \left(1 + \left(\frac{\lambda}{\sqrt{\alpha\tau} \operatorname{erf}(\sqrt{t/\tau})} h_{conv} \right)^n \right)^{\frac{1}{n}} h_{conv} \quad (\text{VI.16})$$

La fonction erf tend très vite vers 1 lorsque $x \rightarrow +\infty$. De ce fait, en régime asymptotique, le coefficient d'échange tend vers une valeur limite h_{asym} :

$$h_{asym}(\tau) = \lim_{t \rightarrow +\infty} h(t, \tau) = \left(1 + \left(\frac{\lambda}{\sqrt{\alpha \tau} h_{conv}} \right)^n \right)^{\frac{1}{n}} h_{conv} \quad (\text{VI.17})$$

On va alors utiliser cette expression afin de déterminer n dans l'équation (VI.16). Pour cela, nous avons tracé sur la figure VI.5 les résultats expérimentaux de [35] et le coefficient d'échange en régime asymptotique de l'équation précédente en fonction de $\bar{\tau}$ donné en eq. (VI.19) :

$$\bar{h}_{asym}(\bar{\tau}) = \left(1 + \left(\frac{1}{\sqrt{\bar{\tau}}} \right)^n \right)^{\frac{1}{n}} \quad (\text{VI.18})$$

Où :

$$\begin{cases} \bar{\tau} = \frac{\tau}{\tau_{vor}} & (\text{VI.19a}) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \tau_{vor} = \frac{\lambda^2}{\alpha h_{conv}^2} = \frac{\lambda \rho c_p}{h_{conv}^2} & (\text{VI.19b}) \end{cases}$$

On constate qu'en se référant au formalisme de [36], on peut définir une nouvelle expression du temps caractéristique de vorticité qui dépend bien des propriétés du fluide (contenues dans h_{conv}).

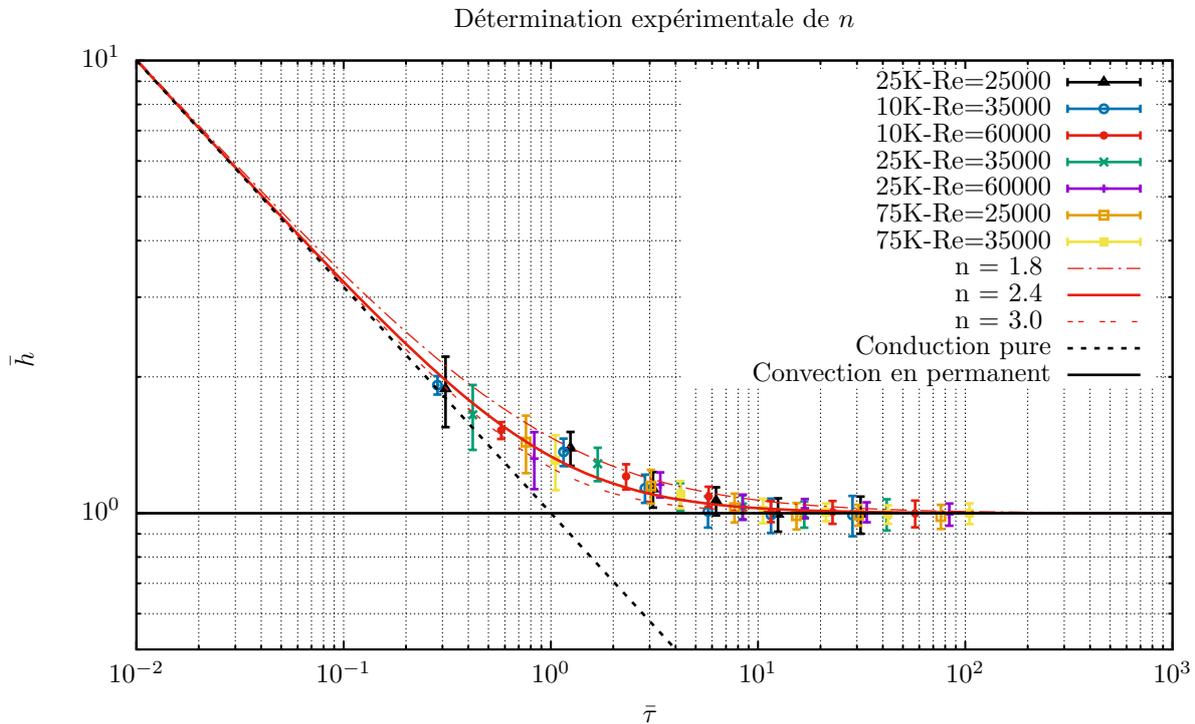


FIGURE VI.5 – Détermination de n à partir des résultats expérimentaux de [36]

Les données expérimentales et leurs incertitudes sont tracées sur la figure VI.5, avec la définition de τ_{vor} en eq. (VI.19) afin d'avoir une période normalisée cohérente avec notre modèle de coefficient d'échange. On en conclut que des valeurs de n comprises entre 1,8 et 3 donnent une bonne adéquation avec l'expérience. Ainsi, la valeur $n = 2,4 \pm 0,6$ est retenue. La tendance globale est cohérente : lorsque τ est très grand, on rejoint un régime stationnaire où la valeur

du coefficient d'échange rejoint la valeur donnée par une corrélation d'échange convectif stationnaire, et lorsque τ devient très petit, la conduction transitoire est prépondérante. On écrit donc :

$$h(t, \tau) = \left(1 + \left(\frac{\lambda}{\sqrt{\alpha\tau} \operatorname{erf}(\sqrt{t/\tau}) h_{conv}} \right)^{2,4} \right)^{\frac{1}{2,4}} h_{conv} \quad (\text{VI.20})$$

REMARQUE :

La valeur de n devrait logiquement dépendre du fluide considéré, et notamment de son nombre de Prandtl. En effet, la superposition des transferts thermiques par conduction et par convection est non linéaire parce que les dimensions caractéristiques de ces phénomènes sont différentes : la convection est principalement due à la turbulence dans la couche limite dynamique et la conduction a lieu dans la couche limite thermique. La différence entre les épaisseurs de ces deux couches est, comme dit précédemment, déterminée par la valeur de Pr . Par exemple, dans un cas théorique où les couches limites seraient de même épaisseur ($Pr = 1$), la conduction et la convection se superposeraient sur la même distance, et on se retrouverait dans le cas d'un problème de résistances thermiques en parallèle. En suivant ce raisonnement, si $Pr < 1$, n devrait être inférieur à 1, et si $Pr > 1$ (comme pour l'eau), n devrait être supérieur à 1.

Cette expression est une amélioration du modèle de [35] qui permet de traiter le cas $t < 3\tau$ et utilise une expression du temps caractéristique d'échange thermique par vorticité dépendant des caractéristiques du fluide.

VI.2.3 Proposition d'un coefficient d'échange thermique valable au cours d'un transitoire CABRI

On cherche maintenant à proposer une expression de coefficient d'échange au cours d'un transitoire CABRI. En effet, après l'insertion de réactivité dans le cœur, la puissance augmente brutalement, suivie du flux en paroi, dans une première phase qu'on peut effectivement assimiler à une phase d'excursion exponentielle. Ensuite, ce flux atteint une valeur maximale avant de rediminuer lentement. Le coefficient d'échange donné par l'équation (VI.20) n'est donc rigoureusement valable que dans la première phase. La figure VI.6 montre le flux échangé à la surface de la gaine pour un transitoire typique de CABRI (d'énergie déposée d'environ 200 MJ dans le cœur). Afin de simuler ce transitoire, une approche théorique simplifiée est proposée. Son principe est tracé en pointillés rouges sur la même figure.

On considère trois phases dans l'approche simplifiée :

- la phase 0 est un état permanent, le coefficient d'échange est donné par une corélation établie en stationnaire ;
- la phase 1, commençant à t_1 , est caractérisée par un flux exponentiel. Le coefficient d'échange est donné par l'équation (VI.20) ;
- la phase 2 est une phase transitoire où un flux maximal est atteint.   tant donné que le flux réel diminue très lentement, l'approche consistera à considérer un flux constant.

En suivant la même méthodologie que pour la phase 1, on déduit le coefficient d'échange en conduction pure durant la phase 2, pour laquelle les équations de (VI.4)    (VI.7) sont toujours valables. On écrit maintenant $\theta_2(x, t - t_2)$ comme étant $T(x, t > t_2) - T_\infty$. La condition limite change :

$$-\lambda \frac{\partial \theta_2}{\partial x} \Big|_0 = q_0'' e^{t_2/\tau} \quad (\text{VI.21})$$

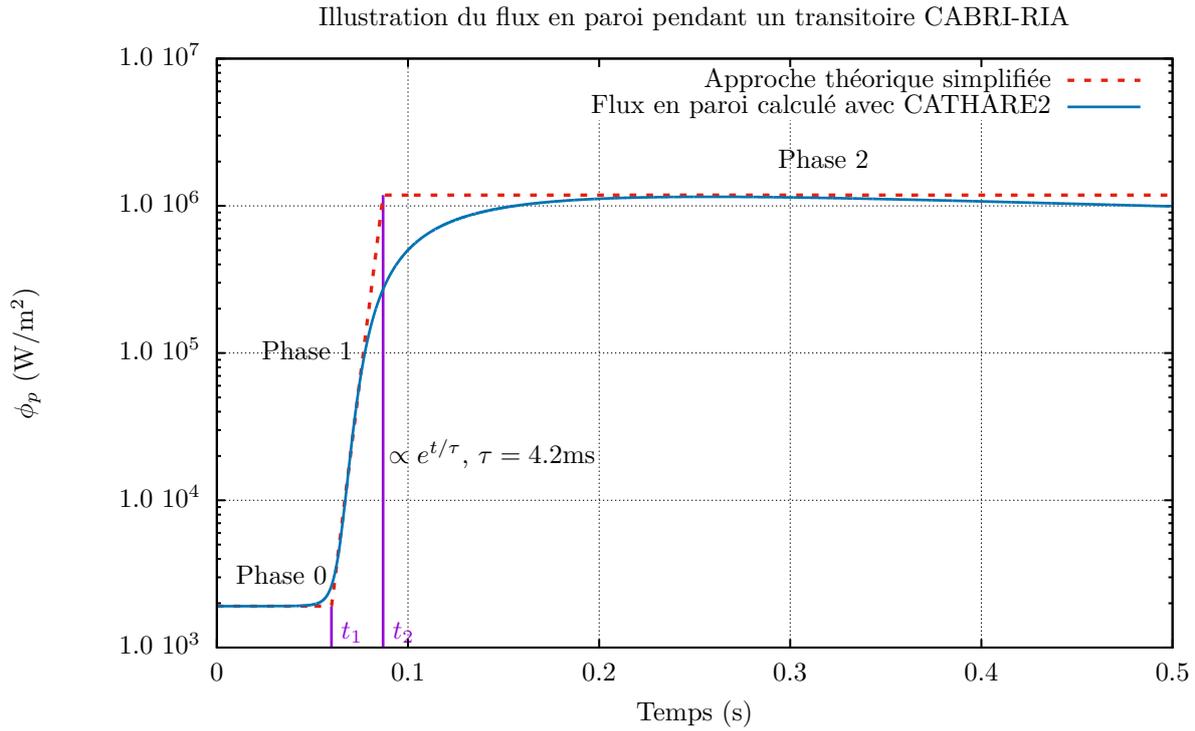


FIGURE VI.6 – Illustration de l’approche simplifiée pour la détermination d’un coefficient d’échange global au cours des transitoires CABRI

De plus, $\theta_2(x,0)$ est cette fois-ci non nul, étant égal au profil de température que la phase 1 a laissé dans le fluide. On a donc :

$$\theta_2(x,0) = \frac{q_0''}{\lambda} \frac{1}{2} e^{t_2/\tau} \sqrt{\alpha\tau} \left[e^{-x/\sqrt{\alpha\tau}} \operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha t_2}} - \sqrt{\frac{t_2}{\tau}} \right) - e^{+x/\sqrt{\alpha\tau}} \operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha t_2}} + \sqrt{\frac{t_2}{\tau}} \right) \right] \quad (\text{VI.22})$$

Par transformation de Laplace, il vient :

$$p\Theta_2 - \alpha \frac{\partial^2}{\partial x^2} \Theta_2 = \theta_2(x,0) \quad (\text{VI.23})$$

Trouver des solutions particulières de l’équation (VI.23) avec $\theta_2(x,0)$ défini en eq. (VI.22) est ardu. Néanmoins, on peut démontrer analytiquement que la différence entre la solution asymptotique et purement transitoire est inférieure à 1% après 3τ . De plus, le régime asymptotique est atteint dans la phase 1 des transitoires CABRI ($t_2 - t_1 > 3\tau$, cf. fig. VI.6). On simplifie alors $\theta_2(x,0)$ et on obtient :

$$p\Theta_2 - \alpha \frac{\partial^2}{\partial x^2} \Theta_2 = \frac{q_0''}{\lambda} e^{t_2/\tau} \sqrt{\alpha\tau} e^{-x/\sqrt{\alpha\tau}} \quad (\text{VI.24})$$

La solution de cette équation est, après quelques étapes de calcul :

$$\Theta_2(x,p) = Ae^{-qx} + Be^{+qx} + \frac{q_0''}{\lambda} e^{t_2/\tau} \sqrt{\alpha\tau} \frac{1}{p - 1/\tau} e^{-x/\sqrt{\alpha\tau}} \quad (\text{VI.25})$$

Comme pour la phase 1, $B = 0$. En appliquant la nouvelle condition limite de l’équation (VI.21), on obtient après plusieurs étapes :

$$\Theta_2(x,p) = \frac{q_0''}{\lambda} e^{t_2/\tau} \left[\left(\frac{-1}{q(p-1/\tau)} + \frac{1}{qp} \right) e^{-qx} + \sqrt{\alpha\tau} \frac{1}{p-1/\tau} e^{-x/\sqrt{\alpha\tau}} \right] \quad (\text{VI.26})$$

On inverse cela à l'aide de tables de transformées de Laplace inverses :

$$\begin{aligned} \theta_2(x,t) = \frac{q_0''}{\lambda} e^{t_2/\tau} & \left[2\sqrt{\frac{\alpha(t-t_2)}{\pi}} e^{\frac{-x^2}{4\alpha(t-t_2)}} - x \operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha(t-t_2)}} \right) \right. \\ & - \frac{1}{2} \sqrt{\alpha\tau} e^{(t-t_2)/\tau} e^{-x/\sqrt{\alpha\tau}} \left(\operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha(t-t_2)}} - \sqrt{\frac{(t-t_2)}{\tau}} \right) - 2 \right) \\ & \left. + \frac{1}{2} \sqrt{\alpha\tau} e^{(t-t_2)/\tau} e^{+x/\sqrt{\alpha\tau}} \operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha(t-t_2)}} + \sqrt{\frac{(t-t_2)}{\tau}} \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{VI.27})$$

On en déduit avec la même méthode que précédemment le coefficient d'échange conductif durant la phase 2 :

$$h_{cond\ 2}(t,\tau) = \frac{\lambda}{2\sqrt{\alpha(t-t_2)}/\pi + \sqrt{\alpha\tau} e^{(t-t_2)/\tau} \operatorname{erfc} \left(\sqrt{(t-t_2)}/\tau \right)} \quad (\text{VI.28})$$

On en tire alors un coefficient d'échange pour la phase 2 en superposant les échanges conductifs et convectifs :

$$h_2(t,\tau) = \left(1 + \left(\frac{\lambda}{\left[2\sqrt{\alpha(t-t_2)}/\pi + \sqrt{\alpha\tau} e^{(t-t_2)/\tau} \operatorname{erfc} \left(\sqrt{(t-t_2)}/\tau \right) \right] h_{conv}} \right)^n \right)^{\frac{1}{n}} h_{conv} \quad (\text{VI.29})$$

Afin de garder une continuité entre h_1 et h_2 , n doit être pris égal à $2,4 \pm 0,6$, comme dans l'équation (VI.20). On écrit alors le coefficient d'échange monophasique total $h(t,\tau)$:

$$h = \begin{cases} h_{conv} & \text{si } t < t_1 \\ \left(1 + \left(\frac{\lambda}{\sqrt{\alpha\tau} \operatorname{erf}(\sqrt{(t-t_1)}/\tau) h_{conv}} \right)^{2,4} \right)^{\frac{1}{2,4}} h_{conv} & \text{si } t \in [t_1; t_2] \\ \left(1 + \left(\frac{\lambda}{\left[2\sqrt{\alpha(t-t_2)}/\pi + \sqrt{\alpha\tau} e^{(t-t_2)/\tau} \operatorname{erfc}(\sqrt{(t-t_2)}/\tau) \right] h_{conv}} \right)^{2,4} \right)^{\frac{1}{2,4}} h_{conv} & \text{si } t > t_2 \end{cases} \quad (\text{VI.30})$$

Ce coefficient est tracé sur la fig. VI.7. On prend, pour l'exemple, $t_1 = 0$ et $t_2 = 0,03$ s, et plusieurs périodes d'excursion τ . Le coefficient d'échange convectif stationnaire (h_{conv} en ligne noire) est déterminé (dans un seul but illustratif ici) avec la corrélation de Dittus-Boelter. On constate que le coefficient d'échange tend vers une valeur asymptotique assez rapidement au cours de la phase 1, valeur bien plus importante que celle en convection stationnaire. Après l'excursion, le coefficient d'échange diminue lentement pour tendre vers la valeur de coefficient d'échange stationnaire. Afin de donner une idée du coefficient d'échange au cours d'un transitoire CABRI, le domaine de variation de τ au cours des transitoires CABRI (que nous constaterons par la suite) a également été tracé sur la fig. VI.7.

REMARQUE :

Le défaut de cette approche est qu'elle donne une rupture de pente en $t = t_2$ et $t =$

t_1 . Cela mènera nécessairement à une rupture de pente dans le flux échangé. De nombreuses pistes ont été suivies afin d'améliorer ce point et de décrire complètement le transitoire de manière continue, sous la forme par exemple d'un flux qui serait la somme d'une exponentielle croissante (correspondant à l'excursion) et d'une exponentielle décroissante (correspondant à la rediminition de flux, avec une période différente)². Cela a posé de nombreuses difficultés, notamment dans la recherche de transformées de Laplace inverses pour la phase de rediminition de flux.

Mais l'avantage de cette expression est qu'elle est implémentable en l'état dans un code de calcul et qu'elle est bien plus représentative de la globalité d'un transitoire de type RIA que ce qui existait jusqu'alors. À notre connaissance, une telle loi de transferts thermiques en transitoire n'avait jamais été implémentée dans CATHARE.

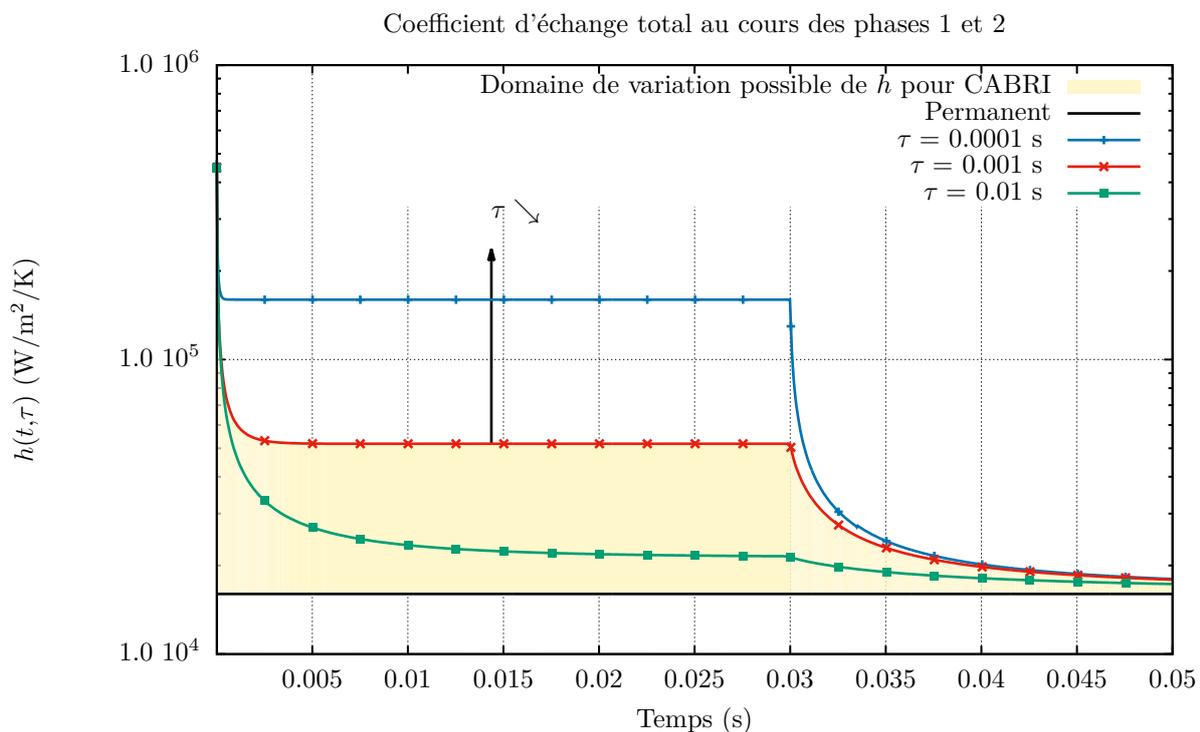


FIGURE VI.7 – Coefficient d'échange conducto-convectif au cours des phases 1 et 2

VI.3 ATTEINTE DE L'ÉBULLITION NUCLÉÉE

Le processus de passage en ébullition nucléée peut être très complexe, comme les études de [36] l'ont montré. En particulier, le point d'atteinte de l'OBD varie beaucoup en fonction de la sous-saturation, du nombre de Reynolds et de la période d'excursion de flux en paroi. Afin de donner une valeur à la modélisation de CABRI dans CATHARE PALANTIR, on a corrélé les essais issus de [36].

On s'appuie sur l'analyse physique de Sakurai reprise dans [36] issue de l'application du critère d'équilibre d'une bulle [70]. On cherche en effet la température dans la bulle telle qu'on obtienne, selon la situation présentée en fig. VI.8 :

$$P_v - P_l = \frac{2\sigma}{r_c} \quad (\text{VI.31})$$

2. La fonction tanh a également été testée.

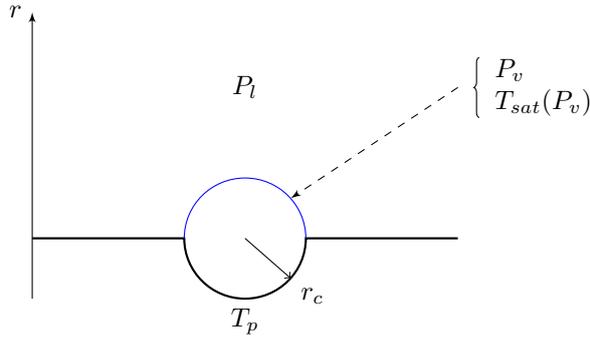


FIGURE VI.8 – Formation d'une bulle dans un site de nucléation

Où σ est la tension superficielle de l'eau. Initialement, l'eau liquide occupe la cavité. On a alors, par développement limité à l'ordre 1 :

$$T_l(r_c) = T_p + r_c \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_0 \quad (\text{VI.32})$$

Or, le flux en paroi s'écrit :

$$\phi_p = -\lambda_l \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_0 = h(T_p - T_\infty) \quad (\text{VI.33})$$

On a alors :

$$T_l(r_c) = T_p - \frac{hr_c}{\lambda_l} (T_p - T_\infty) \quad (\text{VI.34})$$

On postule que la bulle commence à se former lorsque la température du liquide présent dans la cavité atteint T_{sat} à la pression respectant le critère d'équilibre mécanique de la bulle (cf. eq. (VI.31)). Cela s'écrit :

$$T_{sat}(P_v) = T_{sat} \left(P_l + \frac{2\sigma}{r_c} \right) \quad (\text{VI.35})$$

Soit, après quelques étapes en utilisant les deux équations précédentes :

$$\Delta T_{sat} = T_p - T_{sat}(P_l) = \left(T_{sat} \left(P_l + \frac{2\sigma}{r_c} \right) - T_{sat}(P_l) + \frac{hr_c}{\lambda_l} \Delta T_{sub} \right) \frac{1}{1 - \frac{hr_c}{\lambda_l}} \quad (\text{VI.36})$$

Avec $\Delta T_{sub} = T_{sat} - T_\infty$. Cette équation donne la surchauffe en paroi nécessaire à la formation d'une bulle dans un site de nucléation et sa croissance. Cette fonction suit la tendance des points expérimentaux de [36]. Cependant, les paramètres σ et r_c restent difficiles à déterminer. On va donc proposer une corrélation du point d'OBD à partir des essais expérimentaux de [36] de forme cohérente avec l'équation précédente :

$$\Delta T_{sat} = \left(a + \frac{h}{\lambda_l} b \Delta T_{sub} \right) \frac{1}{1 - \frac{h}{\lambda_l} b} \quad (\text{VI.37})$$

Où a et b sont les paramètres de la corrélation déterminés à partir des expériences, présentés dans le tableau VI.1.

On constate grâce à ces résultats que le coefficient b semble peu dépendre du nombre de Reynolds. On recherche donc une expression de b en fonction de la sous-saturation seule. On obtient :

$$b = -1,17 \cdot 10^{-6} \Delta T_{sub}^{0,4} + 1,51 \cdot 10^{-5} \quad (\text{VI.38})$$

TABLEAU VI.1 – Valeurs des coefficients a et b pour chaque essai de [36]

ΔT_{sub}	Re	a	b
10 K	60 000	4,54	$11,84 \cdot 10^{-6}$
10 K	35 000	7,86	$12,46 \cdot 10^{-6}$
25 K	60 000	1,83	$10,39 \cdot 10^{-6}$
25 K	35 000	5,51	$11,13 \cdot 10^{-6}$
25 K	25 000	5,66	$11,77 \cdot 10^{-6}$
75 K	35 000	-10,17	$8,88 \cdot 10^{-6}$
75 K	25 000	-4,06	$8,10 \cdot 10^{-6}$

Le coefficient a dépend en revanche du nombre de Reynolds et de la sous-saturation. On constate cependant qu'à Reynolds fixe, son comportement est linéaire³ en fonction de $\Delta T_{sub}^{1,8}$. On a donc :

$$a = k(Re)\Delta T_{sub}^{1,8} + w(Re) \quad (\text{VI.39})$$

Où les coefficients k et w dépendant de Re sont donnés ci-dessous :

$$\begin{cases} k(Re) = -2,91 \cdot 10^{-5} (Re - 25000)^{1/2} - 4,78 \cdot 10^{-3} & (\text{VI.40a}) \\ w(Re) = -6,27 \cdot 10^{-9} (Re - 37850)^2 + 8,26 & (\text{VI.40b}) \end{cases}$$

On modifie donc la température de paroi $T_{p_{ONB}} = T_{sat} + \Delta T_{sat_{ONB}}$ de passage en ébullition nucléée dans PALANTIR avec :

$$\Delta T_{sat_{ONB}} = \left[k(Re)\Delta T_{sub}^{1,8} + w(Re) + \frac{h}{\lambda_l} b(\Delta T_{sub})\Delta T_{sub} \right] \frac{1}{1 - \frac{h}{\lambda_l} b(\Delta T_{sub})} \quad (\text{VI.41})$$

Où h est bien le coefficient d'échange en transitoire calculé dans la sous-partie précédente. La surchauffe en paroi est donc bien une fonction de Re , τ et ΔT_{sub} . Les résultats de la corrélation sont présentés en fig. VI.9. En abscisse est tracée la valeur expérimentale et en ordonnée le résultat de la corrélation pour chacun des essais de [36]. La corrélation encadre les résultats expérimentaux à 25 % près. L'incertitude associée à cette corrélation est donc relativement élevée.

REMARQUE :

La corrélation établie ici ne dépend pas de la pression car les essais qui ont servi à sa construction ont été tous réalisés à pression atmosphérique. Or, le point de formation des premières bulles (ONB) devrait *a priori* dépendre de la pression, étant donné que le coefficient a , assimilé à $T_{sat} \left(P_l + \frac{2\sigma}{r_c} \right) - T_{sat}(P_l)$ n'est pas constant en fonction de la pression dans l'écoulement. Par ailleurs, la formation d'une bulle dépend beaucoup de l'état de surface et des caractéristiques du matériau. On trouve en effet que b , assimilé à r_c , est de l'ordre de la dizaine de microns, valeur cohérente avec l'état de surface de la paroi chauffante de [36]. En conséquence, cette corrélation ne sera pas valable pour des pressions et des rugosités de gaine élevées. Un plus grand nombre de points permettrait de confirmer l'analyse théorique qui s'est appuyée sur le travail de Sakurai [32] et de donner une dépendance en pression de la corrélation.

En outre, les surchauffes importantes nécessaires à l'atteinte de l'ébullition nucléée dans [36] proviennent d'un effet d'entrée. L'élément chauffant est en effet très petit (1 cm de côté) et les couches limites ne sont pas développées à sa surface. Cela se traduit par un coefficient d'échange

³. Ce constat s'appuie sur la seule série de trois points, à $Re = 35\,000$, il serait donc bien de pouvoir le vérifier avec plus d'expériences.

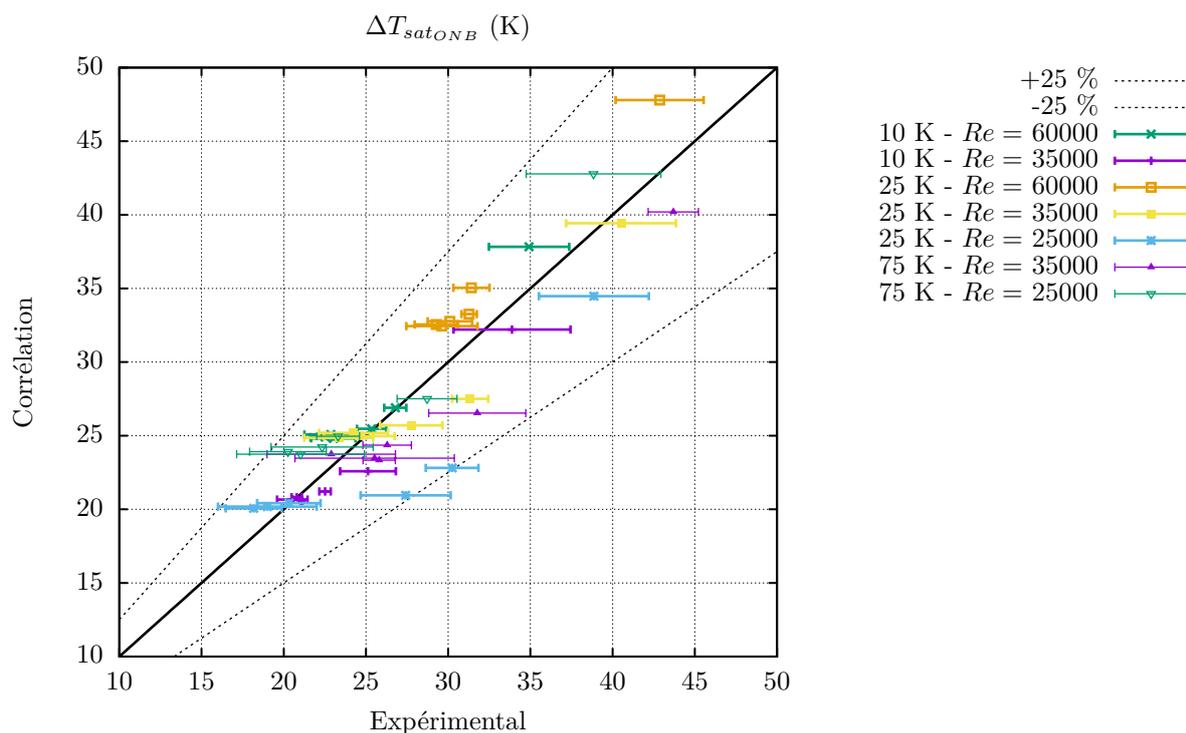


FIGURE VI.9 – Confrontation de la corrélation (VI.41) aux résultats expérimentaux de [36]

conducto-convectif en monophasique très important (plus important que dans le cas de CABRI) dans la corrélation. Le flux échangé en monophasique en ces points est donc très important, ce qui rend la formation de bulles plus difficile. Selon la corrélation (VI.41), tracée pour le cas de CABRI en fig. VI.10, la surchauffe en paroi nécessaire à l'atteinte de l'ébullition nucléée sera plus faible que dans les essais [36].

VI.4 ÉCHANGES EN ÉBULLITION NUCLÉÉE

Comme vu précédemment, on peut obtenir plusieurs types de courbes d'ébullition. À très petite période et à sous-saturation importante, on constate le phénomène d'*overshoot*. Cependant, tel que défini dans [36], l'écart en température entre point d'OV et point d'OBD reste assez faible (à $\tau = 5$ ms, $\Delta T_{sat_{OBD}} \approx 45^\circ\text{C} \approx \Delta T_{sat_{OV}}$). Après ce point, le flux augmente brutalement pour rejoindre la courbe d'ébullition nucléée dont la forme ne dépend plus de la période, mais qui reste différente de la courbe d'ébullition nucléée pour un état permanent. La référence [36] suggère l'emploi d'une loi d'échange en ébullition nucléée en ΔT_{sat}^4 , similaire à la corrélation de Jens et Lottes, avec un coefficient adapté. Cependant, cette conjecture ne s'appuie que sur le tout début de l'ébullition. La référence [74] présente, à partir du même dispositif expérimental, l'atteinte du flux critique et donc les échanges en ébullition nucléée. On y constate effectivement que pendant l'ébullition nucléée, une loi de ce type suit correctement la tendance du flux échangé. La fig. VI.11 donne une comparaison de la corrélation de Thom et d'une corrélation du type Jens-Lottes aux résultats expérimentaux de [74]. Plus exactement, les lignes continues (pleines et en pointillés) ont été tracées sur le domaine étudié avec les corrélations établies précédemment d'échanges en monophasique et de point de début d'ébullition nucléée. On remarque d'ailleurs que ces deux corrélations reproduisent bien la forme de flux échangé en paroi. Le flux total échangé s'écrit alors :

$$\phi = h(\Delta T_{sat} + \Delta T_{sub}) + \phi_{NB} \quad (\text{VI.42})$$

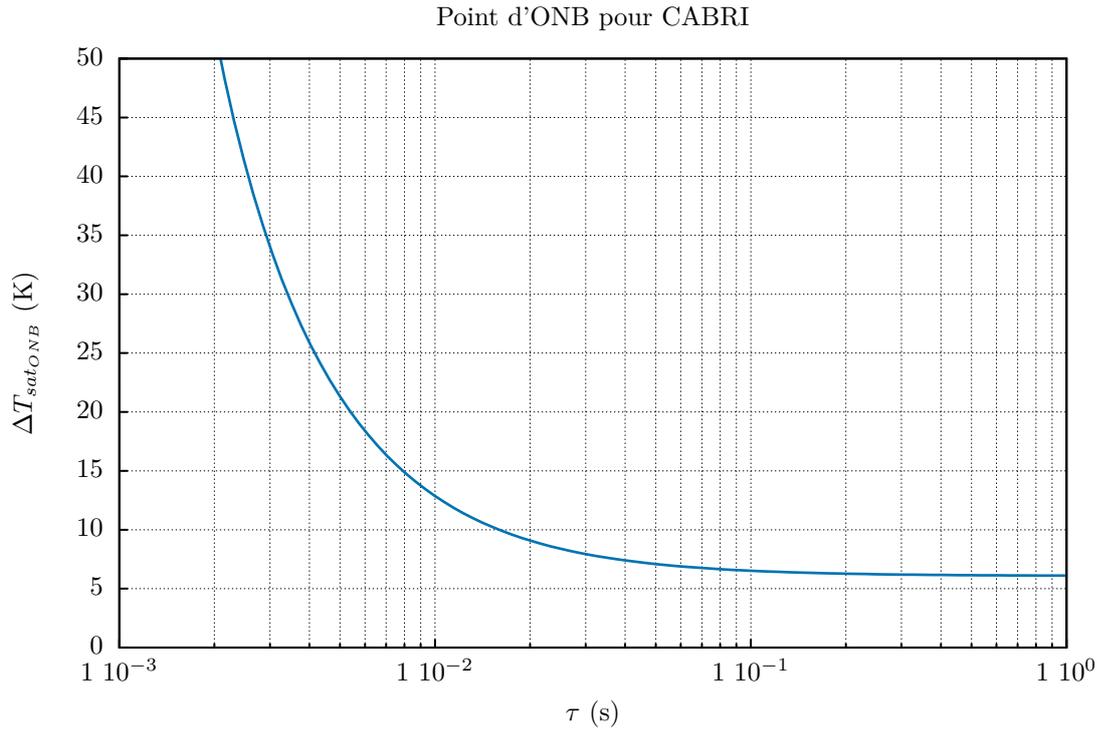


FIGURE VI.10 – Point d'ébullition nucléée dans le cœur de CABRI en fonction de τ

Le flux en ébullition nucléée ϕ_{NB} étant calculé selon deux corrélations différentes :

— la corrélation de Thom modifiée avec le coefficient k_{Thom} :

$$\phi_{NB} = k_{Thom} \cdot h_{Thom} (T_p - T_{ONB})^2 = k_{Thom} \cdot h_{Thom} (T_p - T_{sat} - \Delta T_{ONB})^2 \quad (\text{VI.43})$$

— la corrélation de Jens-Lottes modifiée :

$$\phi_{NB} = C (T_p - T_{ONB})^4 = C (T_p - T_{sat} - \Delta T_{ONB})^4 \quad (\text{VI.44})$$

Si une corrélation en ΔT_{sat}^2 donne la bonne tendance sur la fin de la courbe, une corrélation de type Jens-Lottes suit mieux la tendance globale. Cette figure montre la difficulté de donner une corrélation d'échange en ébullition nucléée valable sur toute l'ébullition nucléée. En effet la phénoménologie de l'ébullition change beaucoup en fonction de ΔT_{sat} (cf. fig. II.4). La corrélation de Thom devrait être corrigée d'un facteur 7 afin de rejoindre de tels flux échangés. Le choix a donc été fait de suivre la recommandation de [36] en appliquant une corrélation en ΔT_{sat}^4 avec un coefficient dépendant de la sous-saturation, dont les valeurs sont rappelées dans le tableau VI.2. Ces valeurs ont été déterminées à partir des résultats expérimentaux de [74] pour plusieurs sous-saturations différentes. Leur incertitude reste haute.

TABLEAU VI.2 – Valeur du coefficient C dans la corrélation d'échange en ébullition nucléée

ΔT_{sub}	C	Incertitude
10 K	1,5	20 %
50 K	10,0	20 %
75 K	30,0	20 %

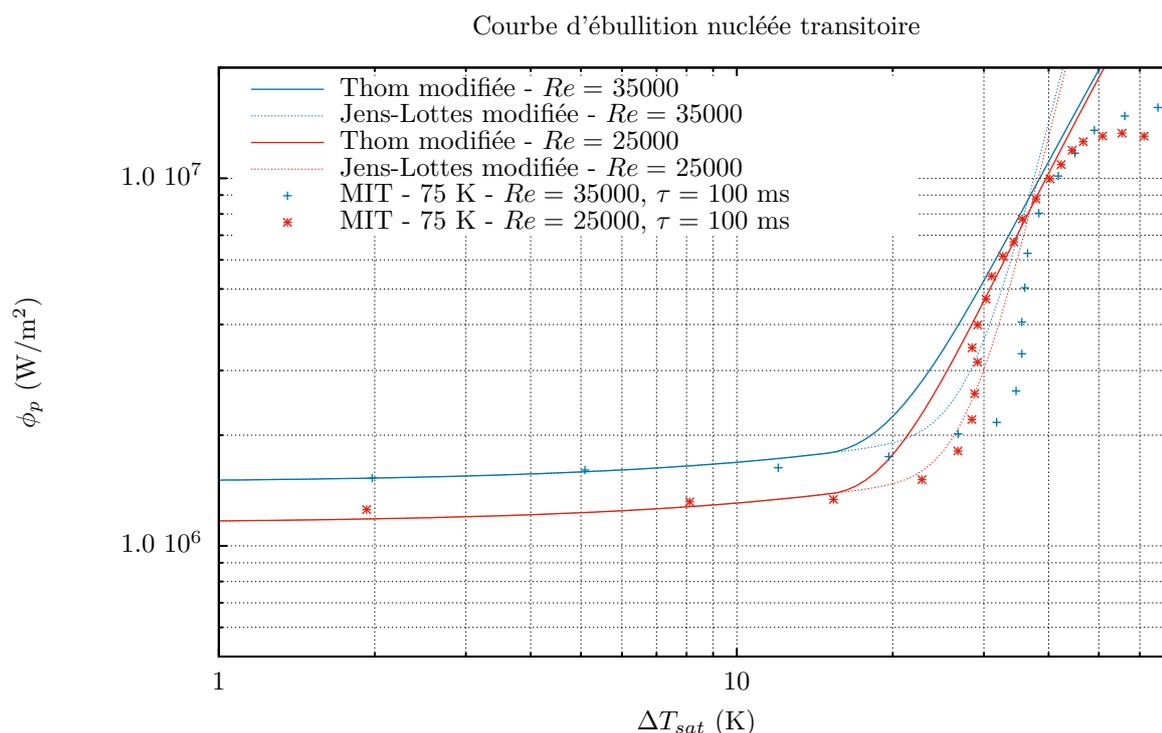


FIGURE VI.11 – Comparaison de corrélations sur deux courbes d'ébullition à $\tau = 100$ ms issues de [74]

VI.5 ATTEINTE DU FLUX CRITIQUE EN ÉCOULEMENT SOUS-SATURÉ

Un travail a été réalisé en 2007 au CEA sur le flux critique en transitoire rapide [72, 75]. L'objectif était de quantifier à partir d'essais existants sur des boucles expérimentales ou des réacteurs le flux thermique critique en situation de RIA dans CABRI pour la réalisation des études de sûreté. Les essais utilisés proviennent du réacteur expérimental japonais NSRR (Nuclear Safety Research Reactor) [9] et des boucles expérimentales CAPRI [76] et PATRICIA [77]. Le flux critique étant très dépendant de la géométrie, les essais issus de [74] et les études réalisées par Sakurai [33, 78] ne sont pas exploitables en l'état, étant donné qu'ils ont été réalisés respectivement en plaque et en filament. Cependant, ils fournissent les enseignements suivants :

- le flux critique diminue avec la période d'excursion τ [33, 74] ;
- le flux critique augmente avec la sous-saturation [33, 74] ;
- pour de très petites périodes d'excursion, le flux critique transitoire ne dépend plus du nombre de Reynolds [74] ;
- le mécanisme d'atteinte du flux critique est similaire à ce qu'il est en permanent : les bulles se forment en paroi, grossissent puis fusionnent jusqu'à l'assèchement. Seuls quelques tests (à période d'excursion et sous-saturation du liquide très faibles) peuvent mener au départ de l'ébullition nucléée juste après l'ONB. La faible sous-saturation et l'augmentation rapide du flux font grossir puis fusionner quasiment instantanément les bulles en paroi juste après leur apparition [74] ;
- de manière générale, le flux critique en transitoire est bien supérieur [8] à ce que peuvent donner les tables de Groeneveld établies en permanent utilisées dans CATHARE [41].

Le travail réalisé par Bestion dans [72] a conduit à la proposition d'une corrélation de flux critique en permanent pour le réacteur CABRI, puis de deux corrections transitoires, l'une sous

la forme additive et l'autre sous la forme multiplicative :

$$\begin{cases} \phi_{crit} = \phi_{crit_p}(P, G, X_{th}) + F_{add} \left(\frac{\partial T_p}{\partial t}, E_d \right) & \text{(VI.45a)} \\ \phi_{crit} = \phi_{crit_p}(P, G, X_{th}) \cdot F_{mult} \left(\frac{\partial T_p}{\partial t}, E_d \right) & \text{(VI.45b)} \end{cases}$$

Ces corrélations ont le mérite de faire la distinction entre flux critique permanent ϕ_{crit_p} (dépendant classiquement du titre thermodynamique X_{th} , de la pression P et du flux de masse G) et contribution transitoire (dépendant du taux d'accroissement de la température en paroi et de l'énergie déposée au cours du transitoire). Cette correction transitoire prend donc en compte, par le biais de ces deux paramètres, la forme du pic de puissance, jouant directement sur la cinétique d'évolution de la température de gaine. Ce travail revient également sur la capacité des tables de Groeneveld à proposer un flux critique en permanent adapté au réacteur CABRI. La corrélation que propose Bestion est donc la suivante :

$$\phi_{crit_p} = 4,61 + 7,3 \cdot 10^{-4} (G - 4995) - 32 (X_{th} + 0,07685) \pm 13\% \quad \text{(VI.46)}$$

Il est à noter que cette corrélation est construite sur une linéarisation autour du point des essais CAPRI correspondant le plus au cas de CABRI (géométrie, flux de masse, titre thermodynamique) en permanent⁴. Il ne conviendrait donc pas de l'utiliser dans une autre gamme de flux de masse (2000 à 5000 kg/m²/s), de titre thermodynamique (-0,08 à -0,04) ou de pression. On constate également que la corrélation n'est pas dépendante de P , étant donné que les essais CAPRI n'étaient réalisés qu'à une seule pression (1,8 bar). Or, le flux critique permanent a tendance à diminuer avec P ⁵.

En revanche, ces corrélations transitoires ne sont pas très commodes à utiliser dans l'optique de leur implémentation dans CATHARE, et ce pour plusieurs raisons. Tout d'abord, elles demandent de connaître avant l'essai l'énergie totale déposée dans le cœur. Ensuite, elles utilisent $\partial T_p / \partial t$ qui n'est pas forcément exploitable dans CATHARE lorsque l'on considère un flux thermique en paroi exponentiel, approximation souvent d'usage pour la description des RIA et qui a été utilisée jusqu'à présent. Ces corrélations souffrent par ailleurs du faible nombre d'essais qui ont servi à leur construction (8 essais NSRR, 3 essais CAPRI et un seul essai PATRICIA). Pour ces différentes raisons, une nouvelle corrélation de flux critique en transitoire rapide a été proposée.

Les essais de [74] réalisés en 2018 au MIT, bien que réalisés pour une géométrie différente, ont été confrontés aux résultats expérimentaux utilisés par Bestion. Tout d'abord, une corrélation de flux critique transitoire a été cherchée à partir des essais de [74] seulement sous la forme suivante :

$$\phi_{crit}(\tau, \Delta T_{sub}, P, G, X_{th}) = (\Phi(\tau, \Delta T_{sub})^n + \phi_{crit_p}(P, G, X_{th})^n)^{\frac{1}{n}} \quad \text{(VI.47)}$$

Où la fonction Φ ⁶ contient la correction transitoire. Cette forme s'appuie sur les constats dressés au début de cette sous-partie. Lorsque τ tend vers 0, le flux critique ne dépend plus du nombre de Reynolds. Il dépend en revanche de la sous-saturation ΔT_{sub} . Par ailleurs, la tendance du flux critique observée pour $\tau \rightarrow 0$ semble être en $1/\sqrt{\tau}$ sur les graphes de [74]. Ensuite, lorsque

4. Pour CABRI, la table de Groeneveld donne 4,5 MW/m². Cette valeur est donc proche de la valeur mesurée.

5. En outre, le titre thermodynamique calculé en entrée du cœur de CABRI est d'environ -0,18, loin du titre central (-0,077) de la corrélation. Pour ces raisons, les tables de Groeneveld sont conservées pour le calcul du flux critique en permanent dans CABRI étant donné qu'elles proposent des valeurs cohérentes pour les essais CAPRI, représentatifs des essais CABRI en permanent.

6. Prononcer "Qoph"

$\tau \rightarrow +\infty$, le flux critique rejoint naturellement sa valeur en permanent. On cherche donc la fonction Φ sous la forme :

$$\Phi(\tau, \Delta T_{sub}) = q(\Delta T_{sub}) \frac{1}{\sqrt{\tau}} \quad (\text{VI.48})$$

L'étude à faible période d'excursion τ des résultats d'études du MIT donne :

$$q(\Delta T_{sub}) = -9,443 \frac{1}{\Delta T_{sub}} + 1,211 \quad (\text{VI.49})$$

On fixe par ailleurs n dans l'équation (VI.47) afin d'obtenir la bonne dynamique d'évolution du flux critique en fonction de τ . On obtient :

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi_{crit}(\tau, \Delta T_{sub}, P, G, X_{th}) = \left(\Phi(\tau, \Delta T_{sub})^4 + \phi_{crit_p}(P, G, X_{th})^4 \right)^{\frac{1}{4}} \quad (\text{VI.50a}) \\ \Phi(\tau, \Delta T_{sub}) = \left(-9,443 \frac{1}{\Delta T_{sub}} + 1,211 \right) \frac{1}{\sqrt{\tau}} \quad (\text{VI.50b}) \end{array} \right.$$

La fig. VI.12 donne les résultats obtenus avec la correction transitoire $\Phi(\tau, \Delta T_{sub})$. Les essais utilisés par Bestion [72] sont également représentés. Cela semble montrer que, bien que la correction transitoire ait été établie sur des essais réalisés avec un élément chauffant plan, la correction transitoire ne dépend pas de la géométrie, dont l'effet n'est finalement plus que contenu dans le terme permanent. On constate que la majorité des flux critiques mesurés sont entourés à $\pm 25\%$ par la corrélation proposée, y compris les essais NSRR. Cependant, les sources dont sont issus ces essais [72] ne donnaient pas d'incertitude sur le flux critique mesuré. On a donc seulement tracé l'incertitude provenant de la détermination de τ pour ces essais. Il en est de même pour les essais CAPRI ou PATRICIA, dont l'écart expérimental à la corrélation est très important. Les références spécifiques n'ayant pas été trouvées pour ces essais, les valeurs n'ont pas pu être vérifiées.

REMARQUE :

Il est en outre tout à fait possible qu'il y ait un effet de pression que la corrélation en eq. (VI.50) ne prend pas en compte, étant donné que les essais qui ont servi à sa constitution ont tous été réalisés à pression atmosphérique⁷. Cela est un défaut qui ne peut être corrigé pour le moment étant donné le manque d'essais à d'autres pressions mais qui devra être pris en compte dans les incertitudes. Cette corrélation n'est donc pas extrapolable en l'état à des pressions élevées.

Les essais NSRR, CAPRI et PATRICIA n'ayant pas servi à la construction de cette corrélation, les points correspondants sur la figure VI.12 sont grossis. On a également placé sur cette même figure les résultats expérimentaux en ébullition sous-saturée en vase de Sakurai [81]. Ces expériences sont intéressantes dans la mesure où elles ont été réalisées à différentes pressions. Les points représentés correspondent à une sous-saturation de 80 K, et à des pressions de 5 et 7 bar. On constate une bonne adéquation de la corrélation avec l'expérience. Cela peut donner confiance en l'extrapolation de cette corrélation à basses pressions (moins de 10 bar). Néanmoins, les expériences réalisées à plus hautes pressions ont montré des comportements non réguliers, pouvant mener à une diminution drastique du flux critique en transitoire lorsque la période d'excursion diminue, et ce pour des pressions supérieures à 10 bar. Ce phénomène est assez mal compris et l'explication proposée dans [81] est incomplète. Un récent travail réalisé

7. Ce constat s'appuie sur le modèle de Serizawa [79] et Pasamehmetoglu [80] qui s'aide d'un bilan d'énergie sur la couche comprise entre la vapeur et la paroi afin de déterminer l'énergie nécessaire à l'évaporation de cette couche. Il propose une expression de flux critique transitoire dépendant de τ et également d'autres paramètres, comme la sous-saturation ou la chaleur latente de vaporisation, qui dépend de la pression.

au CEA [82] a émis quelques réserves sur ces études, étant donné que les incertitudes sont inconnues et que l'installation expérimentale n'est que très brièvement décrite [82]. En effet, un argument que la note [82] avance est que les mesures réalisées pour des tests très similaires donnent parfois des résultats très différents ($\times 4$ sur le flux critique pour un même essai entre 4 et 6 ms).

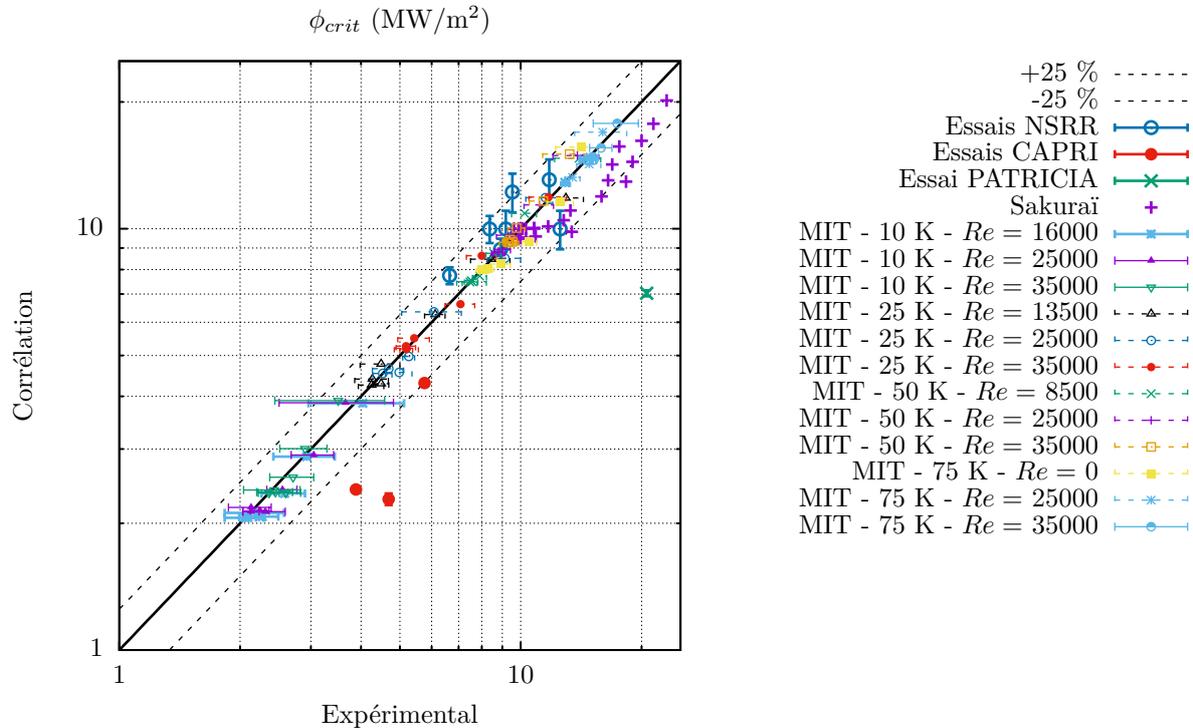


FIGURE VI.12 – Confrontation de la corrélation (VI.50) aux résultats expérimentaux de [72, 74, 81]

L'équation (VI.50) n'est donc validée que sur des essais à basse pression (moins de 10 bar) et pour un écoulement en convection forcée ou naturelle et sous-saturé, avec plus précisément une sous-saturation supérieure à 10 K.

VI.6 CALCUL DES PARAMÈTRES NÉCESSAIRES AUX MODÈLES

En vue de leur implémentation dans CATHARE2 PALANTIR, les différents modèles qui ont été présentés jusqu'ici ont besoin de certains paramètres dont le calcul est détaillé ci-dessous. Étant donné que le cœur de CABRI est sous refroidi ($\Delta T_{sub} \approx 75$ K), la corrélation de Dittus-Boelter présente dans CATHARE2 a été remplacée par celle de Sieder-Tate, ce qui est cohérent avec le choix réalisé dans [35] pour des conditions similaires.

$$Nu_{ST} = 0,027 Re^{4/5} Pr^{1/3} \left(\frac{\eta_{\infty}}{\eta_p} \right)^{0,14} \quad (VI.51)$$

Il s'agit en somme de la corrélation de Dittus-Boelter corrigée par le rapport des viscosités dans le cœur de l'écoulement et en paroi. Cette corrélation donne h_{conv} utilisée en eq. (VI.30).

Le calcul des paramètres t_1 , τ et t_2 est également important. τ est la période d'excursion, et t_1 et t_2 déterminent la durée pendant laquelle seront appliqués les modèles transitoires, c'est-à-dire la durée de l'excursion de flux en paroi. En ce qui concerne t_1 , il est déterminé dans PALANTIR comme :

$$\phi(t_1) = 1,2 \phi(t = 0) \quad (VI.52)$$

Pour la période d'excursion, le flux étant considéré comme exponentiel après t_1 (cf. fig. VI.6), on écrit :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\phi} \frac{d\phi}{dt} \quad (\text{VI.53})$$

Étant donné que le coefficient d'échange tend rapidement vers une valeur limite qui ne dépend plus que de τ , la dérivée logarithmique du flux ne dépend pas de ce coefficient d'échange et on obtient :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{T_p - T_\infty} \frac{d(T_p - T_\infty)}{dt} \quad (\text{VI.54})$$

Cela est calculé sur les dix premiers pas de temps afin de stabiliser le calcul.

Enfin, t_2 est l'instant auquel la température de paroi atteint un maximum. Les corrélations établies en transitoire rapide seront appliquées entre t_1 et t_2 .

VI.7 CONCLUSION

L'ensemble des développements qui ont été faits dans CATHARE PALANTIR pour la modélisation des échanges thermiques en paroi en situation de transitoire rapide a été présenté. Ils ont consisté en une modification du coefficient d'échange monophasique, du point d'atteinte de l'ébullition nucléée, des échanges thermiques en ébullition nucléée et du flux critique. L'atteinte du flux critique étant largement peu probable dans le cœur de CABRI, et les éléments expérimentaux manquant, les échanges en ébullition en film n'ont pas été modifiés dans CATHARE2 PALANTIR.

Les résultats obtenus avec la modélisation présentée au cours des trois derniers chapitres sont analysés dans le prochain chapitre.

Chapitre VII

Résultats de calcul avec CATHARE2 PALANTIR

Sommaire

VII.1	RÉSULTATS DE MODÉLISATION DES TRANSITOIRES CHOISIS POUR LA DÉMARCHE DE VALIDATION	124
VII.1.1	Transitoires R pour la validation de l'insertion de réactivité	124
VII.1.1.1	Écarts calcul-expérience.	124
VII.1.1.2	Résultats supplémentaires.	124
VII.1.2	Transitoires D pour la validation de l'effet Doppler	127
VII.1.2.1	Écarts calcul-expérience.	127
VII.1.2.2	Résultats supplémentaires.	129
VII.1.3	Transitoires T-D pour la validation de l'effet Doppler et de l'effet TOP	129
VII.1.3.1	Écarts calcul-expérience.	129
VII.1.3.2	Résultats supplémentaires.	130
VII.1.4	Bilan	139
VII.2	EFFET DE L'AJOUT DU MODÈLE URGAP	139
VII.3	EFFET DE LA MODIFICATION DU NUSSELT LAMINAIRE	143
VII.3.1	Effet sur une SD1	143
VII.3.2	Effet sur les SD2	143
VII.3.3	Effet sur les DD	143
VII.3.4	Bilan	146
VII.4	EFFET DE LA MODIFICATION DE LA CARTE D'ÉCOULEMENT.	147
VII.4.1	Effet du changement de la carte d'écoulement sur un calcul <i>Best-Estimate</i>	147
VII.4.1.1	Échanges thermiques paroi-fluide monophasiques.	147
VII.4.1.2	Passage en ébullition nucléée	148
VII.4.1.3	Flux critique	151
VII.4.2	Calcul pour différentes épaisseurs de jeu pastille-gaine	151
VII.5	CONCLUSION	151

Ce chapitre est dédié aux résultats obtenus avec la modélisation réalisée pour CABRI et la version PALANTIR de CATHARE2. Dans un premier temps, une comparaison calcul-expérience sera réalisée, avec les options *standard* de PALANTIR, rappelées dans le tableau VII.1. Les calculs, sans prise en compte des incertitudes, seront dits *Best-Estimate*. L'effet des différentes améliorations physiques intégrées dans PALANTIR seront par la suite présentées (également à

partir de simulations *Best-Estimate*) prise en compte de l'interaction pastille-gaine, modification du nombre de Nusselt pour les écoulements laminaires de gaz et modification de la carte d'écoulement.

Ces calculs permettront une validation préliminaire, en *Best-Estimate*, de l'outil de calcul et de la modélisation réalisée.

VII.1 RÉSULTATS DE MODÉLISATION DES TRANSITOIRES CHOISIS POUR LA DÉMARCHE DE VALIDATION

Les transitoires retenus (dont les caractéristiques sont présentées dans le tableau III.3 et tracées sur la fig. III.2) ont été simulés avec CATHARE2 PALANTIR à partir de la modélisation de CABRI réalisée. Les résultats de calcul seront tracés en lignes pleines et comparés aux mesures en pointillés. Les paramètres et options de calcul sont présentées dans le tableau VII.1.

TABLEAU VII.1 – Paramètres et options de calcul

Épaisseur de jeu à froid	175 μm
Calcul de l'anti-réactivité Doppler	Méthode différentielle et métamodèle
Carte d'écoulement en paroi	Corrélations par défaut dans CATHARE (Dittus-Boelter, passage en ébullition nucléée à $T_p = T_{sat}$, Thom, Groeneveld)
Échanges thermiques dans les barres transitoires	Corrélations par défaut dans CATHARE (Dittus-Boelter en turbulent, $Nu = 3,66$ en laminaire)
Conductance du jeu	Calcul par défaut dans CATHARE (cf. eq. (V.28))

VII.1.1 Transitoires R pour la validation de l'insertion de réactivité

VII.1.1.1 Écarts calcul-expérience

Les résultats obtenus pour ces transitoires de faible énergie déposée sont présentés sur les figures VII.1, VII.2 et VII.3. Deux échelles temporelles sont dessinées. Cela permet de constater que la cinétique de dépressurisation est très bien reproduite par CATHARE et conduit à l'augmentation de la puissance, également bien reproduite. Un écart significatif est cependant observé sur la pression finale d'hélium obtenue ($< 50\%$). Cela provient d'une limite de convergence à basse pression dans CATHARE2. La pression dans le réservoir au vide, expérimentalement de 5 mbar environ, est réglée dans la modélisation à 17,5 mbar, qui est la pression minimale admissible par CATHARE pour un pas de temps compris entre 1 s et 10^{-6} s au cours du transitoire stabilisé (avant la dépressurisation). La faible différence de pression avant l'essai entre les barres transitoires et le réservoir augmente donc l'influence de cette limite de modélisation sur la valeur de la pression finale¹. Hormis cela, l'insertion de réactivité semble correctement simulée et le pic de puissance correctement reproduit par la modélisation, mis à part une légère sous-estimation de la puissance ($\sim -5\%$), due à une surestimation de la masse volumique d'hélium dans les barres en fin de dépressurisation. Au vu des résultats *Best-Estimate* obtenus, et en accord avec la démarche de validation élaborée, la modélisation de l'insertion de réactivité est validée.

VII.1.1.2 Résultats supplémentaires

Afin de mieux appréhender la physique de ces transitoires, abordée sur le plan analytique dans le chapitre II, des résultats supplémentaires sont présentés ici pour le transitoire R3. La figure VII.4 présente les différents termes intervenant dans la réactivité totale du cœur. On constate que, pour ce type d'essais, le seul terme en réactivité est la réactivité extérieure,

1. Cette limite n'est significative que pour les transitoires à faible pression initiale, c'est-à-dire à faible énergie déposée.

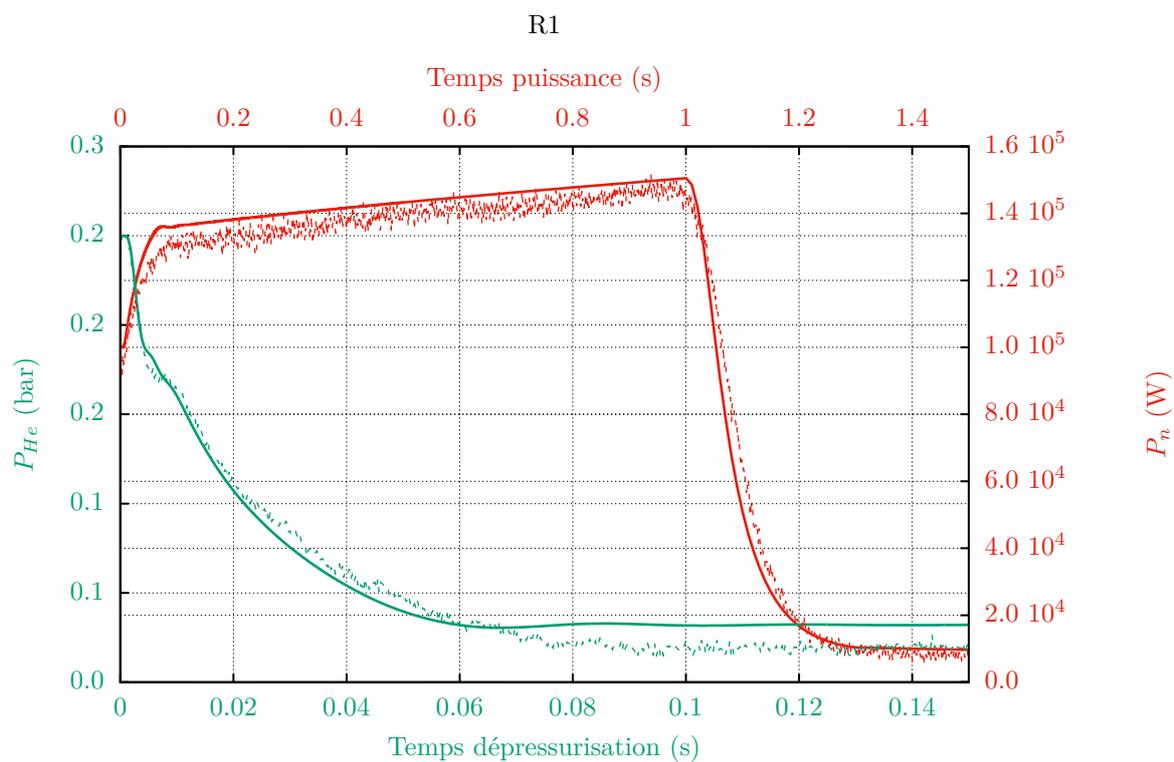


FIGURE VII.1 – Résultats obtenus pour le transitoire R1

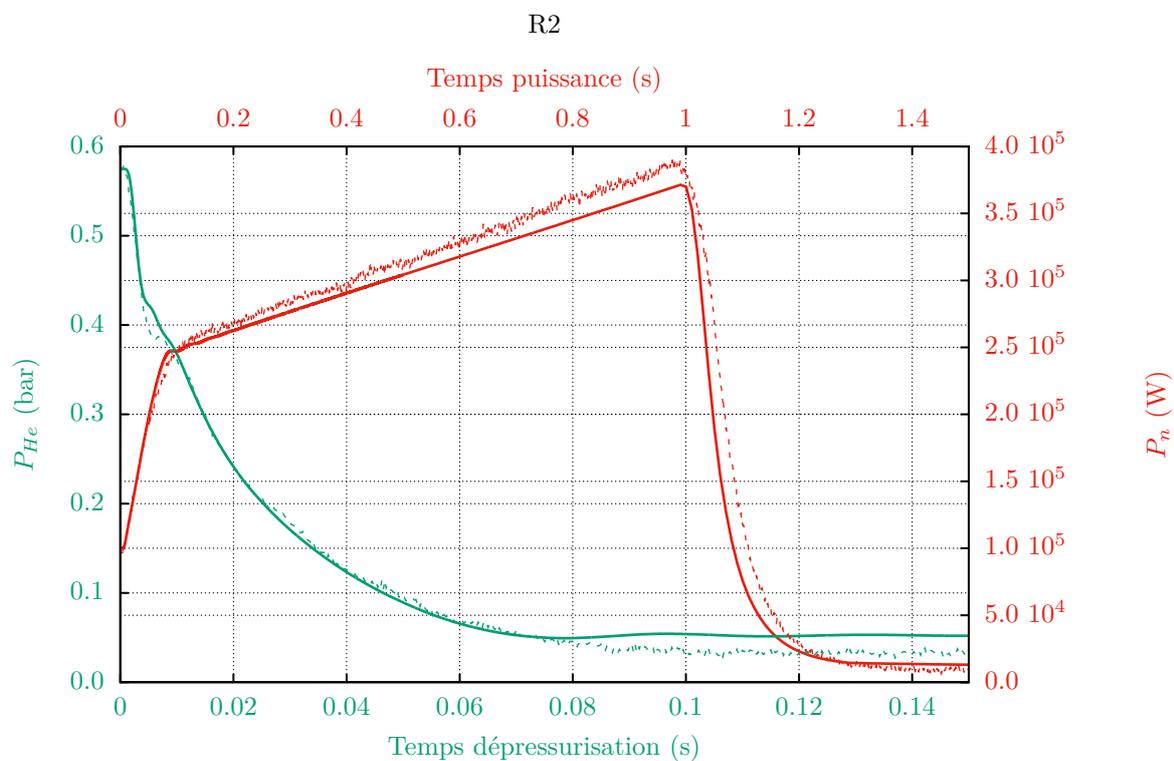


FIGURE VII.2 – Résultats obtenus pour le transitoire R2

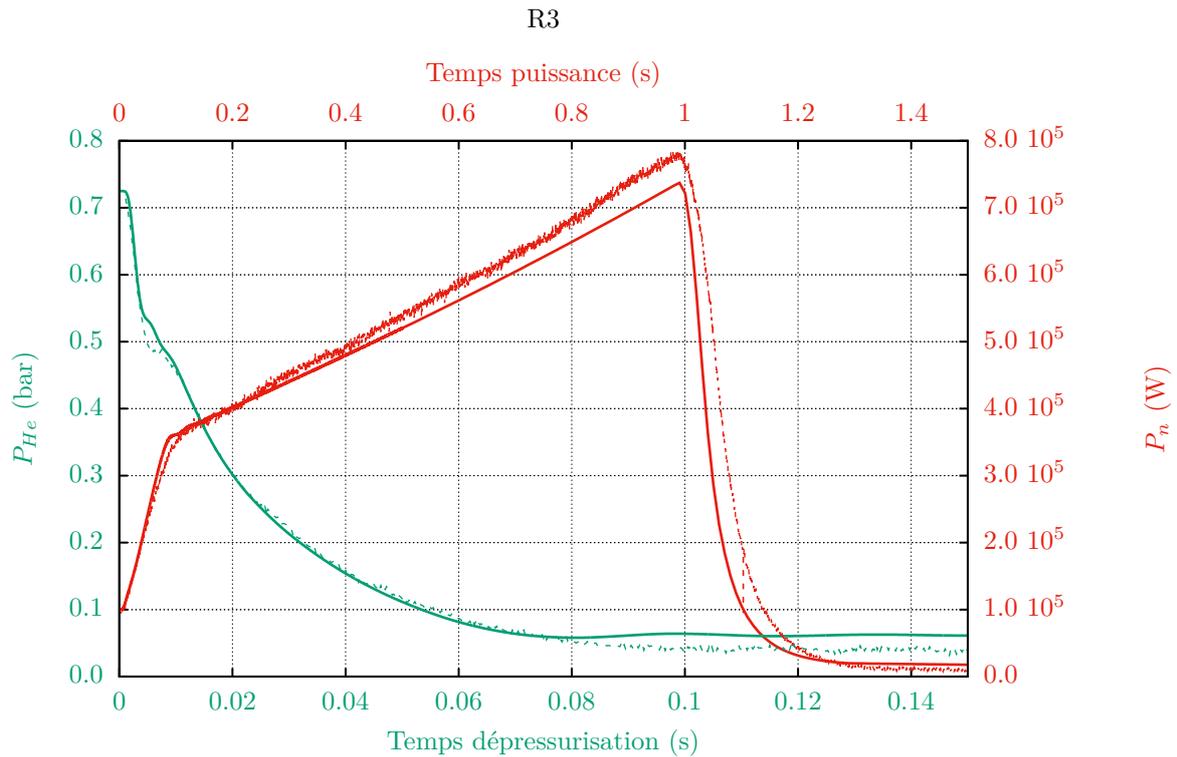


FIGURE VII.3 – Résultats obtenus pour le transitoire R3

l'augmentation de température de combustible étant encore bien trop faible pour être à l'origine d'un effet Doppler significatif. Cela vient confirmer l'analyse théorique réalisée au cours du chapitre II sur l'effet Doppler. Du côté des barres transitoires, on constate sur la fig. VII.5

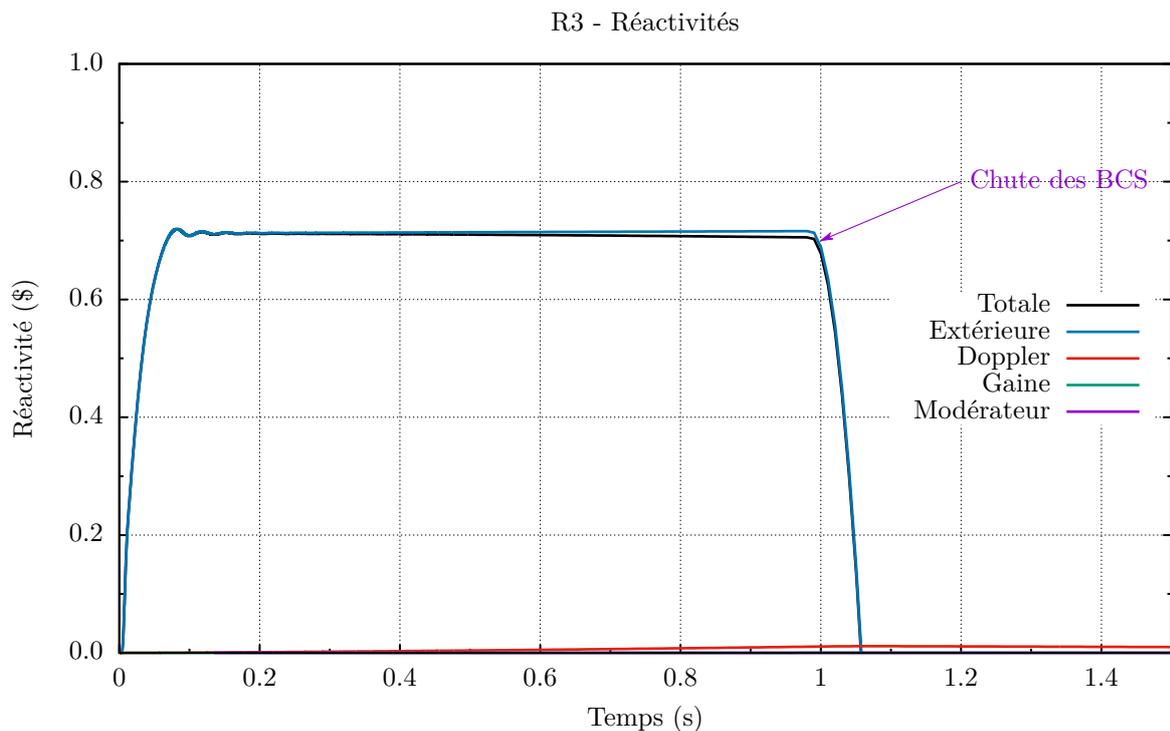


FIGURE VII.4 – Réactivités au cours du transitoire R3

que la température du gaz diminue très fortement au début du transitoire. Ce phénomène est dû à l'évacuation par la vanne d'une partie de l'énergie totale initialement contenue dans les barres transitoires, comme étudié dans les annexes E et F avec des modèles dédiés. Ensuite, les échanges thermiques rétablissent progressivement l'équilibre entre le cœur et le gaz restant dans les barres transitoires. On constate de très légères différences entre les températures de gaz dans la voie courte et dans la voie longue, se manifestant par des petites oscillations. Cela est dû à des différences de vitesses de dépressurisation entre la voie courte et la voie longue. En effet, malgré la présence d'un diaphragme placé sur la voie longue, conçu pour équilibrer les deux lignes, des petites différences de pression entre les deux lignes créent, par effet Venturi, des aspirations d'une ligne sur l'autre, expliquant ces oscillations de température. Ce phénomène peut être observé expérimentalement dans le réacteur CABRI [83].

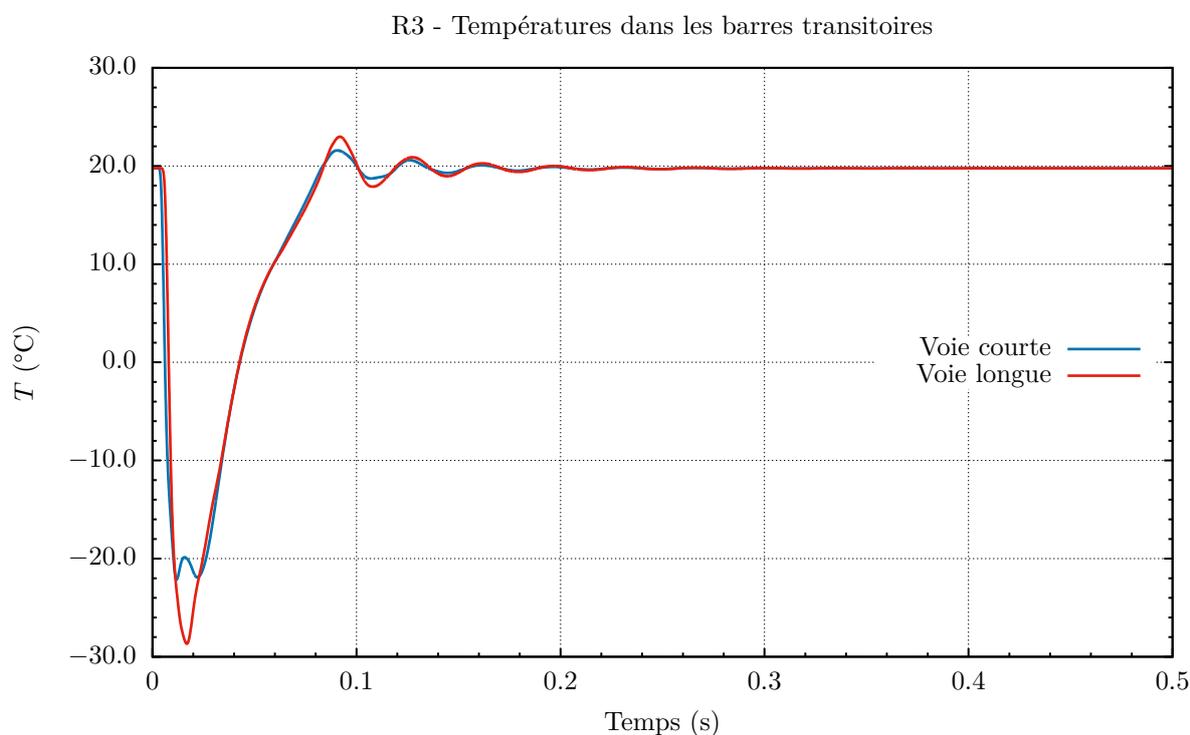


FIGURE VII.5 – Températures de gaz dans les barres transitoires au cours du transitoire R3

VII.1.2 Transitoires D pour la validation de l'effet Doppler

VII.1.2.1 Écarts calcul-expérience

Les résultats obtenus pour ces transitoires de réactivité insérée légèrement supérieure au dollar sont présentés sur les figures VII.6 et VII.7. La dépressurisation est très bien modélisée (du point de vue de la pression d'hélium) et l'écart sur la pression finale devient plus faible que pour les transitoires R. Les pics de puissance sont également très bien reproduits. Cela laisse penser que l'anti-réactivité Doppler, seul terme d'anti-réactivité intervenant dans ces transitoires, est bien modélisée. La chute des barres, bien visible sur le transitoire D1 à $t = 0,08$ s est cependant trop rapide. Cela provient de la simplicité du modèle de chute de barres utilisé, qui ne prend pas en compte l'effet des amortisseurs (*dashpots*) présents sur les barres. De ce fait, la diminution de puissance après la chute des barres est trop rapide.

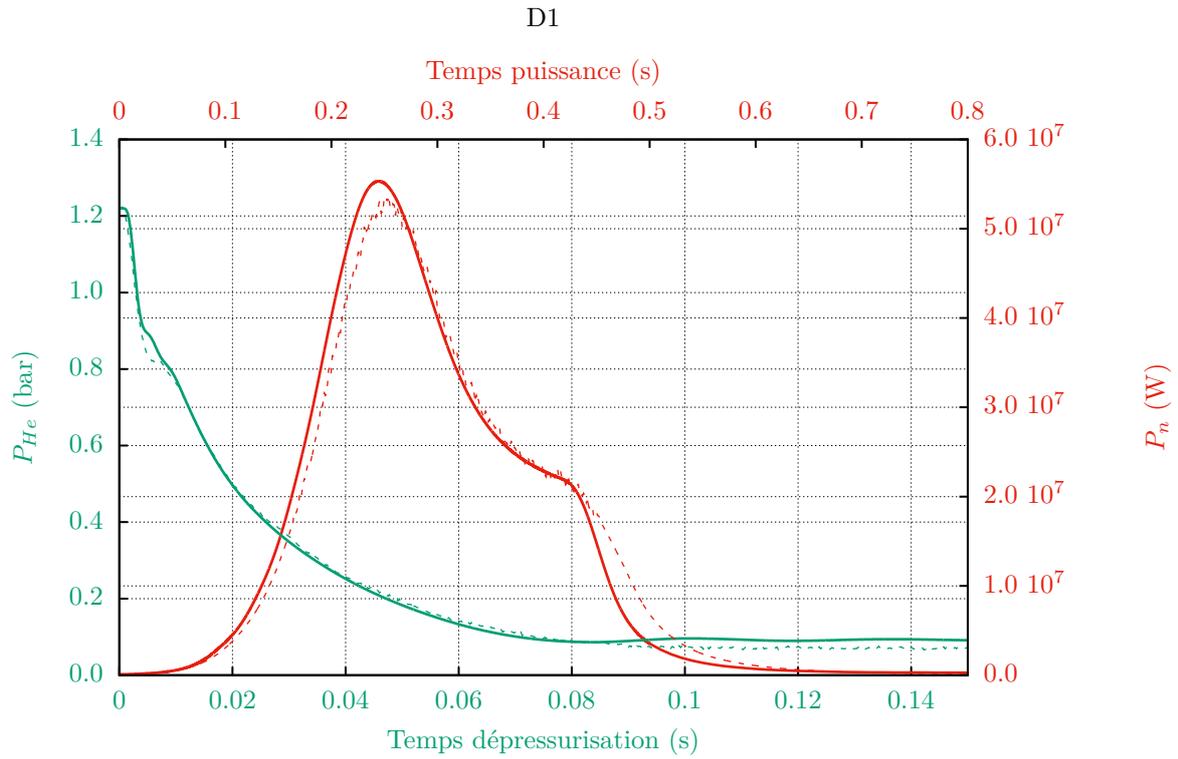


FIGURE VII.6 – Résultats obtenus pour le transitoire D1

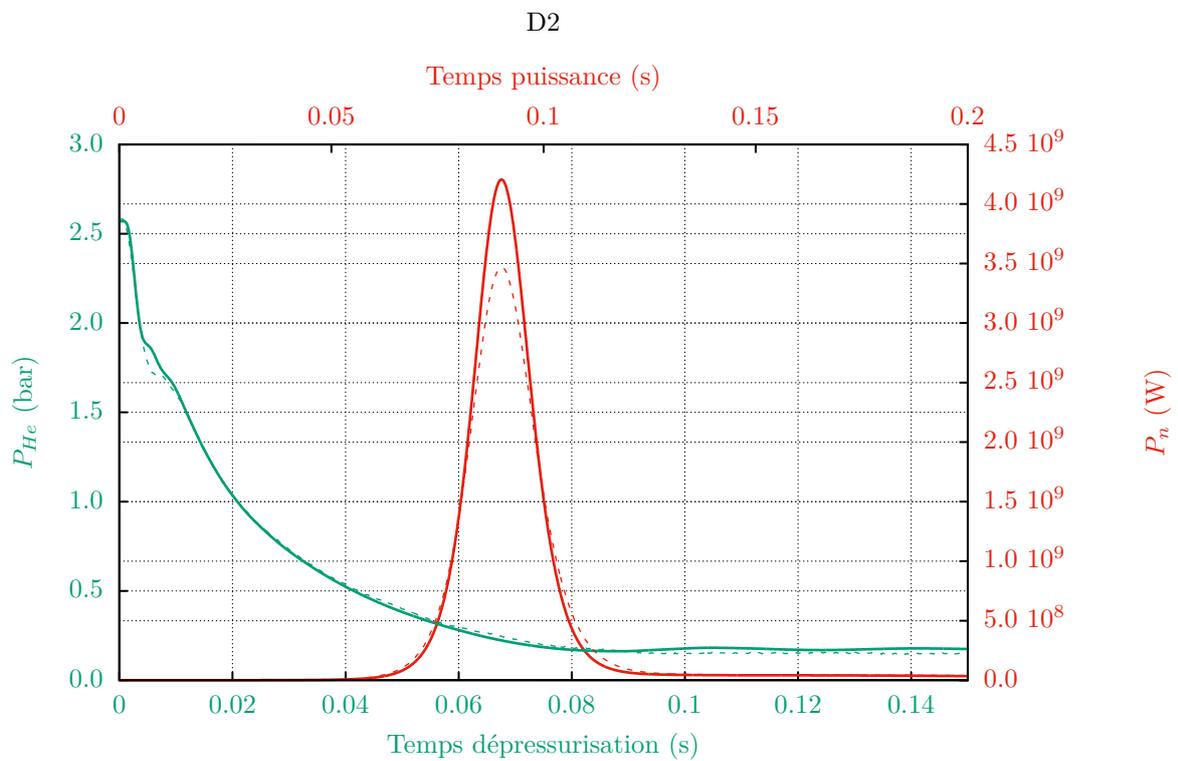


FIGURE VII.7 – Résultats obtenus pour le transitoire D2

VII.1.2.2 Résultats supplémentaires

Les observations analytiques réalisées au cours du chapitre II se vérifient à nouveau sur ces transitoires. Les résultats obtenus sur le plus énergétique des deux (le transitoire D2) sont reportés ici. En premier lieu, on constate sur la fig. VII.8 que l'effet Doppler est bien la principale contre-réaction et qu'il n'y a pas d'effet TOP suffisamment important pour induire une "bosse" à l'instant du pic de puissance. De plus, l'anti-réactivité due à la dilatation de la gaine et du modérateur sont très négligeables, en raison de la faible augmentation de leur température au cours du transitoire. Tous ces éléments semblent suggérer que les critères tracés sur la carte III.2 sont bien cohérents. Concernant le circuit des barres transitoires, la température atteint des

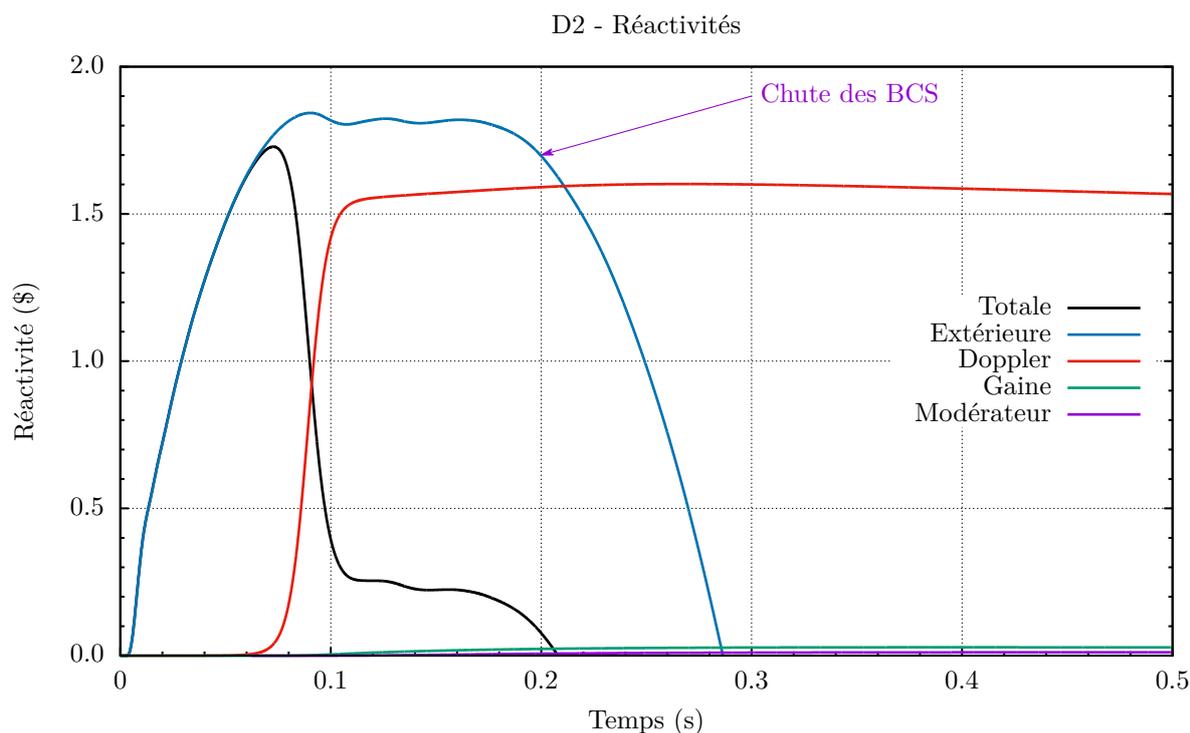


FIGURE VII.8 – Réactivités au cours du transitoire D2

valeurs très basses (jusqu'à -50 °C). Celle-ci est tracée sur la fig. VII.9. En revanche, la cinétique de diminution de température est très similaire à celle du transitoire R3. La température au début du transitoire suit une pente d'environ -2500 °C/s dans les deux cas. Cela corrobore le constat dressé dans l'annexe E, selon lequel la cinétique de diminution de masse volumique dans les barres ne dépend pas de la pression initiale, mais seulement de l'ouverture de la vanne de réglage.

VII.1.3 Transitoires T-D pour la validation de l'effet Doppler et de l'effet TOP

VII.1.3.1 Écarts calcul-expérience

Les résultats obtenus pour ces transitoires d'énergie déposée de l'ordre de 100 à 200 MJ sont présentés sur les figures VII.10, VII.11, VII.12, VII.13 et VII.14. Pour tous les transitoires, la diminution de la pression dans les barres est très bien modélisée. L'effet de pression d' ^3He minimale admissible par CATHARE2 précédemment décrit est désormais extrêmement faible. La modélisation des SD1 (T2-D3 et T3-D4) donne également un pic de puissance très proche de l'expérience. Cela confirme que, même à haute température de combustible, l'effet Doppler (seule contre-réaction observable pendant des pics de puissance si courts) est bien modélisé. De

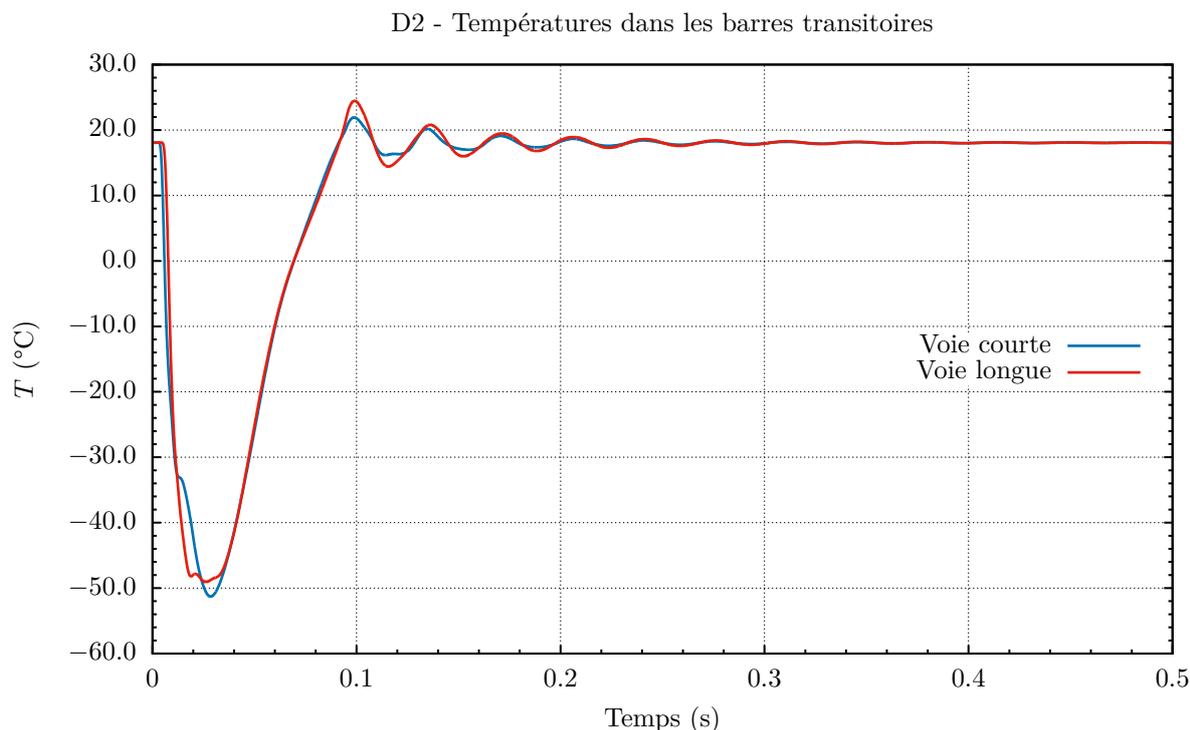


FIGURE VII.9 – Températures de gaz dans les barres transitoires au cours du transitoire D2

la même façon, la modélisation de l'effet TOP (si on s'en réfère à la bosse de pression d' ^3He à l'instant du pic) donne des résultats satisfaisants.

En revanche, la modélisation des SD2 (T1 et T4-D5) donne un pic de puissance largement sur-estimé (+56 % pour T1). On constate même pour le transitoire T1 un effet TOP qui n'apparaît pas dans l'expérience. Pour le transitoire T4-D5, l'effet TOP apparaît et semble cohérent avec l'expérience, mais le pic calculé est retardé (cf. fig. VII.13). Cet effet s'explique par la sous-estimation des échanges thermiques entre les structures du circuit des barres transitoires et le gaz ^3He avec la corrélation par défaut dans CATHARE, ce qui sera discuté dans la suite de ce chapitre. Ce phénomène est d'autant plus pénalisant pour les DD (cf. fig. VII.14) car l'insertion de réactivité est beaucoup trop tardive, et ne se fait pas avant l'ouverture de la vanne rapide de la voie gros débit. Cela mène donc à un pic de puissance correspondant à celui observé lors d'une SD1. Le pic est donc beaucoup plus étroit et plus haut que le pic expérimental (+246 %).

VII.1.3.2 Résultats supplémentaires

On s'intéresse plus précisément aux transitoires T2-D3 (SD1), T4-D5 (SD2) et T5-D6 (DD). Tout d'abord, on constate sur les figures VII.15 et VII.16 que les apports d'anti-réactivité liés à la dilatation de la gaine et du modérateur sont toujours assez faibles, inférieurs à 10 % de la réactivité extérieure. En cela, les expressions analytiques proposées au cours du chapitre II, qui ont permis de construire la carte de validation (cf. fig. III.2), sont à nouveau tout à fait représentatives de la physique des transitoires CABRI. Le critère sur l'effet TOP, en revanche, a été établi dans le cadre de certaines hypothèses assez fortes : utilisation de la théorie des perturbations et système fermé. Si on considère que la durée caractéristique de l'effet TOP est la LMH, la seconde hypothèse est plus adaptée aux transitoires SD2, car ceux-ci présentent un rapport de largeur à mi-hauteur sur temps de dépressurisation plus faible que dans le cas des

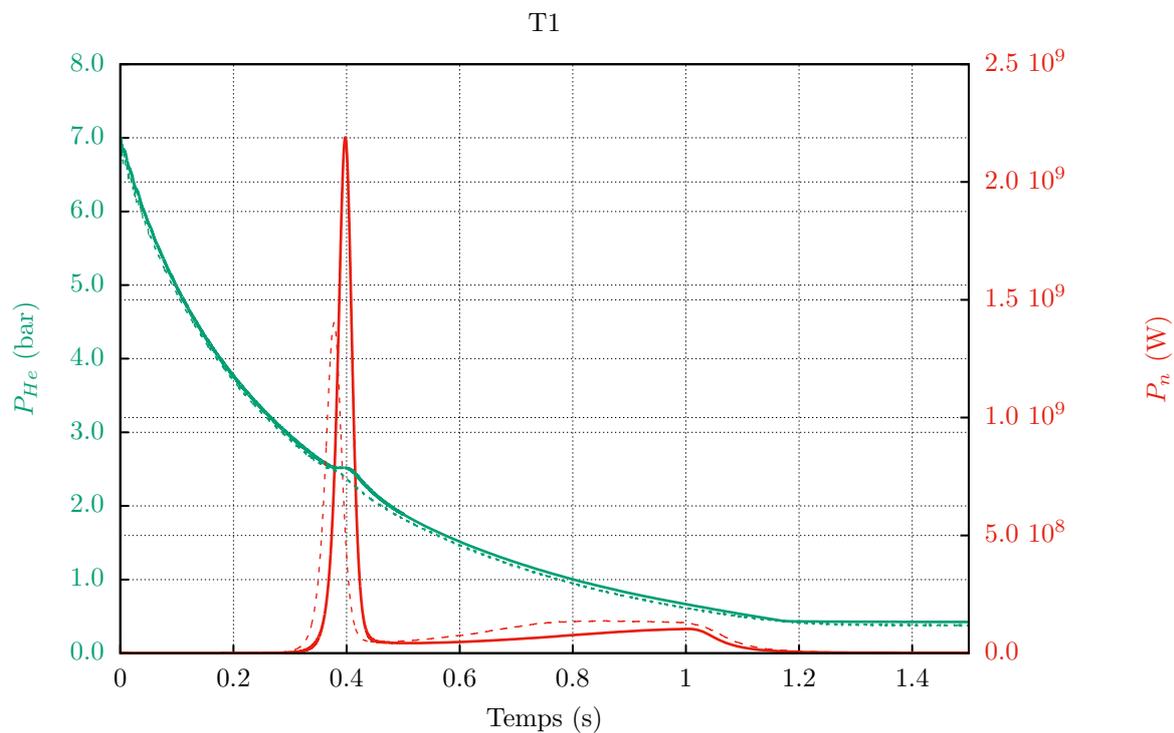


FIGURE VII.10 – Résultats obtenus pour le transitoire T1

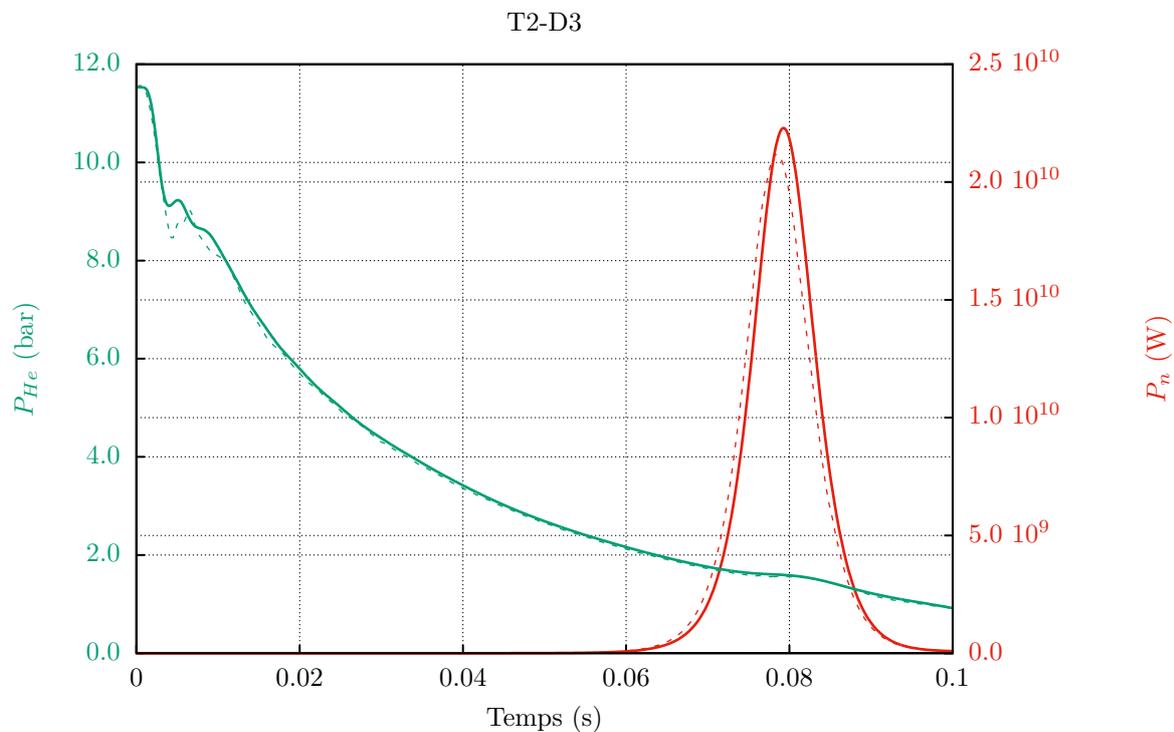


FIGURE VII.11 – Résultats obtenus pour le transitoire T2-D3

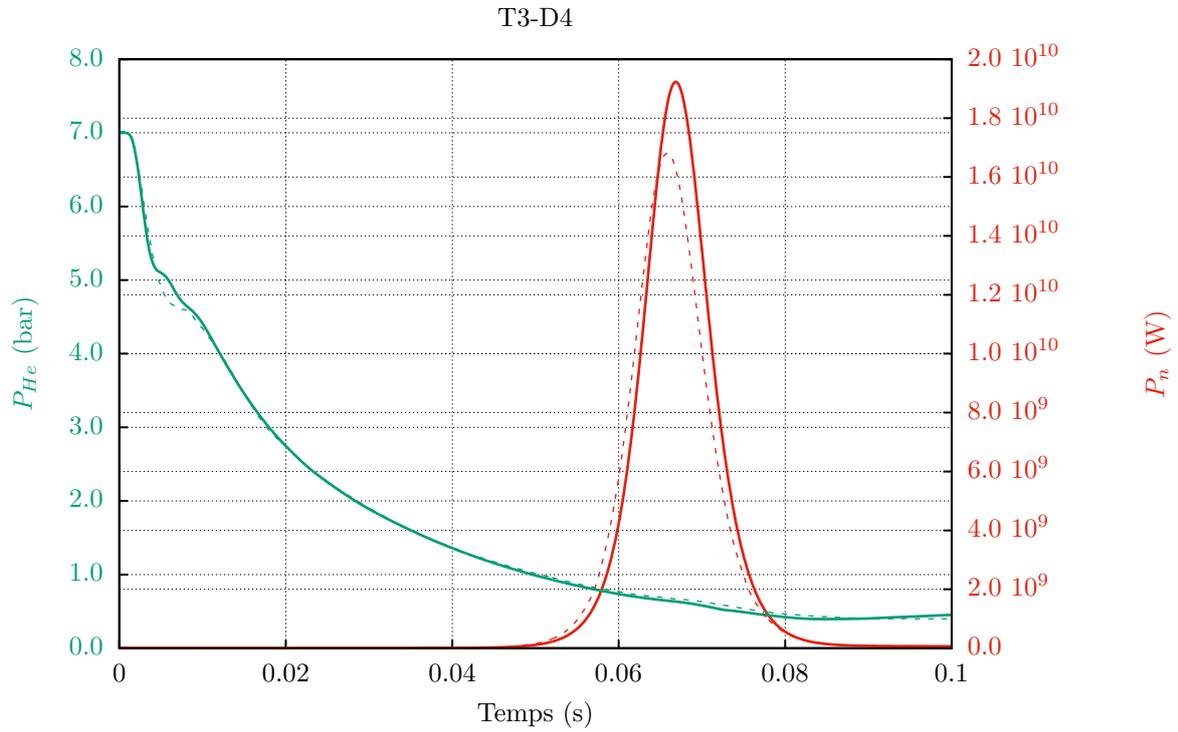


FIGURE VII.12 – Résultats obtenus pour le transitoire T3-D4

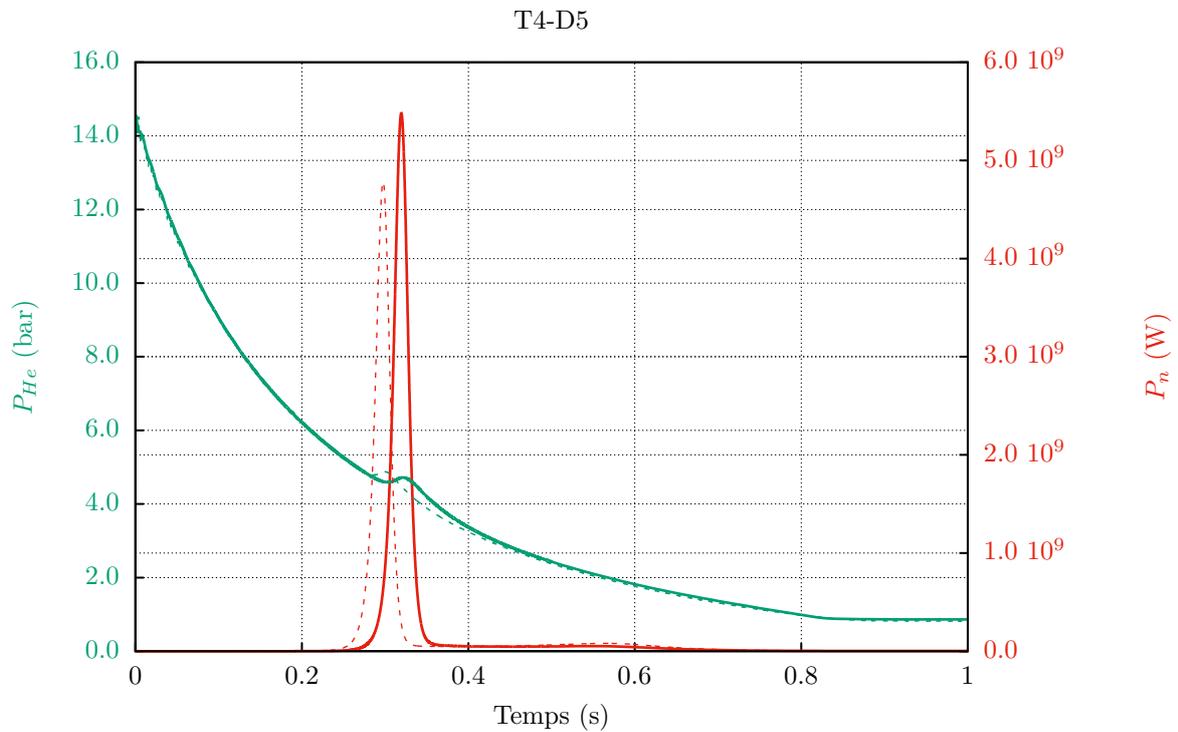


FIGURE VII.13 – Résultats obtenus pour le transitoire T4-D5

SD1². On peut donc approcher le système des barres comme un système fermé seulement pour les SD2. Ce critère analytique permet néanmoins de donner une limite inférieure en énergie déposée à l'observation de l'effet TOP. En effet, aucun transitoire étudié présentant une énergie inférieure à ce critère ne fait intervenir ce phénomène.

On constate également le décalage temporel entre les phénomènes : la contre-réaction de dilatation de gaine apparaît 20 ms après l'effet Doppler, et la contre-réaction liée au modérateur 70 ms après. On avait alors estimé qu'il fallait attendre environ 30 ms après l'échauffement du combustible pour observer le premier phénomène, et 60 ms de plus pour le second (cf. tableau III.1).

Ces constats se vérifient également sur le transitoire T5-D6 en figure VII.17. On observe également l'effet de l'ouverture de la vanne rapide de la voie "gros débit" sur la dynamique d'insertion de réactivité, passant brutalement de moins de 4 \$/s à 75 \$/s.

Deuxièmement, la température de gaine dans une maille "chaude"³ (tracée en fig. VII.18) n'atteint pas la température de saturation du liquide (aux alentours de 135 °C dans le cœur de CABRI) au cours du transitoire T4-D5, ce qui montre que l'ébullition nucléée n'est pas atteinte dans le cœur de CABRI, même avec des corrélations "standard" et avec cette valeur initiale de jeu pastille-gaine. L'écoulement reste de ce fait strictement monophasique (cf. fig. VII.19). Là encore, la validité de l'étude analytique, proposée au cours du chapitre II et résumée dans la carte III.2, se confirme.

Concernant le transitoire T2-D3 en revanche (qui est le plus énergétique des transitoires réalisés), la température de la gaine à un point chaud, représentée sur la fig. VII.20, dépasse la température de saturation. On observe également sur la fig. VII.21 un très bref passage en ébullition nucléée, avec un flux thermique d'ébullition nucléée non négligeable, mais somme toute relativement faible en comparaison de l'échange en convection forcée monophasique. Cela est très cohérent avec l'étude analytique, qui a montré que l'ébullition nucléée serait atteignable dans le cœur de CABRI au cours de transitoires déposant une énergie de plus de 230 MJ environ (dans le cadre des corrélations thermohydrauliques classiques). Or, l'énergie déposée au cours de ce transitoire simulé avec PALANTIR est de 228 MJ.

L'ébullition nucléée est également atteinte pour le transitoire T5-D6 (cf. fig. VII.22), comme on le voit également sur la fig. VII.23. L'énergie déposée au cours de ce transitoire est de 225 MJ, selon la simulation, proche du critère analytique de 230 MJ. Pour tous les transitoires étudiés, on constate que les flux thermiques restent très éloignés du flux critique, jamais atteint pour ces conditions de calcul et de valeur de jeu initial, ce que l'étude analytique des transitoires avait une fois de plus très bien prédit.

Du côté du circuit d'hélium, on constate sur la fig. VII.24 que la diminution de température dans les barres est bien plus limitée et lente dans le cas des SD2 que dans le cas des SD1, tracée en fig. VII.25. On atteint en effet -40 °C en 0,2 s là où, pour la SD1, on atteint -100 °C en 0,1 s. C'est tout à fait cohérent et simplement lié à la capacité de la vanne VABT04, bien plus faible que la VABT03 permettant de réaliser les SD1. Sur une dépressurisation aussi lente, on pressent que les échanges thermiques risquent de prendre une véritable importance. C'est la raison qui a motivé le travail présenté en §V.1.3.4 et en annexe F et dont les résultats sont analysés dans la suite de ce chapitre. On observe également une "bosse" de température dans les barres qui correspond à l'effet TOP (à 0,07 s pour le transitoire T2-D3 et à 0,35 s pour le transitoire T4-D5). On constate également une rupture de pente à environ 0,82 s (cf. fig. VII.25). Celle-ci correspond à un changement de régime d'écoulement dans la vanne de réglage, passant de sonique à subsonique. La figure VII.26 donne la température de l'hélium au cours du transitoire T5-D6. Le gaz se refroidit au fur et à mesure de sa détente puis les

2. La largeur à mi-hauteur d'un pic de SD2 est de l'ordre de 20 ms, pour un temps de dépressurisation d'environ 1 s, alors que dans le cas d'une SD1, la LMH est de l'ordre de 10 ms, et la dépressurisation se fait en moins de 0,2 s.

3. Par mesure de simplification et afin de donner une idée du phénomène, on se place ici dans la maille où la température de gaine est maximale.

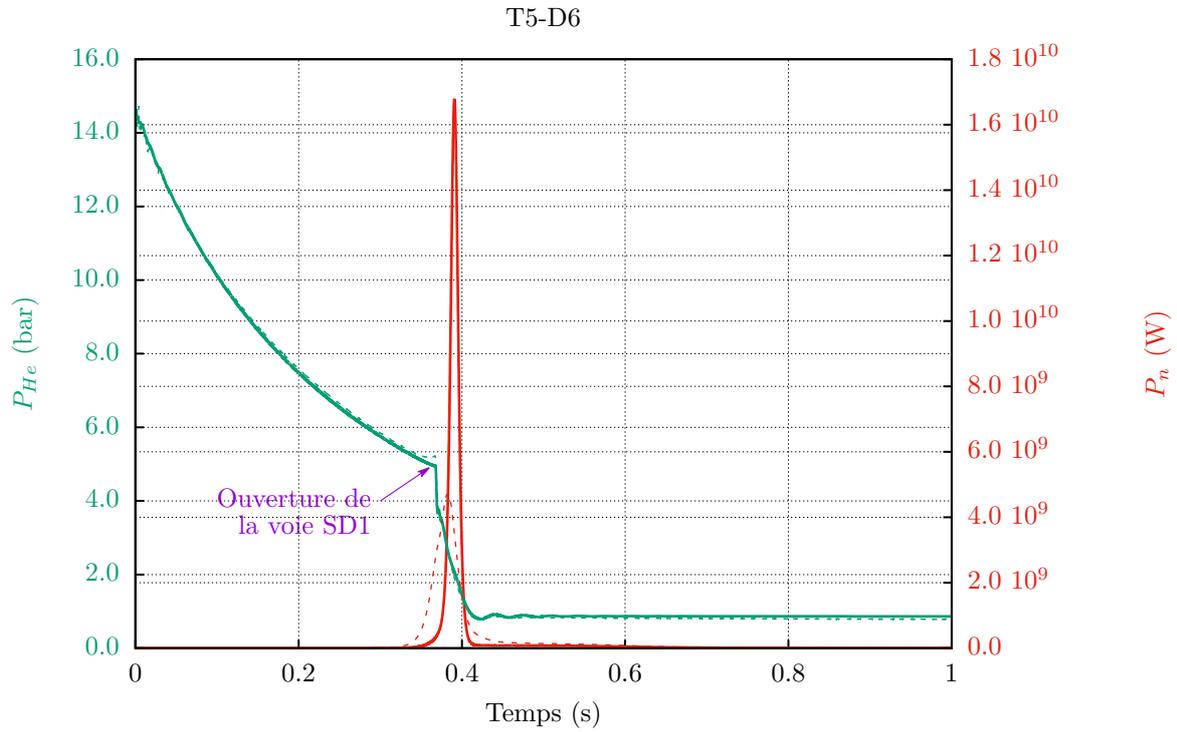


FIGURE VII.14 – Résultats obtenus pour le transitoire T5-D6

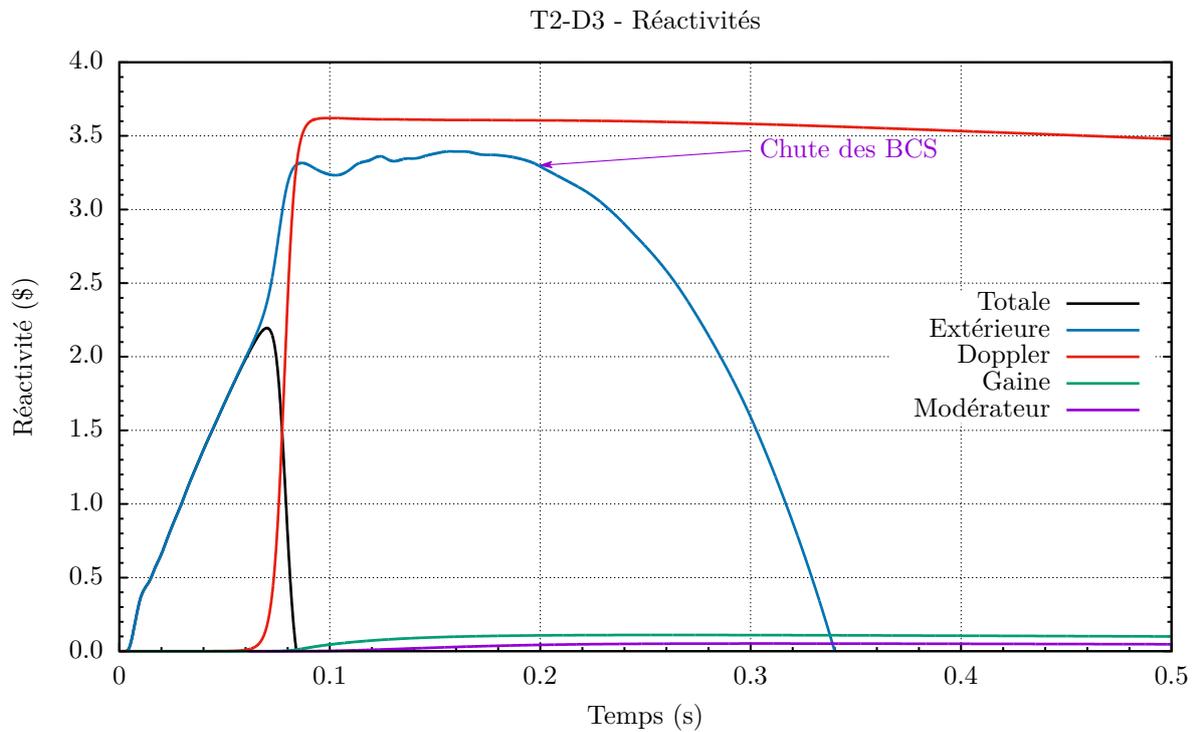


FIGURE VII.15 – Réactivités au cours du transitoire T2-D3

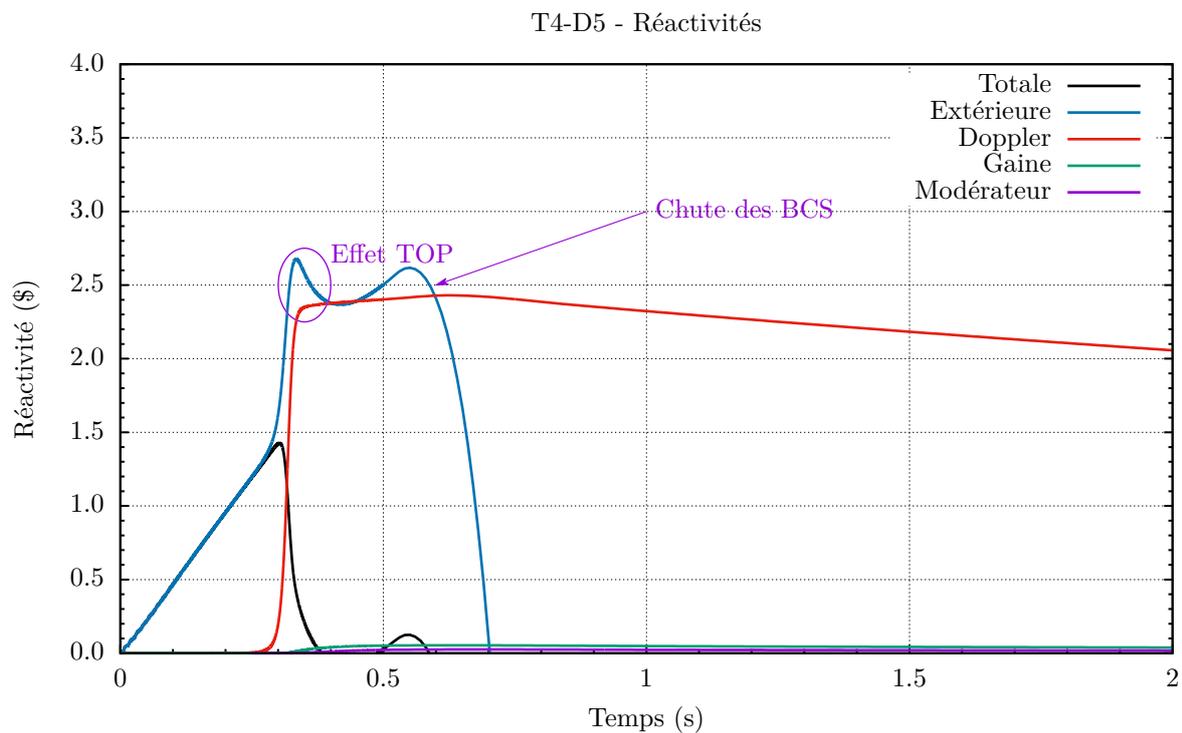


FIGURE VII.16 – Réactivités au cours du transitoire T4-D5

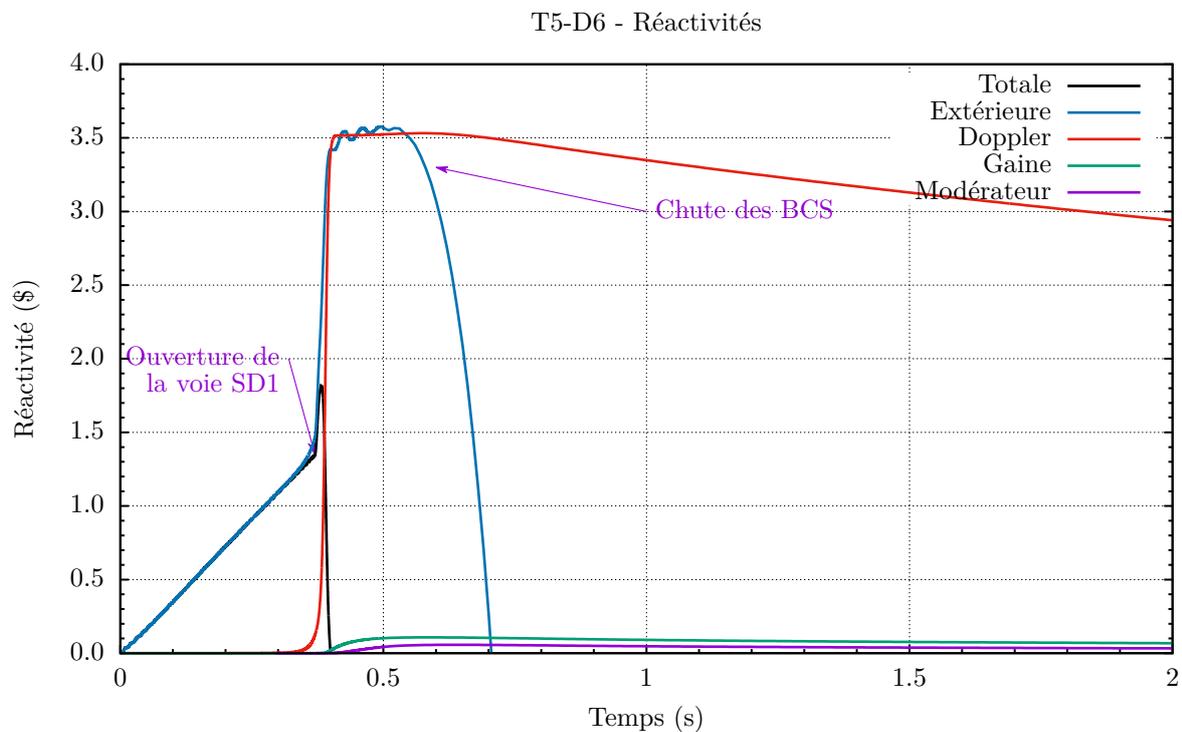


FIGURE VII.17 – Réactivités au cours du transitoire T5-D6

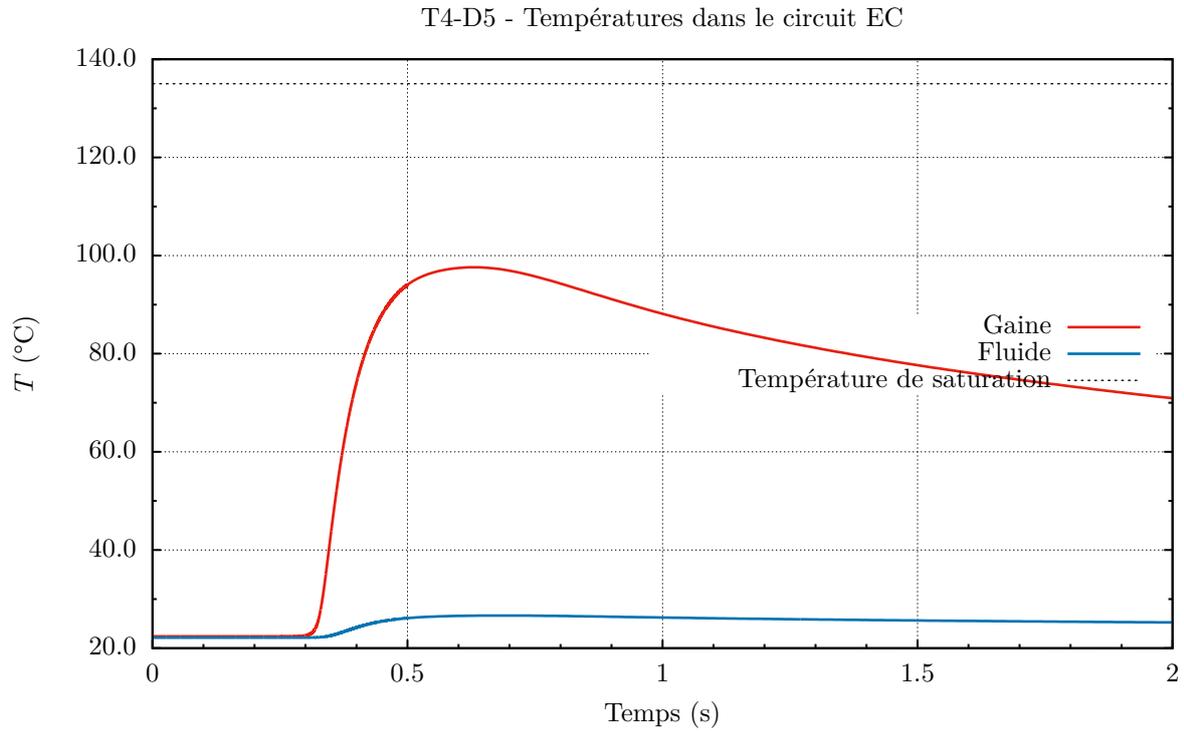


FIGURE VII.18 – Températures à un point chaud au cours du transitoire T4-D5

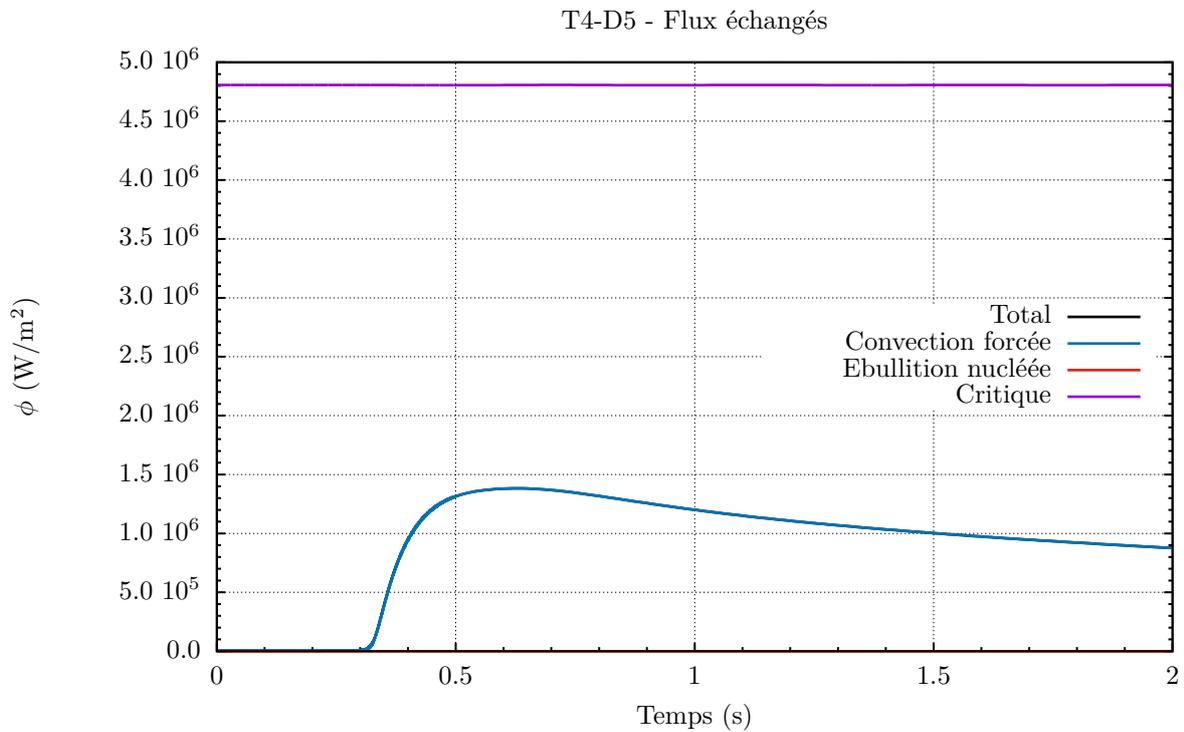


FIGURE VII.19 – Flux thermiques échangés en paroi au cours du transitoire T4-D5

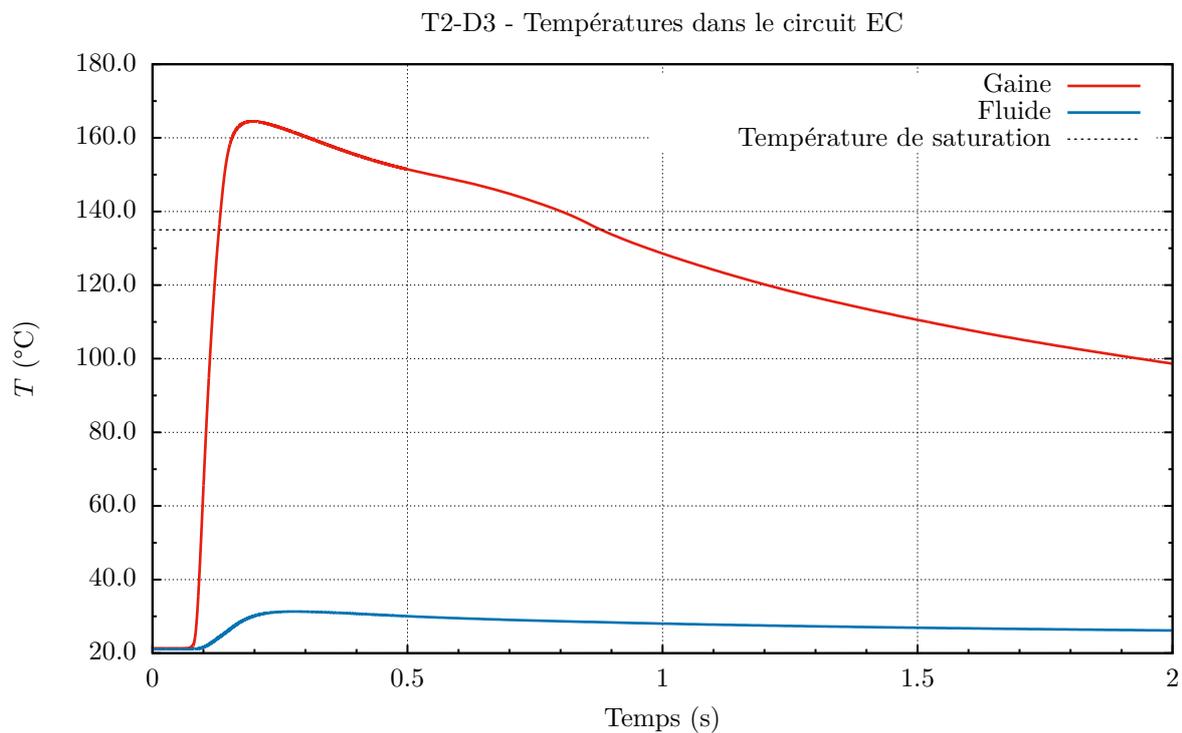


FIGURE VII.20 – Températures à un point chaud au cours du transitoire T2-D3

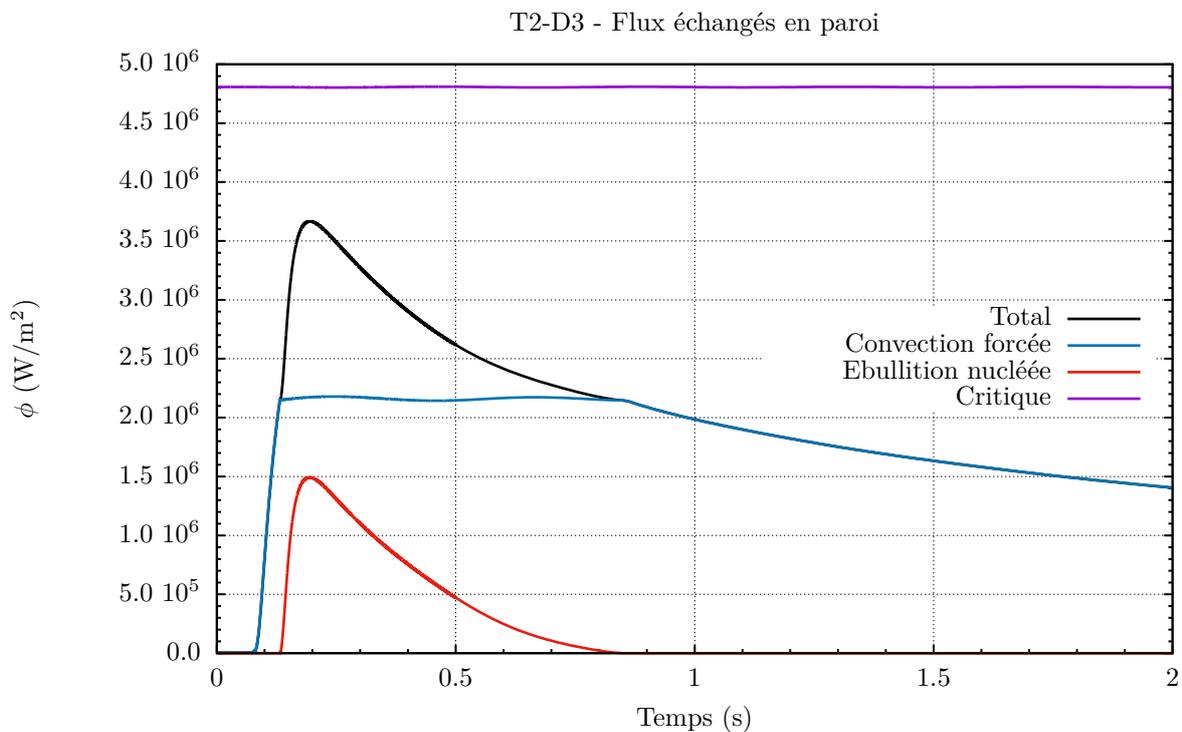


FIGURE VII.21 – Flux thermiques échangés en paroi au cours du transitoire T2-D3

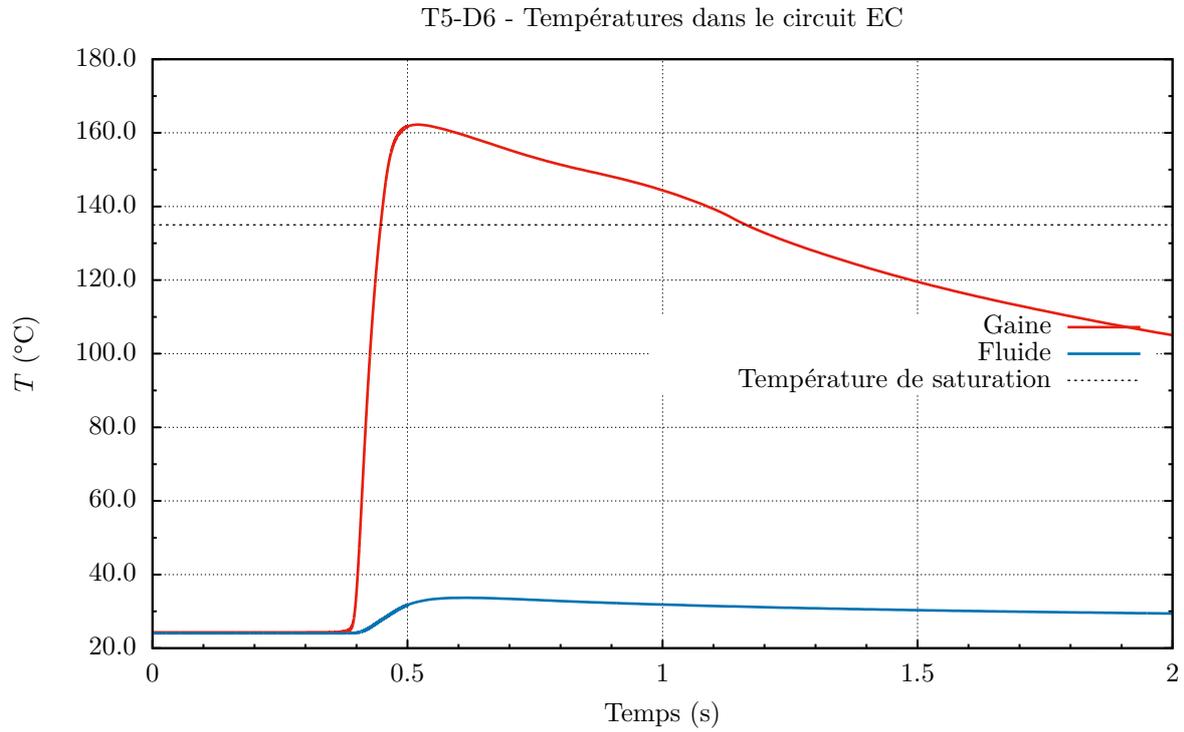


FIGURE VII.22 – Températures à un point chaud au cours du transitoire T5-D6

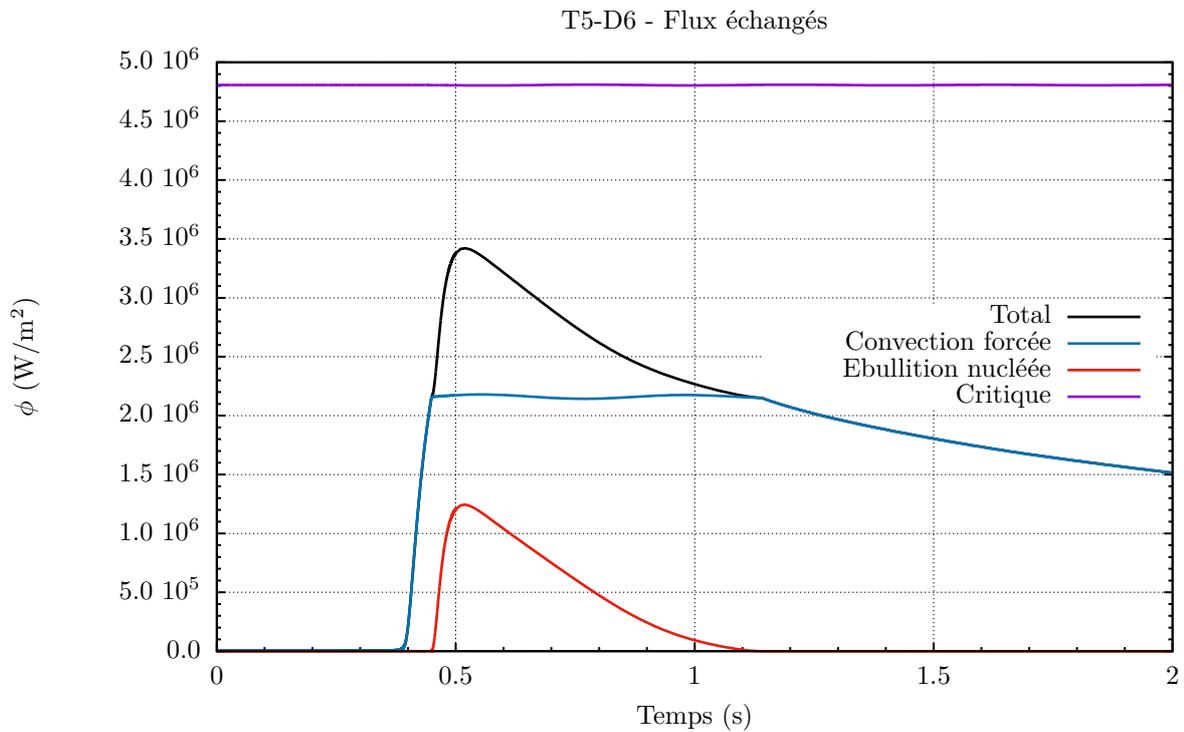


FIGURE VII.23 – Flux thermiques échangés en paroi au cours du transitoire T5-D6

échanges thermiques réchauffent l'hélium progressivement, jusqu'à l'ouverture de la vanne rapide de la voie SD1, qui provoque une nette rupture de pente puis une diminution drastique de la température, avant que le gaz dans les barres n'atteigne l'équilibre thermique avec le circuit.

VII.1.4 Bilan

Cette partie a donc permis de vérifier l'efficacité de CATHARE2 PALANTIR et de ses modèles neutroniques pour la modélisation des transitoires CABRI.

Les écarts calcul-expérience pour les paramètres d'intérêt dans les précédents calculs sont indiqués dans le tableau VII.2. Si l'ensemble des résultats pour les SD1 semblent très satisfaisants, l'écart calculé sur les mêmes paramètres d'intérêt pour les SD2 est plus élevé. On obtient en effet en moyenne sur les SD1 6 % d'écart sur la puissance maximale, 2 % d'écart sur l'énergie déposée et -5% d'écart sur la largeur à mi-hauteur. Pour les SD2, en revanche, les écarts sont plus élevés, notamment sur la puissance maximale calculée. Cela explique les écarts importants entre le calcul et l'expérience observés sur les DD.

Néanmoins, au vu des résultats obtenus sur les SD1, la modélisation la dépressurisation de l'hélium au cours des SD1 et la modélisation de l'effet Doppler sont validées.

Les prochaines parties traitent de l'effet des différentes améliorations physiques sur les paramètres d'intérêt et sur les grandeurs locales également.

TABLEAU VII.2 – Écart calcul-expérience pour les essais constituant la matrice de validation définie au chapitre III

Transitoire	Puissance	Énergie déposée	Écart maximal	
			LMH	Pression d'hélium
R1 (SD1)	+3 %	+0,5 %	indéfinie	+56 % (pression finale)
R2 (SD1)	-4 %	-6 %	indéfinie	+50 % (pression finale)
R3 (SD1)	-3 %	-5 %	indéfinie	+25 % (pression finale)
D1 (SD1)	+5 %	+10 %	-0,1 %	+20 % (pression finale)
D2 (SD1)	+21 %	+7 %	-10 %	+20 % (pression finale)
T1 (SD2)	+56 %	-7 %	-14 %	+6 %
T2-D3 (SD1)	+7 %	+2 %	-4 %	+6 %
T3-D4 (SD1)	+15 %	+7 %	-4 %	-8 %
T4-D5 (SD2)	+15 %	+11 %	-1,5 %	+6 %
T5-D6 (DD)	+246 %	+21 %	-65%	+4 %

VII.2 EFFET DE L'AJOUT DU MODÈLE URGAP

Afin d'observer une interaction pastille-gaine (qu'on ne constate en aucun point du cœur avec le jeu à froid fixé à 175 μm), le jeu initial est maintenant réduit à 50 μm . On va donc s'intéresser aux effets locaux générés par ce phénomène. On simule deux transitoires très énergétiques pendant lesquels ce phénomène devrait avoir le plus d'importance : T3-D4 et T4-D5.

On constate que, pour les deux transitoires, l'effet de ce modèle sur la température de gaine est à peine perceptible (cf. fig. VII.28 et VII.30) par rapport au calcul réalisé avec les options standard par CATHARE2. Le contact entre la pastille et la gaine étant très court, l'effet de l'augmentation importante de la conductance qu'on observe sous l'effet du contact pastille-gaine n'a pas le temps d'influencer le bilan thermique (cf. fig. VII.27 et VII.29). Ce contact se manifeste sur les graphes par l'atteinte d'une valeur minimale de l'épaisseur du jeu.

Lorsque le jeu est ouvert, les différences de conductance entre le calcul "standard" réalisé par CATHARE2 et le modèle URGAP proviennent des longueurs d'extrapolation comme décrites en eq. (V.30). Il faudrait donc des transitoires avec des contacts beaucoup plus longs pour en

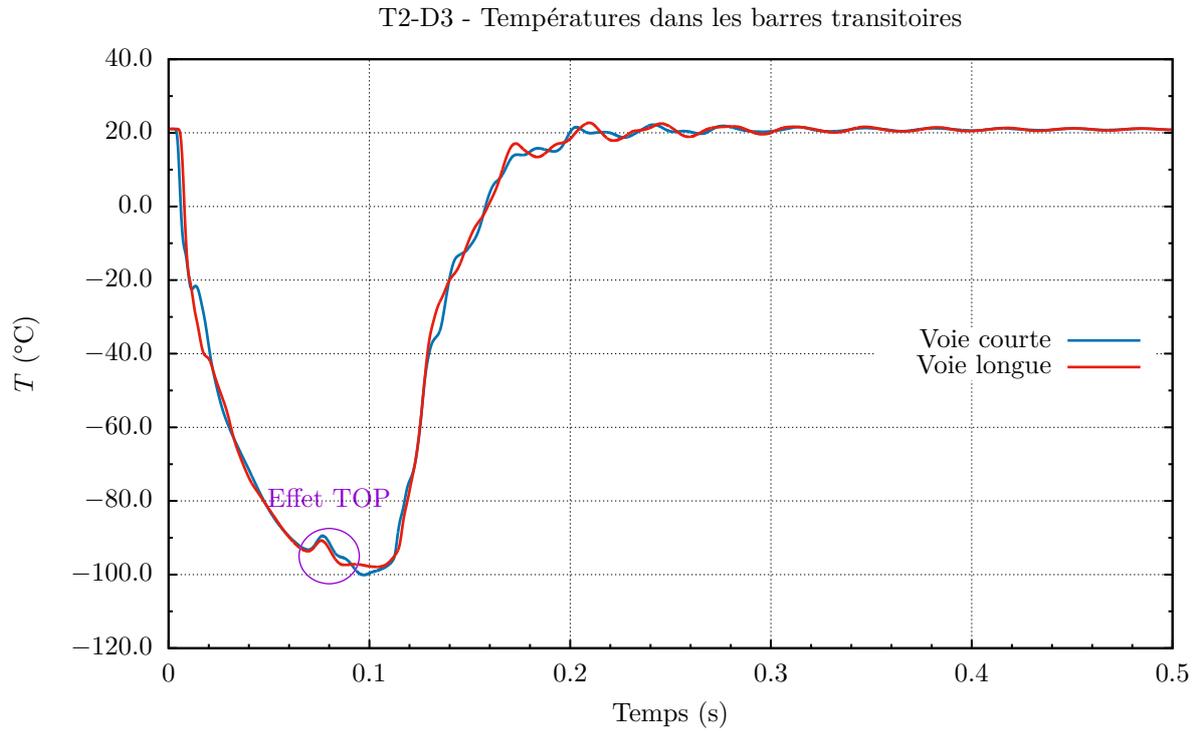


FIGURE VII.24 – Températures de gaz dans les barres transitoires au cours du transitoire T2-D3

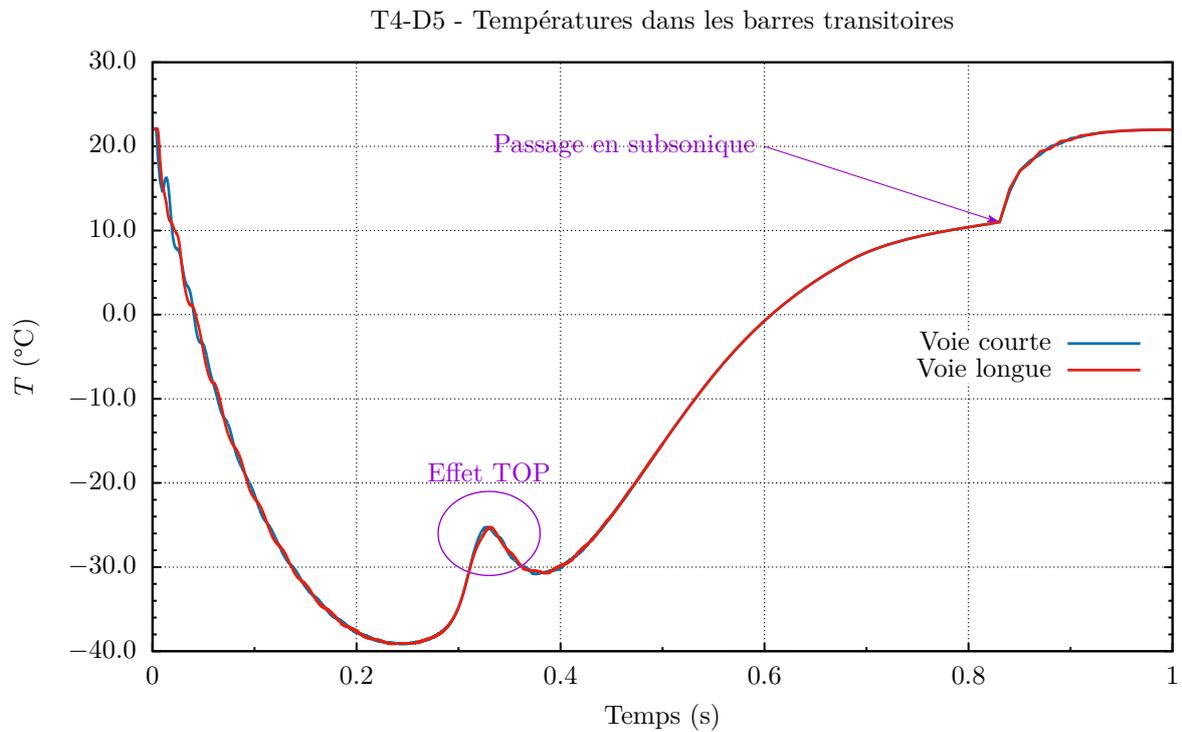


FIGURE VII.25 – Températures de gaz dans les barres transitoires au cours du transitoire T4-D5

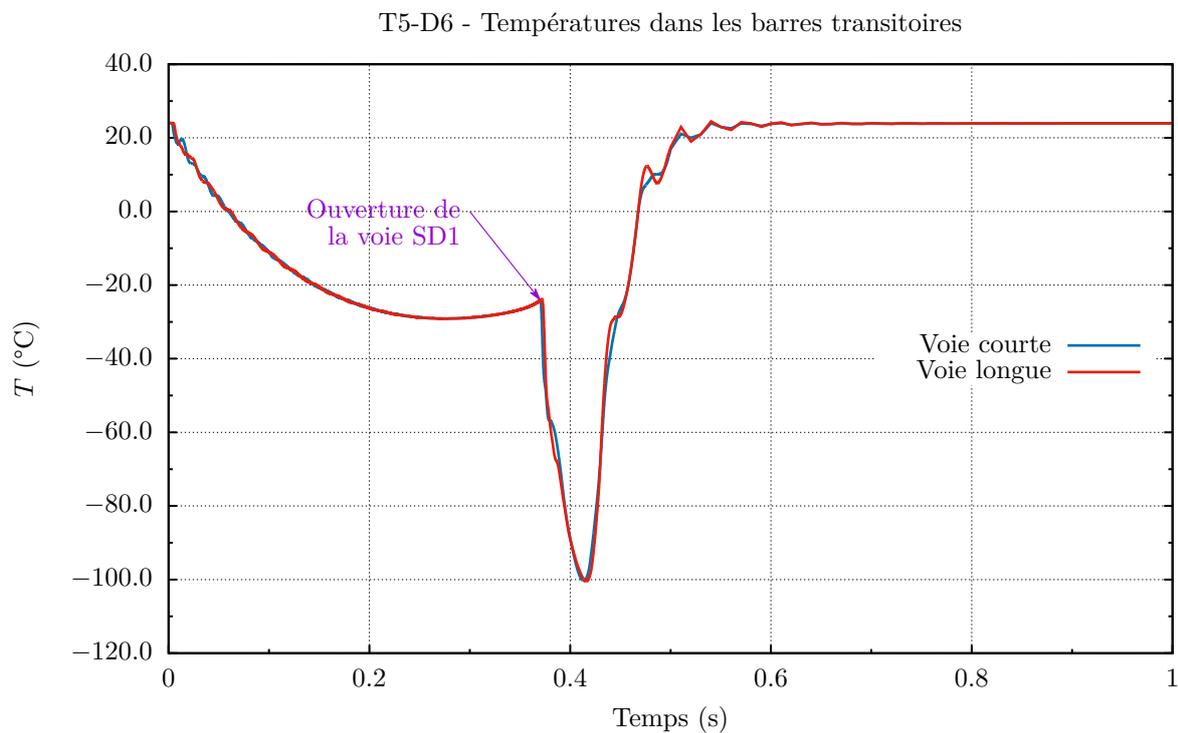


FIGURE VII.26 – Températures de gaz dans les barres transitoires au cours du transitoire T5-D6

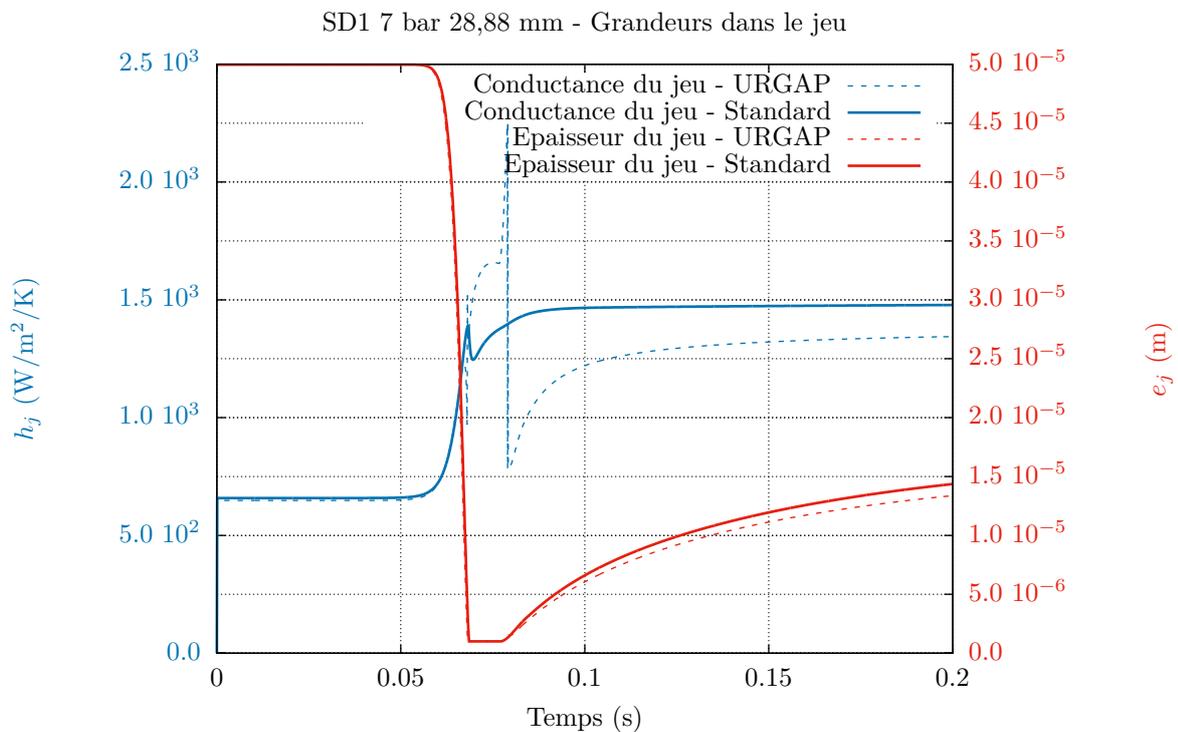


FIGURE VII.27 – Effet du modèle URGAP sur les grandeurs dans le jeu - T3-D4

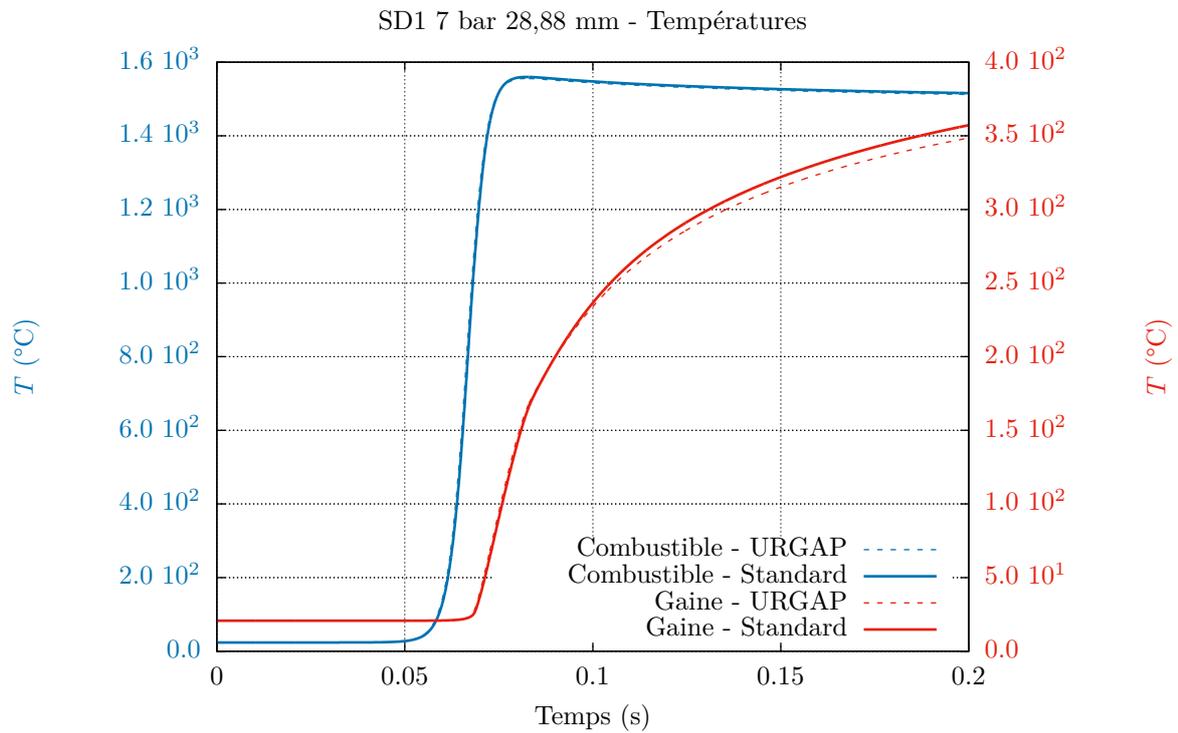


FIGURE VII.28 – Effet du modèle URGAP sur les températures - T3-D4

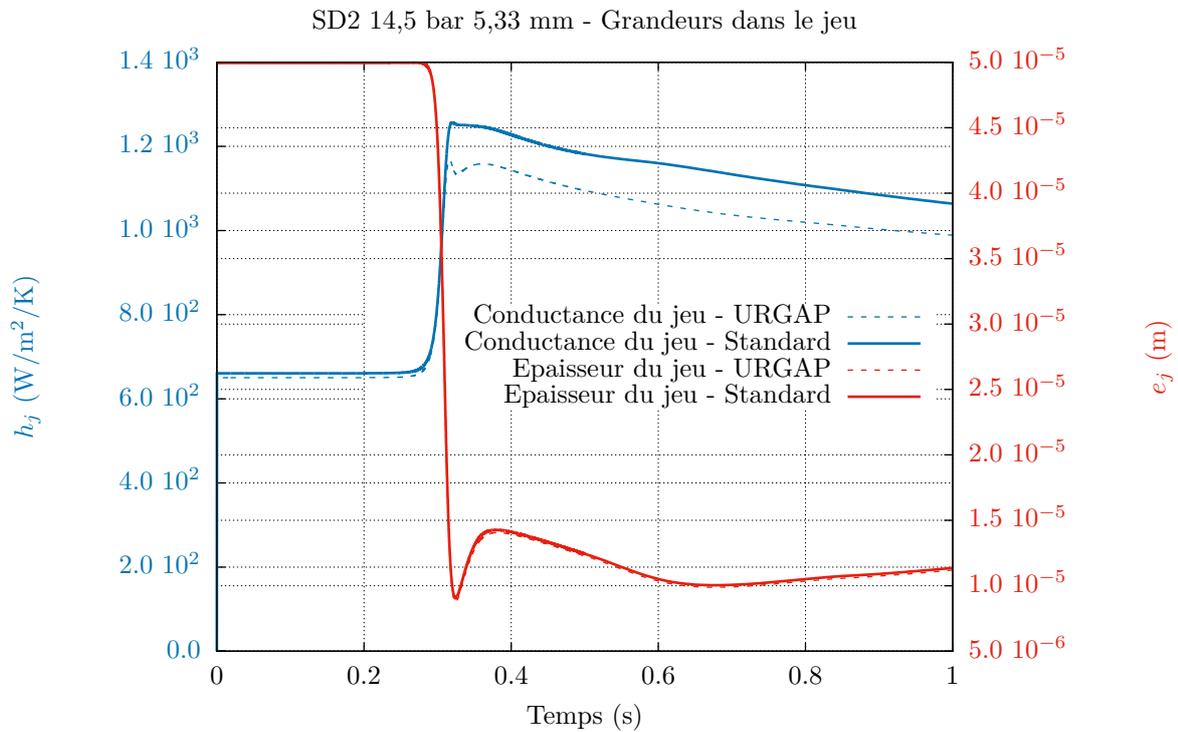


FIGURE VII.29 – Effet du modèle URGAP sur les grandeurs dans le jeu - T4-D5

voir l'effet sur le flux échangé à la gaine puis au fluide, et donc la température de sortie du cœur. Les oscillations observées proviennent d'une discontinuité de modèle : lorsque le jeu atteint une certaine valeur (proche de $1\ \mu\text{m}$), on considère que l'interaction pastille-gaine débute. Il est donc possible dans un calcul que, d'un pas de temps à l'autre, le jeu oscille autour de cette valeur, ce qui donne une conductance variant entre sa valeur par conduction pure dans le jeu et sa valeur par contact.

Le calcul "standard" réalisé par CATHARE2 suffit donc, dans le cadre de la simulation des transitoires CABRI, au vu des très courtes périodes de contact entre la pastille et la gaine, même s'il ne modélise pas tous les phénomènes physiques en détail.

VII.3 EFFET DE LA MODIFICATION DU NUSSULT LAMINAIRE

L'effet de la corrélation du nombre de Nusselt en écoulement laminaire transitoire détaillée en eq. (V.23) a été étudié sur quatre transitoires parmi ceux retenus pour la validation ainsi que sur une double dépressurisation supplémentaire. Les figures suivantes présentent la comparaison calcul-expérience des évolutions de la puissance neutronique (lignes pleines) et de la pression dans les barres transitoires (en pointillés) en fonction du temps. Avant toute chose, on constate que l'évolution de pression est toujours très bien simulée par CATHARE2, avec ou sans modification du nombre de Nusselt dans les barres, et ce pour tous les transitoires qui vont être présentés dans cette partie. Cela permet d'avoir une base commune pour la comparaison entre les différents modèles et l'expérience.

VII.3.1 Effet sur une SD1

On constate par ailleurs, comme illustré sur la fig. VII.31, que cette corrélation ne modifie que très peu les résultats sur les SD1 (courbes bleue et rouge sont superposées), étant donné que l'écoulement dans les barres au cours de ces dépressurisations est majoritairement turbulent, sauf aux tous premiers instants de la dépressurisation. Le transitoire présenté est une SD1 de 7 bar pour une course de 28,88 mm, correspondant au transitoire T3-D4 de la matrice de validation (cf. tableau III.3).

VII.3.2 Effet sur les SD2

Le changement est en revanche très significatif sur les SD2. On constate sur les fig. VII.32 VII.33 que le retard que l'on observait dans la partie précédente sur le pic de puissance simulé est largement réduit. L'effet TOP qu'on identifie bien au moment du pic sur la courbe de pression est plus faible grâce à la modification du Nusselt, car la densité de gaz dans les barres est plus faible. Le surplus de réactivité dû à l'effet TOP est alors plus faible, menant à une réduction de la puissance maximale simulée. Les transitoires présentés sont une SD2 de 7 bar-3,81 mm et une SD2 de 14,5 bar-5,33 mm, correspondant respectivement aux transitoires T1 et T4-D5 de la matrice de validation (cf. tableau III.3).

VII.3.3 Effet sur les DD

L'apport le plus remarquable concerne les doubles dépressurisations. Dans le cadre des simulations standard, le problème de "retard" dans l'injection de réactivité au cours des SD2 était encore plus pénalisant pour les DD. En effet, la première partie de la dépressurisation est réalisée par la voie SD2, et la seconde par la voie SD1. L'instant d'ouverture de la voie "gros débit" est parfois très précoce et l'insertion de réactivité au cours de la première phase de la dépressurisation soit insuffisante dans les simulations standard. La puissance n'augmente donc qu'après l'ouverture de la seconde voie. On obtient alors dans ce cas un pic de puissance qui correspond quasiment à celui d'une SD1, donc beaucoup plus haut et beaucoup moins large que le pic expérimental de DD. Les fig. VII.34 et VII.35 illustrent ce phénomène. Le pic calculé est

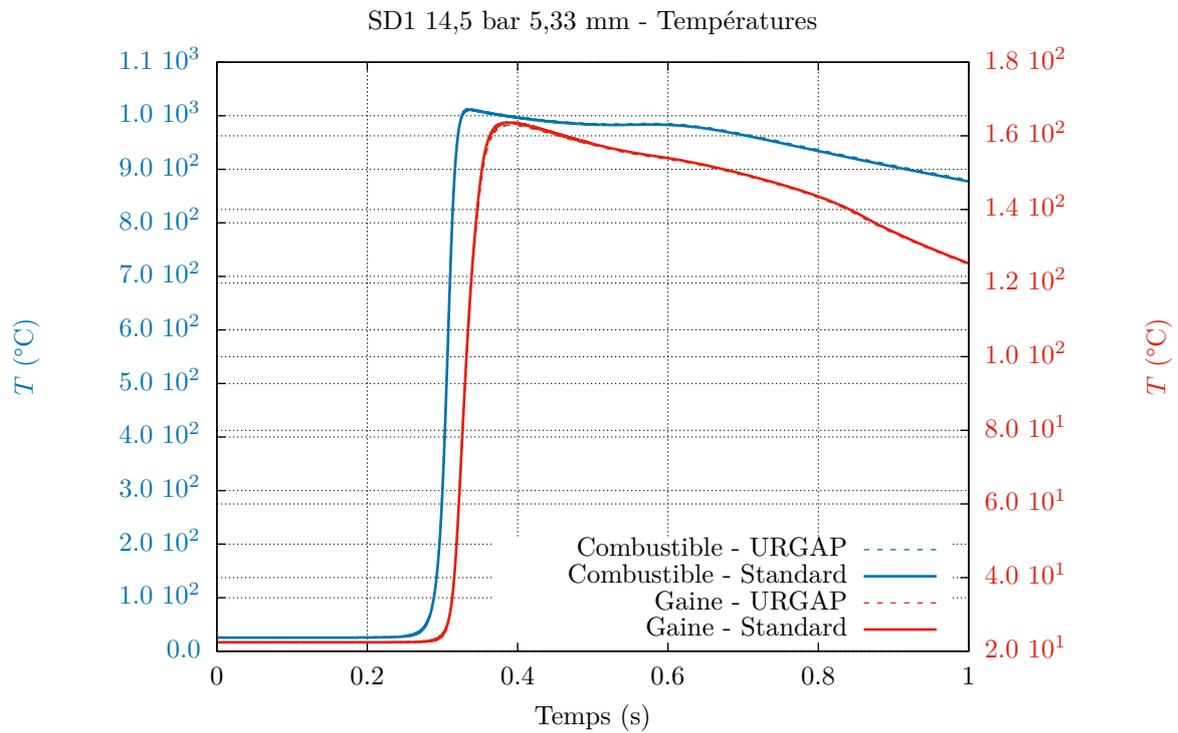


FIGURE VII.30 – Effet du modèle URGAP sur les températures - T4-D5

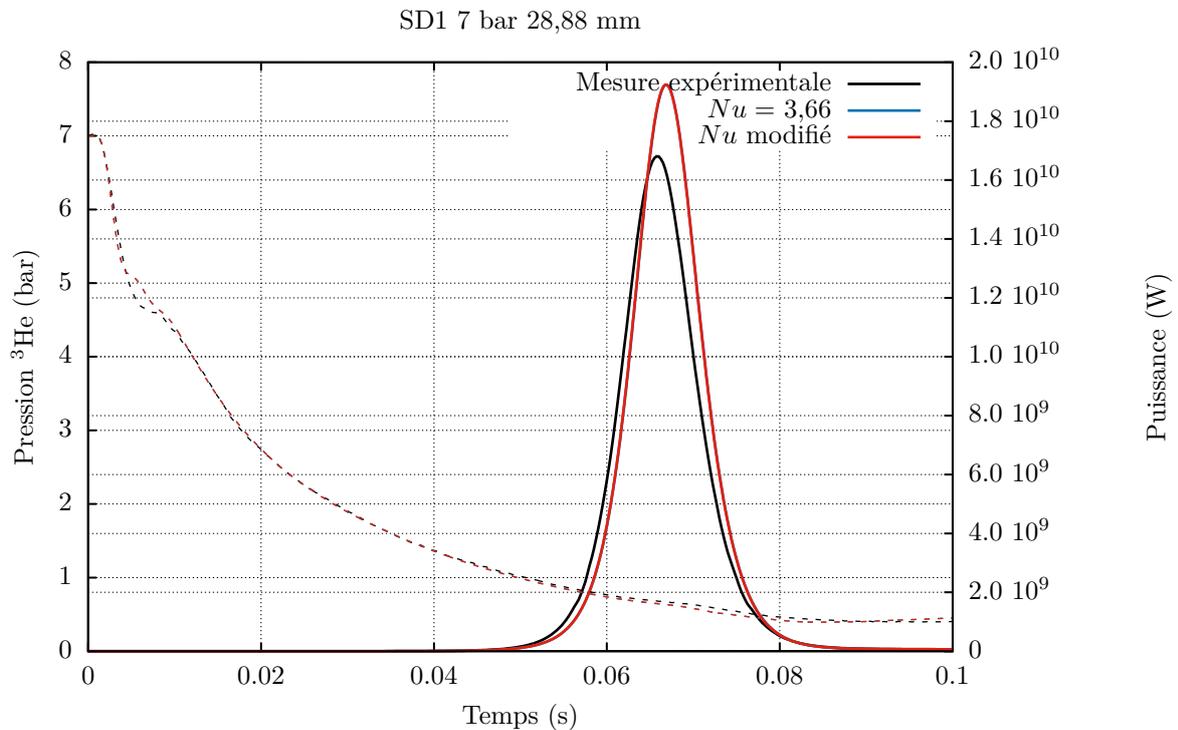


FIGURE VII.31 – Effet de la corrélation de Nu modifié - SD1 7 bar 28,88 mm

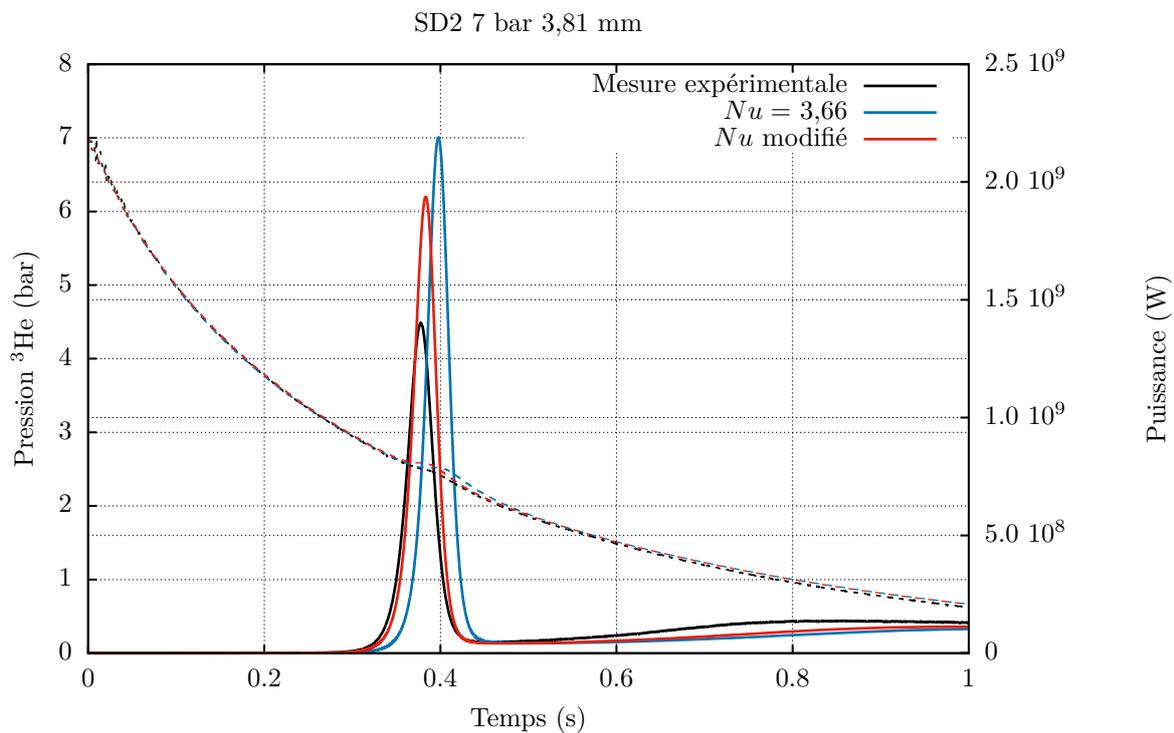


FIGURE VII.32 – Effet de la corrélation de Nu modifié - SD2 7 bar 3,81 mm

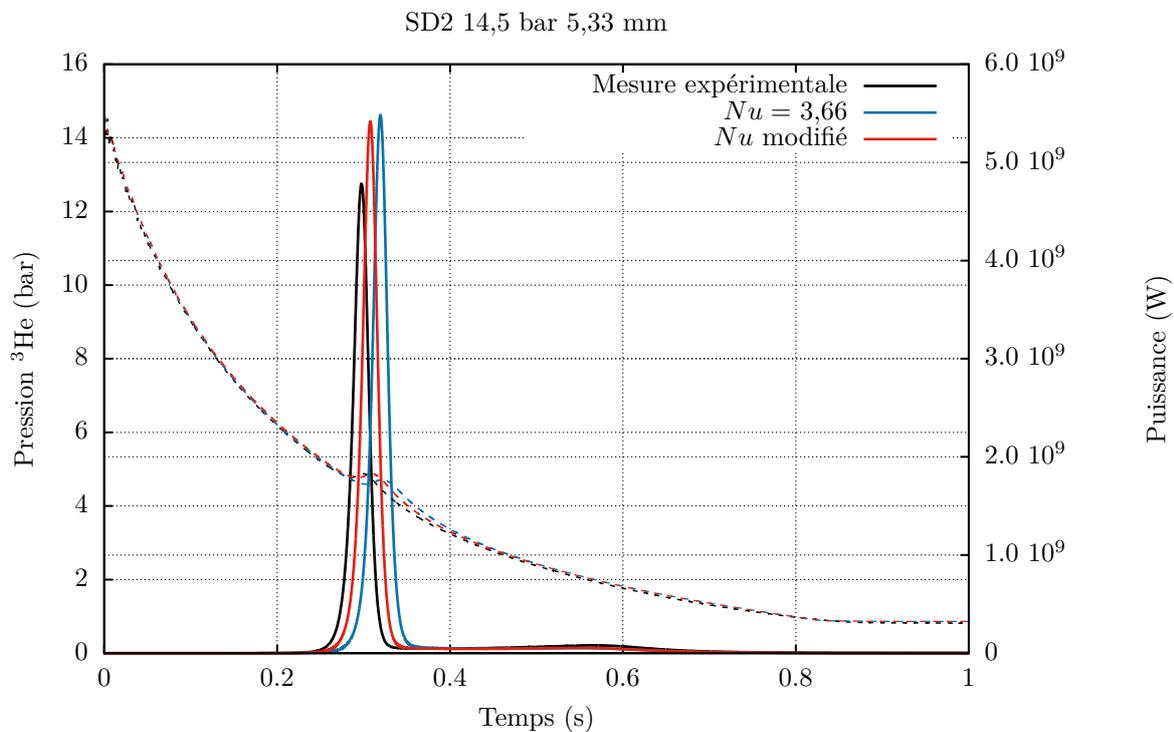


FIGURE VII.33 – Effet de la corrélation de Nu modifié - SD2 14,5 bar 5,33 mm

alors 3 à 4 fois supérieur au pic expérimental, et la largeur à mi-hauteur 2 fois inférieure. Avec la prise en compte de la modification du nombre de Nusselt laminaire transitoire, on constate sur la fig. VII.34 que la cinétique d’augmentation de la puissance est en excellent accord avec l’expérience. La forme générale en “double pic” de la puissance est reproduite. Celle-ci est cependant extrêmement sensible aux échanges thermiques. On peut constater qu’une petite variation de seulement +10 % sur le nombre de Nusselt laminaire, inférieure à l’incertitude proposée de ± 25 % sur la présente corrélation, change fortement la dynamique d’insertion de réactivité et donne des résultats excellents sur la DD 14,5 bar, 3,81 mm.

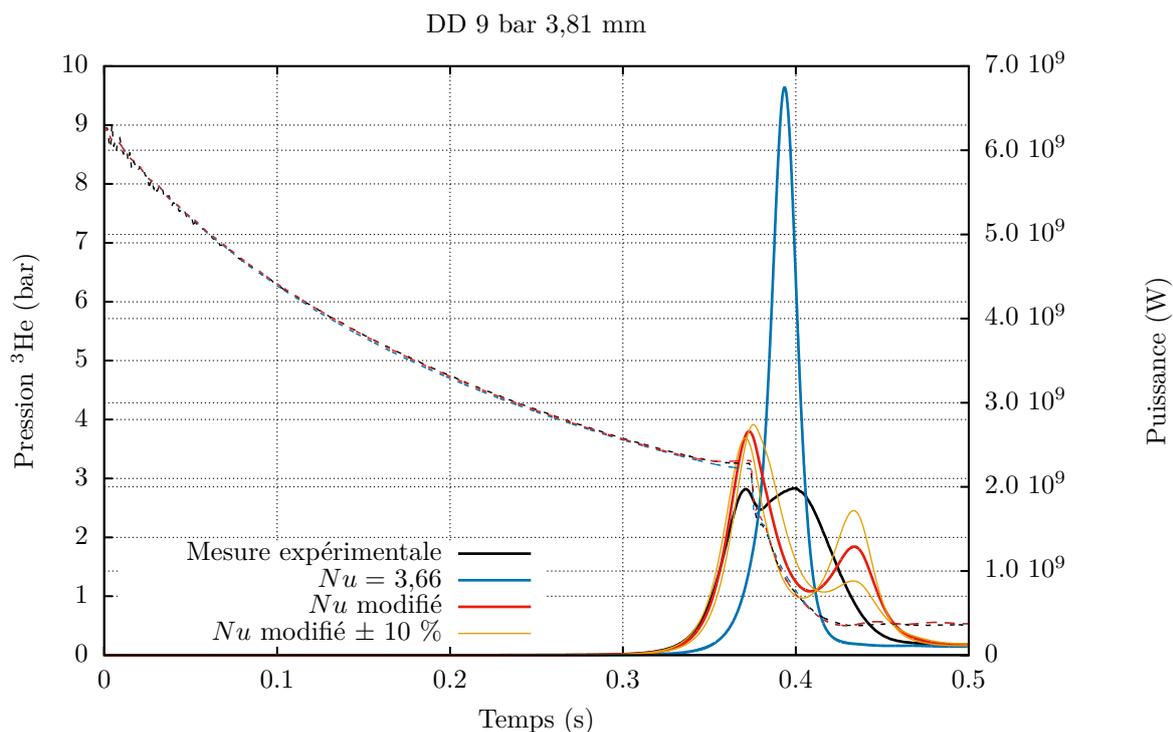


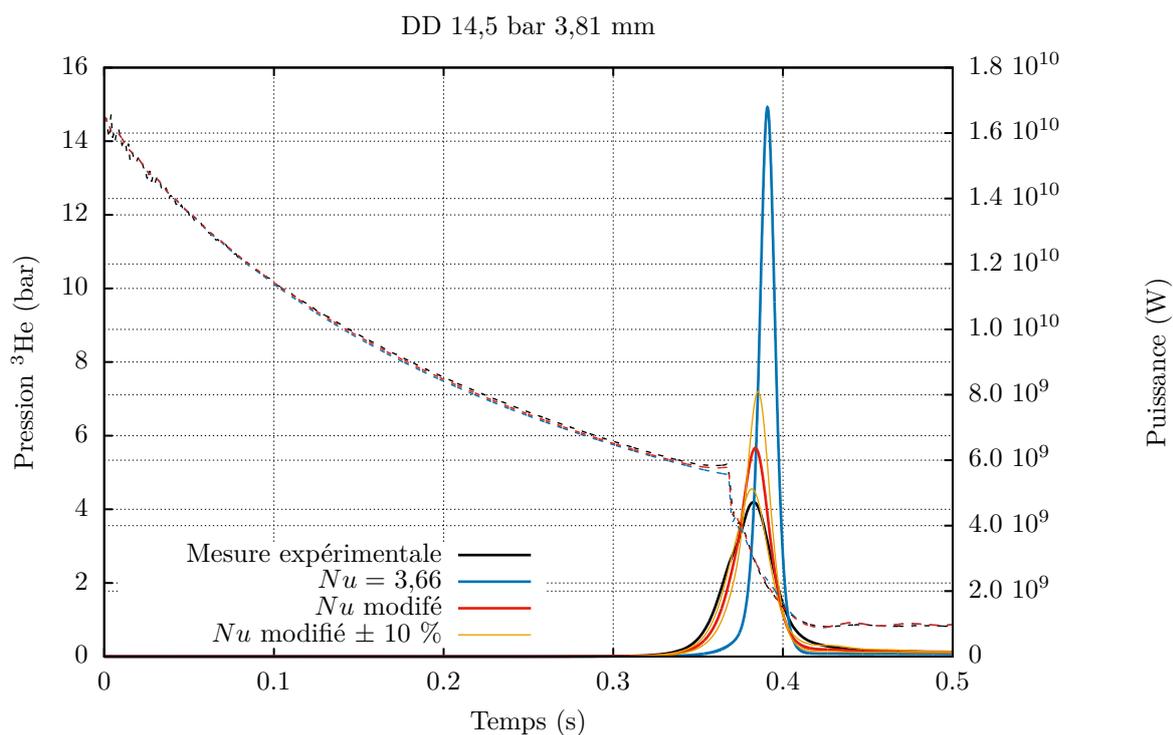
FIGURE VII.34 – Effet de la corrélation de Nu modifié - DD 9 bar 3,81 mm

VII.3.4 Bilan

La nécessité de l’amélioration de la modélisation des échanges thermiques entre la paroi et le gaz des barres transitoires prend toute sa dimension dans le cadre de la modélisation des SD2 et surtout des DD. Ces études confirment la qualité des résultats obtenus avec la corrélation proposée en eq. (V.23), et montrent également la très haute sensibilité des résultats à ce coefficient d’échange. Les écarts calcul-expérience obtenus avec les valeurs centrales (en *Best-Estimate*) sont présentés dans le tableau VII.3, et comparés à leur valeur sans modification des échanges thermiques.

TABLEAU VII.3 – Bilan de l’effet de la modification du nombre de Nusselt laminaire

Transitoire	Écart maximal avant après		
	Puissance	E_d	LMH
T3-D4 (SD1)	+15 %	7 %	-4 %
T1 (SD2)	+56 % +38 %	-7 % -8 %	-14 % -11 %
T4-D5 (SD2)	+15 % +13 %	+11 % +9 %	-1,5 % -1,5 %
DD 9 bar 3,81 mm	+226 % +34 %	+1 % -4 %	-74 % +12 %
T5-D6 (DD 14,5 bar 3,81 mm)	+246 % +31 %	+21 % -4 %	-65 % -31 %

FIGURE VII.35 – Effet de la corrélation de Nu modifié - DD 14,5 bar 3,81 mm

VII.4 EFFET DE LA MODIFICATION DE LA CARTE D'ÉCOULEMENT

L'objectif de cette partie est d'étudier les effets des modifications apportées à PALANTIR dans le cadre de la modélisation des phénomènes thermohydrauliques en transitoire rapide. On s'intéresse ici au transitoire le plus énergétique disponible dans la base de validation : le transitoire T2-D3 (cf. fig. III.2). Ce transitoire est également le transitoire avec la largeur à mi-hauteur la plus faible. Il dépose en effet 226 MJ au cours d'un pic de puissance de largeur à mi-hauteur 9,1 ms. Cela permettra d'atteindre les plus petites valeurs de périodes d'excursion de flux en paroi observables dans CABRI, et donc d'étudier l'effet des corrélations développées au cours du chapitre précédent pour la thermohydraulique en situation de transitoire rapide. Les résultats avec une valeur initiale de jeu de $175 \mu\text{m}$ seront dans un premier temps présentés. Ensuite, afin d'étudier les résultats donnés par ces corrélations dans un domaine plus large, des études seront exposées pour trois différentes épaisseurs initiales de jeu pastille-gaine à froid : $175 \mu\text{m}$ (jeu neuf), $50 \mu\text{m}$ et $0 \mu\text{m}$ (jeu totalement fermé⁴).

VII.4.1 Effet du changement de la carte d'écoulement sur un calcul *Best-Estimate*

VII.4.1.1 Échanges thermiques paroi-fluide monophasiques

On trace sur la figure VII.36 la période d'excursion⁵ en deux points du cœur : dans une maille froide (en entrée d'assemblage) et dans une maille chaude (au point maximal de flux neutronique). On constate tout d'abord pour ce transitoire que la période d'excursion (initialisée avant l'excursion à 10^6 s) atteint une valeur de 3 à 4 ms environ. Après l'excursion, τ diminue progressivement jusqu'à ce que le calcul de la période se stabilise. τ est ensuite maintenu à cette

4. Tout comme dans la réalité, le jeu pastille-gaine dans CATHARE2 ne peut pas être strictement nul, et ce pour des raisons numériques de calcul de conductance. Il est simplement fixé à $1 \mu\text{m}$, valeur proche de la rugosité présumée du combustible.

5. qui est liée à l'évolution du flux pariétal.

valeur.

$$\bar{h}(t,\tau) = \frac{h(t,\tau)}{h_{conv}} \quad (\text{VII.1})$$

L'évolution du coefficient d'échange dépend donc du calcul de ce facteur transitoire, mais il n'adopte pas nécessairement la même forme, comme le montre la fig. VII.37. En effet, le fluide s'échauffe et accélère selon la direction de l'écoulement. Le nombre de Reynolds, et donc nécessairement le nombre de Nusselt, est plus important au point chaud (situé à peu près au milieu du cœur) qu'en entrée du cœur. De plus, l'écart de température entre la paroi et le fluide augmente également, ce qui fait augmenter le nombre de Nusselt donné par la corrélation de Sieder-Tate (cf. eq. (VI.51)). Le coefficient d'échange augmente donc même si le facteur transitoire diminue durant l'excursion de flux.

On s'intéresse également au flux thermique échangé en paroi en monophasique. Pour cela, on se place dans une maille froide (sans passage en ébullition nucléée même avec les corrélations standard de CATHARE2). On constate sur la figure VII.38 que tout au long de l'excursion, le flux échangé selon la correction transitoire est plus élevé que le flux calculé avec une corrélation de type Sieder-Tate, lui-même plus important que le flux calculé avec la corrélation standard de CATHARE2 (Dittus-Boelter). On observe néanmoins deux points singuliers en $t = 0,075$ s et en $t = 0,27$ s. Le premier correspond au début de l'excursion, pour lequel le coefficient d'échange est discontinu, passant d'un échange convectif permanent à un échange en transitoire (cf. fig. VII.37). Cela provient de la manière dont le passage en excursion a été réalisé. Le second correspond à la fin de l'excursion de puissance. La gaine a atteint une température maximale et commence à refroidir doucement. Comme observé sur le plan théorique au cours du chapitre précédent, et confirmé en fig. VII.37, l'approche théorique proposée pour étudier ce type de transitoire est responsable d'une discontinuité de la dérivée temporelle du coefficient d'échange. On observe donc naturellement en ce point une rupture de pente et non pas une discontinuité du flux. Le flux échangé devient alors inférieur à celui calculé avec les corrélations classiques car, même si le coefficient d'échange reste supérieur, la température de gaine est significativement plus basse (ce point sera présenté dans la prochaine sous-partie). On constate également que l'excursion de puissance à proprement parler ne dure que 0,2 s, soit environ 50τ . Elle est donc très courte, ce qui révèle la nécessité d'avoir un coefficient d'échange représentatif de la totalité du transitoire, et non pas de la seule excursion de puissance.

VII.4.1.2 Passage en ébullition nucléée

La surchauffe en paroi nécessaire à l'atteinte de l'ébullition nucléée, dont la corrélation est présentée en équation (VI.41), est tracée pour deux points du cœur en figure VII.39. On constate qu'au cours de l'excursion de puissance, la haute valeur de coefficient d'échange monophasique retarde considérablement l'enclenchement de l'ébullition nucléée car $T_p < T_{sat} + \Delta T_{ONB}$. Les mailles les plus chaudes sont donc celles qui présentent un passage en ébullition nucléée plus tardif, ce qui est cohérent avec les observations de [36]. La rupture de pente est due à la rupture de pente observée sur le coefficient d'échange.

Les flux échangés comparés aux corrélations standard sont présentés en fig. VII.40. Avec les corrélations standard, on assiste à un bref passage en ébullition nucléée au cours de l'excursion, sans franchissement du flux critique (de l'ordre de $4,5 \text{ MW/m}^2$). On constate qu'avec la nouvelle carte d'écoulement de PALANTIR, et un jeu pastille-gaine initialement à $175 \mu\text{m}$, le passage en ébullition nucléée n'est plus observé. Les flux échangés en monophasique sont bien plus importants dans ce cas.

La température de gaine, tracée en fig. VII.41 dépasse en effet la température de saturation dans tous les cas étudiés, ce qui explique ce bref passage en ébullition nucléée dans le cas standard. En revanche, la modification de la carte d'écoulement empêche le passage en ébullition nucléée. Cela mène à penser que, dans le cadre de ces hypothèses et avec une épaisseur de jeu à

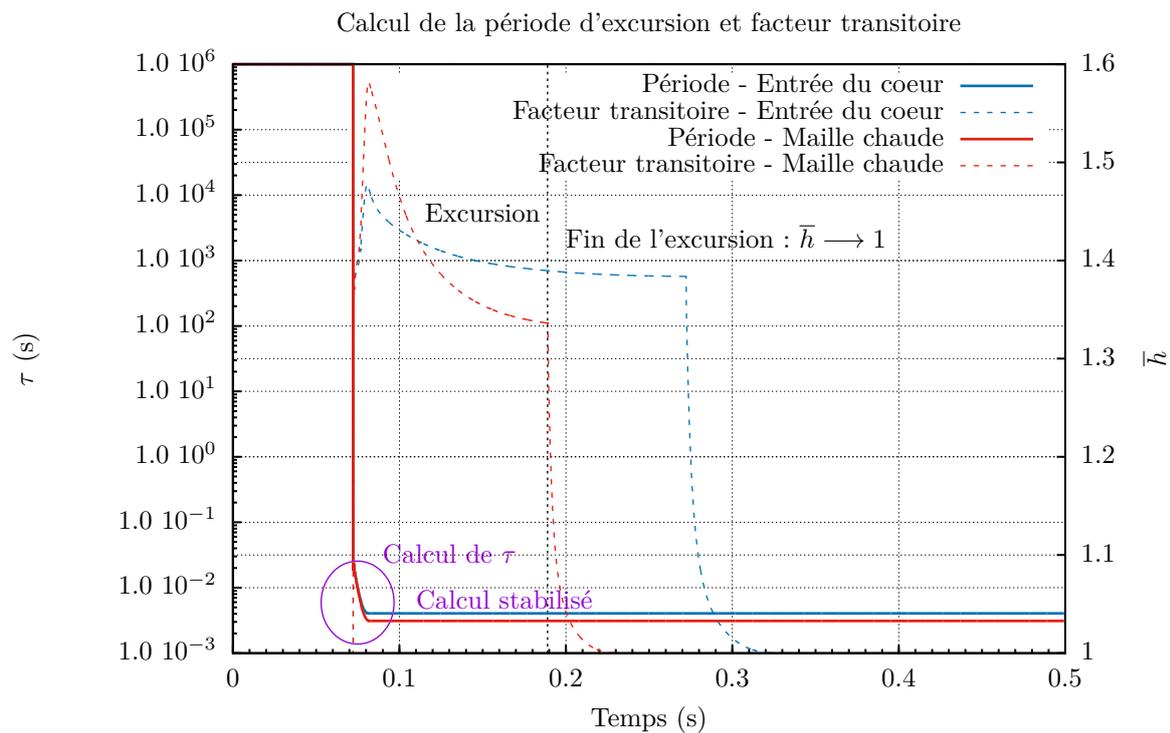


FIGURE VII.36 – Périodes d'excursion τ et facteur transitoire en plusieurs points du cœur de CABRI

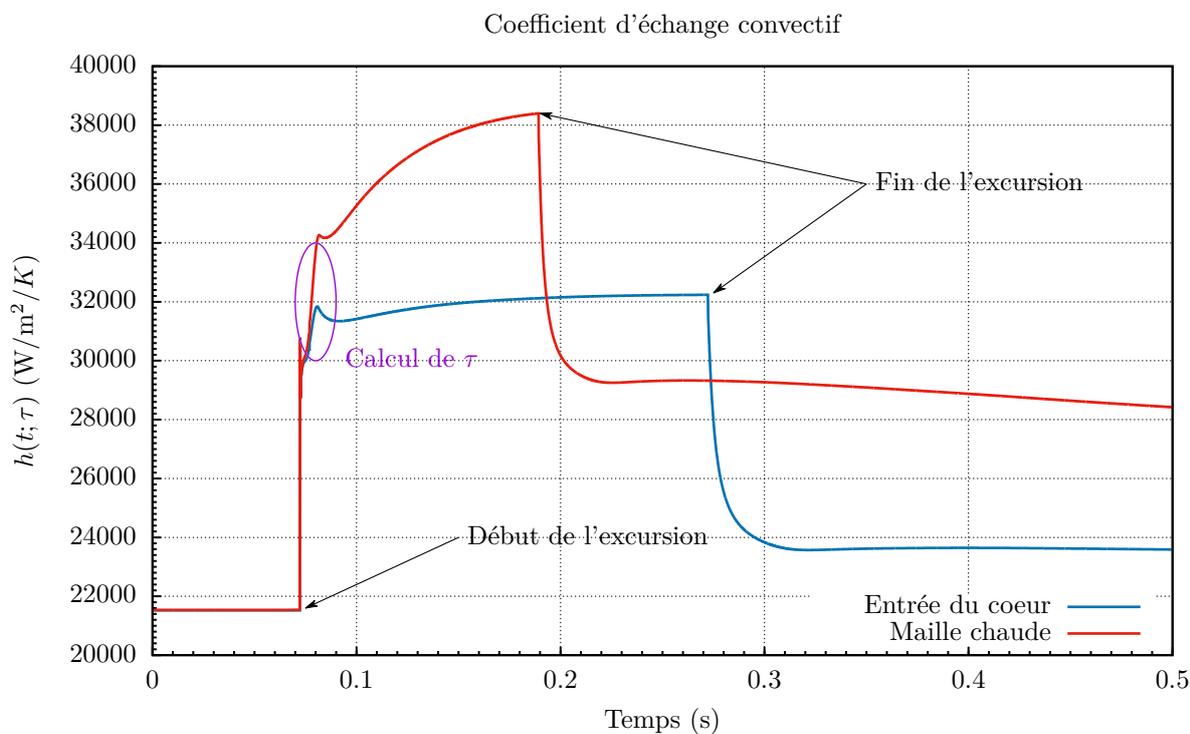


FIGURE VII.37 – Coefficient d'échange conducto-convectif en plusieurs points du cœur de CABRI

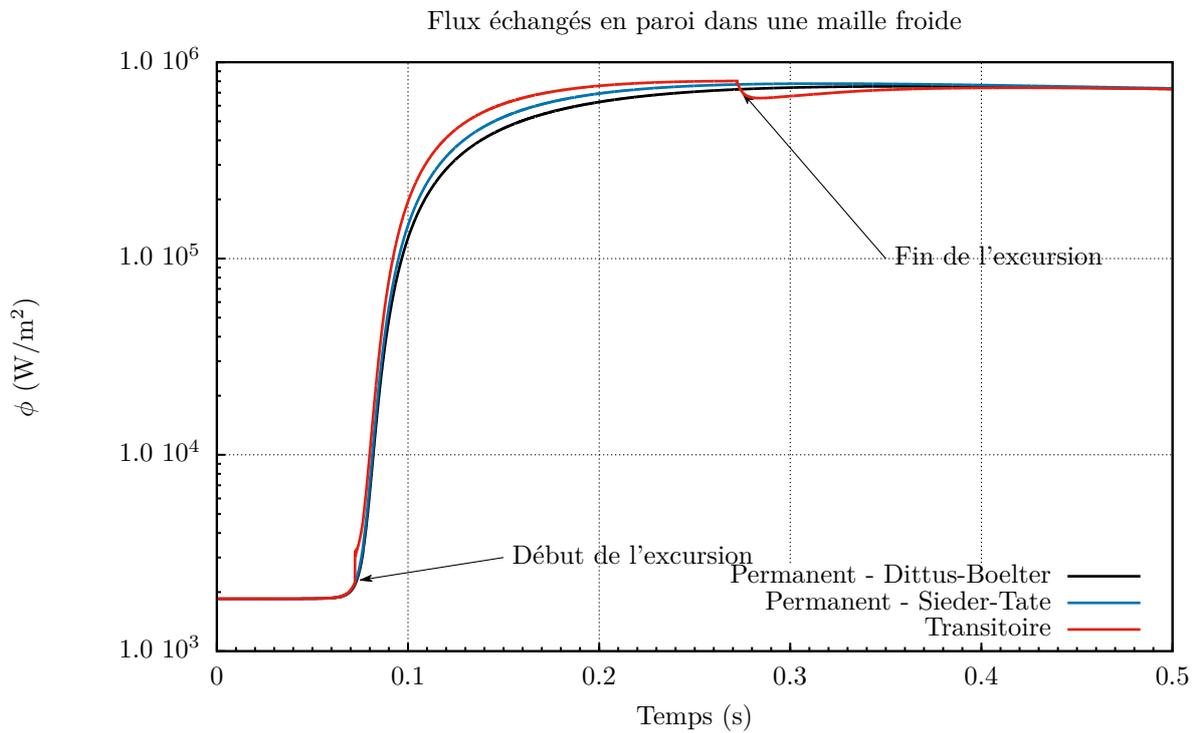


FIGURE VII.38 – Flux échangé au point froid selon les différentes corrélations disponibles

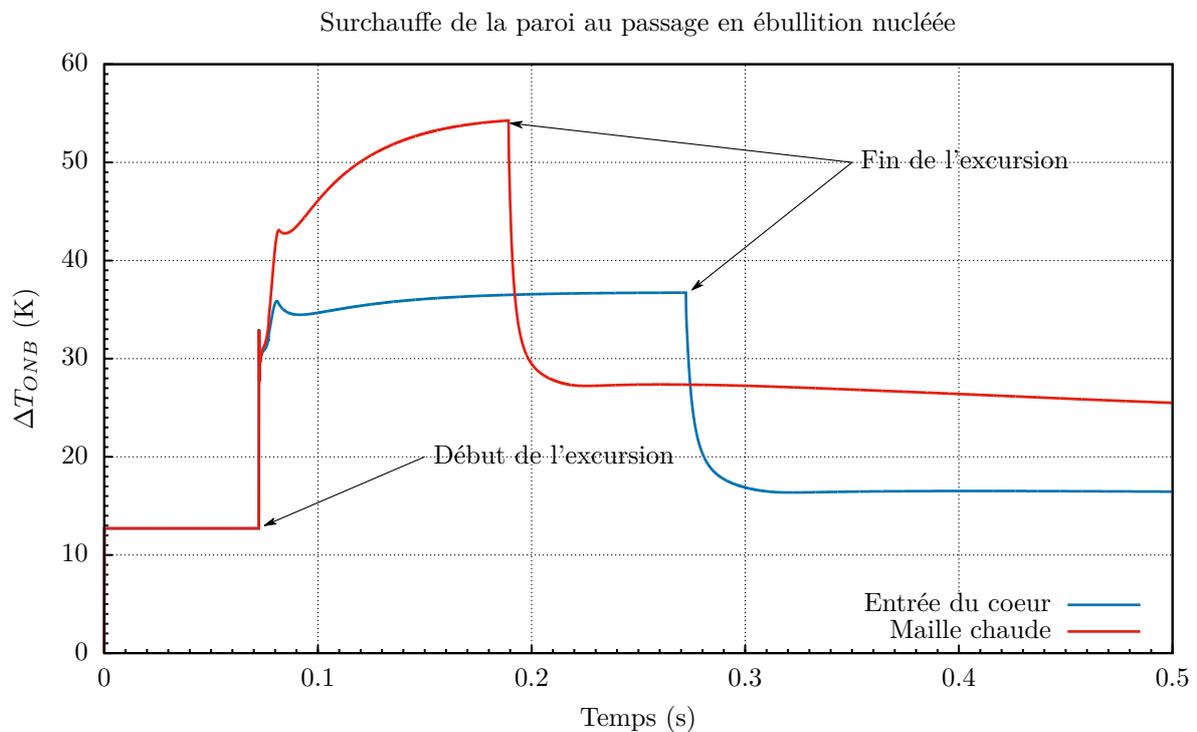


FIGURE VII.39 – Surchauffe en paroi au passage en ébullition nucléée en deux points du cœur de CABRI

froid de $175 \mu\text{m}$, le passage en ébullition nucléée semble exclu au cours des transitoires CABRI, ce transitoire étant le plus énergétique de tous les transitoires CABRI à notre disposition. Cette remarque est bien évidemment soumise à précautions et sera reconsidérée en fonction de la validation future des modèles thermohydrauliques.

VII.4.1.3 Flux critique

L'effet de la correction transitoire sur le flux critique (cf. eq. (VI.50)) au cours du transitoire est présenté sur la fig. VII.42. Après l'excursion, le flux critique augmente en suivant la diminution de τ pour atteindre une valeur environ trois fois supérieure à sa valeur en permanent. Cela est cohérent avec les observations expérimentales de [74].

VII.4.2 Calcul pour différentes épaisseurs de jeu pastille-gaine

Afin d'observer maintenant le comportement de CATHARE2 PALANTIR pour les échanges en écoulement diphasique, on diminue l'épaisseur de jeu pastille-gaine à froid. On s'intéresse seulement aux résultats sur les grandeurs locales (flux et température). Le changement de 175 à $50 \mu\text{m}$ et $0 \mu\text{m}$ de l'épaisseur initiale de jeu augmente considérablement la température de gaine et de ce fait les échanges thermiques (cf. fig. VII.43). On passe pour ces deux derniers transitoires en ébullition nucléée dans le cœur. Dans tous les cas, on n'atteint pas le flux critique, comme le montre la fig. VII.44.

On constate sur cette figure une brusque augmentation du flux échangé en ébullition nucléée (ϕ_{NB}). Ce phénomène est entouré sur la fig. VII.44. Cela est dû à une diminution rapide du coefficient d'échange convectif à la fin de l'excursion de puissance. En effet, T_p diminue en raison de l'augmentation des échanges thermiques en paroi (notamment en raison du passage en ébullition nucléée) et de la diminution des échanges pastille-gaine⁶. Après l'excursion, températures et flux diminuent lentement.

REMARQUE : On observe que la température de gaine maximale et de ce fait le flux échangé maximal dans le cas $0 \mu\text{m}$ sont plus faibles que dans le cas $50 \mu\text{m}$. Cela est en réalité lié à la puissance neutronique, bien plus petite dans le cas $0 \mu\text{m}$ que dans les autres. En effet, même si la température de combustible est plus basse dans ce cas, et de ce fait la contre-réaction Doppler, les autres contre-réactions compensent largement cette différence. Dans ce cas précis, les contre-réactions de dilatation de gaine et modérateur sont en proportion bien plus importantes que dans les autres cas. Cela diminue considérablement la puissance du réacteur et donc le flux échangé en paroi est plus faible dans ce cas que dans le cas $50 \mu\text{m}$.

VII.5 CONCLUSION

L'objet de ce chapitre était de présenter les différents résultats obtenus avec la modélisation des transitoires CABRI-RIA présentée dans les chapitres précédents.

La modélisation du circuit des barres transitoires donne des résultats en parfait accord avec l'expérience, et son couplage dynamique avec le circuit du cœur par le calcul de la réactivité, de l'effet TOP et des échanges thermiques fonctionne très bien pour la simulation des transitoires de type SD1. Les résultats thermohydrauliques obtenus avec les corrélations "standard" de CATHARE2 ont révélé des passages très brefs en ébullition nucléée aux points les plus chauds du cœur.

La modélisation des transitoires de type SD2, et par conséquence des DD dans une plus large mesure, a été considérablement améliorée par les travaux de recherche menés dans le cadre de

6. On retrouve ici indirectement le phénomène d'*overshoot* constaté au cours des transitoires rapides et décrit dans le chapitre précédent.

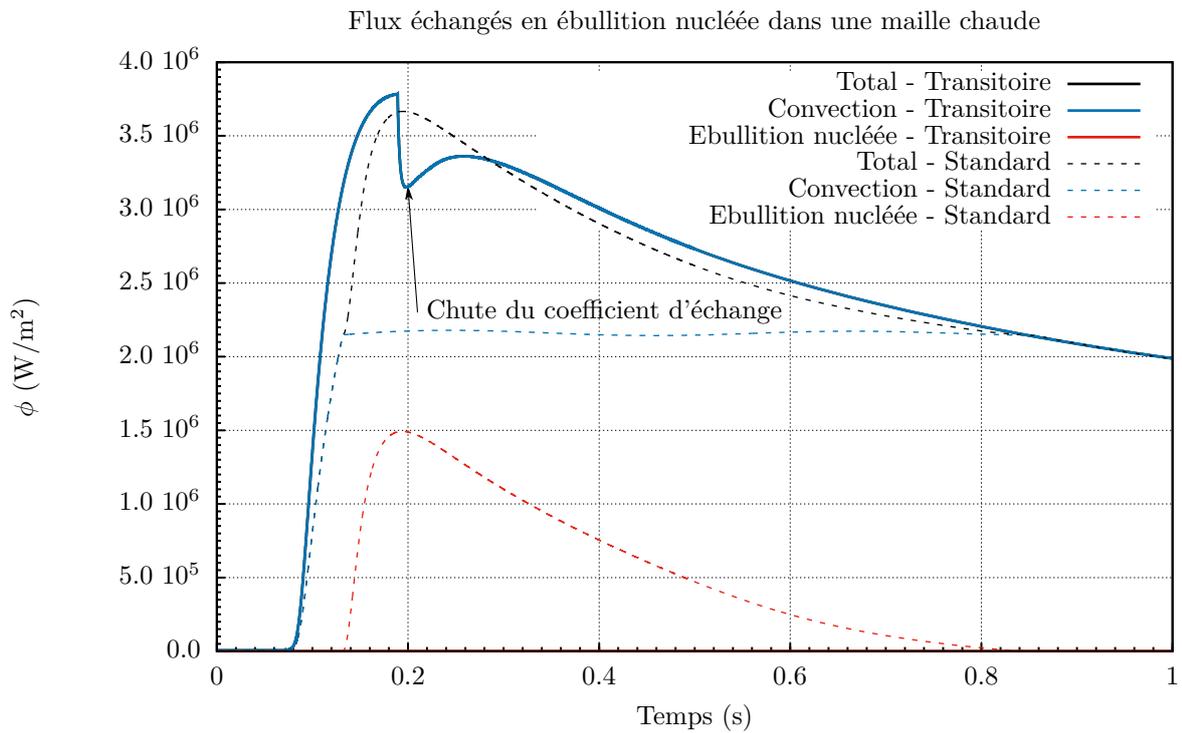


FIGURE VII.40 – Flux échangés au point chaud selon les différentes corrélations disponibles

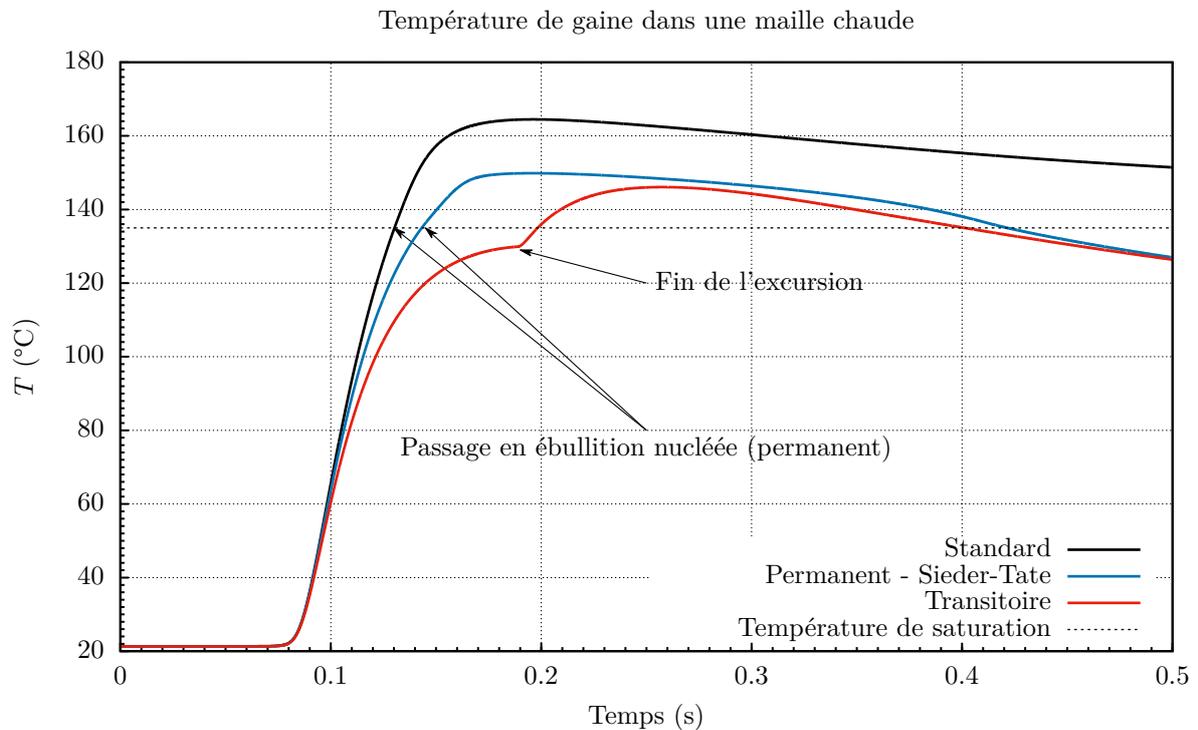


FIGURE VII.41 – Température de gaine selon les différentes corrélations disponibles

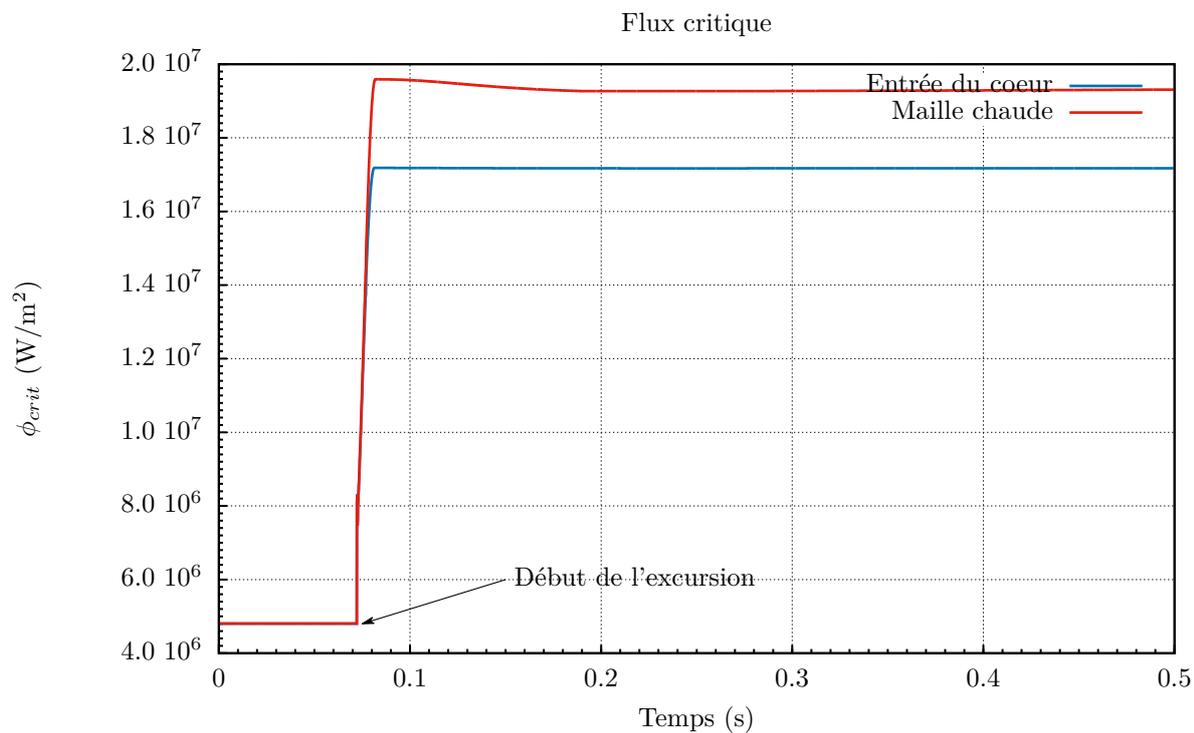


FIGURE VII.42 – Flux critique en deux points du cœur de CABRI

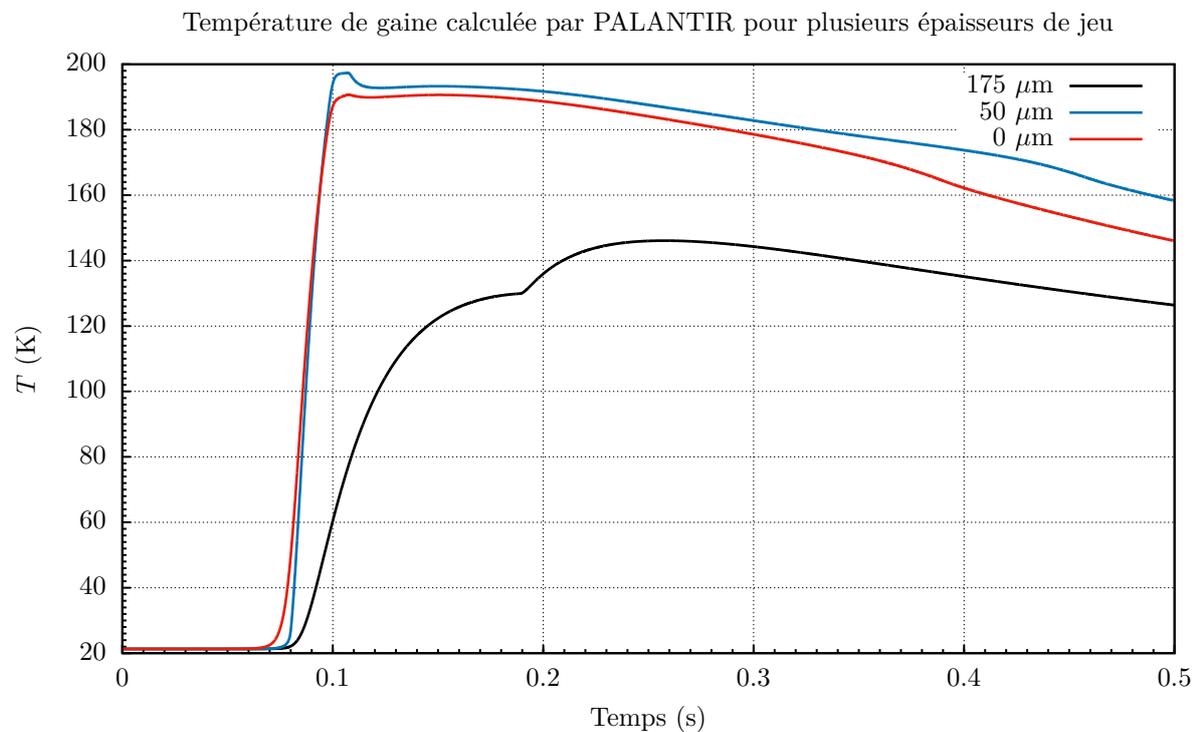


FIGURE VII.43 – Température de gaine pour différentes valeurs de jeux

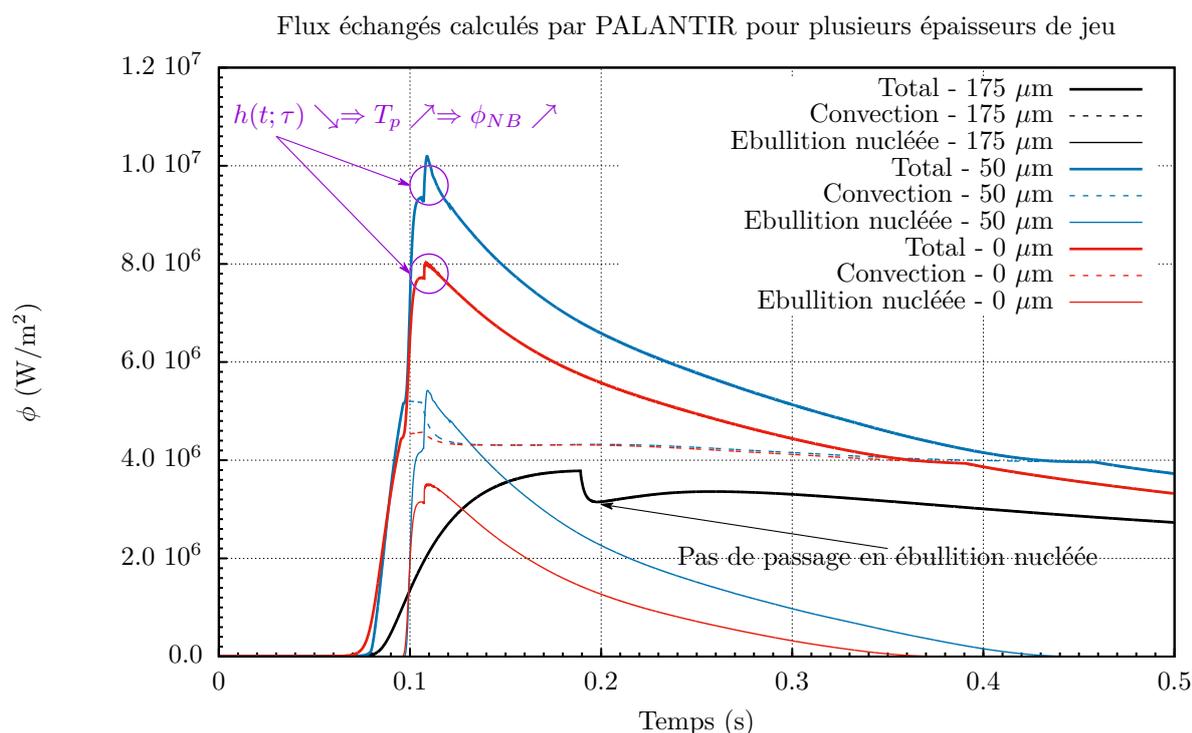


FIGURE VII.44 – Flux échangés au point chaud pour différentes valeurs de jeu

la quantification des échanges thermiques en écoulement laminaire (cf. chapitre V et annexe F). En effet, là où avant la simulation donnait une surestimation de la puissance de près de +300 % pour certains transitoires, la nouvelle corrélation permet de réduire cet écart à +30 % seulement.

L'ajout d'un modèle de conductance du jeu pastille-gaine plus raffiné que le modèle classique utilisé par CATHARE⁷ s'est révélé être d'une influence très faible sur les grandeurs globales comme locales. En effet, même dans des cas où l'interaction pastille-gaine était observable, celle-ci était beaucoup trop courte pour que l'on puisse assister à un réel effet sur la température de la gaine. En revanche, l'épaisseur du jeu à froid est très influente sur les contre-réactions (donc la hauteur du pic de puissance), sur les grandeurs locales dans le cœur (température de gaine, flux échangés) et même sur la température de sortie du cœur.

Enfin, la modification des corrélations et la proposition d'une nouvelle carte d'écoulement dans CATHARE2 PALANTIR, décrite sur le plan théorique au cours du chapitre VI, a un impact non négligeable sur les grandeurs locales : flux échangé, température de gaine, température de fluide etc. Cependant, lorsque l'ébullition nucléée est constatée pour des épaisseurs initiales de jeu suffisamment petites, les flux échangés en ébullition nucléée restent inférieurs aux flux échangés en convection forcée. La phase vapeur ainsi formée est de ce fait très éphémère et les taux de vide observés dans le cœur sont par conséquent très bas.

7. De simple conduction et radiation à travers une lame gazeuse

Chapitre VIII

Analyses de sensibilité et propagation des incertitudes

Sommaire

VIII.1	TRAITEMENT DES INCERTITUDES	156
VIII.1.1	Identification des paramètres incertains	156
VIII.1.2	Les paramètres d'intérêt des calculs	156
VIII.1.3	La plateforme URANIE	158
VIII.2	ÉTUDES DE SENSIBILITÉ	158
VIII.2.1	Méthode de Morris	158
VIII.2.2	Transitoire T3-D4	159
VIII.2.3	Transitoire T4-D5	162
VIII.2.4	Bilan	165
VIII.3	ÉTUDES DE PROPAGATION D'INCERTITUDES	165
VIII.3.1	Génération d'un plan d'expérience et propagation d'incertitudes	165
VIII.3.2	Transitoire T3-D4	165
VIII.3.3	Transitoire T4-D5	170
VIII.3.4	Bilan	176
VIII.4	BESOINS EXPÉRIMENTAUX POUR LA POURSUITE DE LA DÉMARCHE DE VALIDATION DES OUTILS	176
VIII.4.1	Sur le plan neutronique	176
VIII.4.2	Sur le plan thermohydraulique	177
VIII.5	CONCLUSION	178

Au vu de la sensibilité des résultats à divers paramètres (coefficients d'échange paroi/gaz, jeu initial pastille-gaine etc.), la démarche de validation pourrait être appuyée sur une analyse BEPU (*Best-Estimate Plus Uncertainties*), afin de mieux "quantifier" la validation par des intervalles de confiance [84]. Au cours de cette thèse, quelques calculs préliminaires BEPU seront présentés pour expliciter la démarche de validation proposée mais, du fait de son envergure, cette démarche ne sera pas réalisée dans sa totalité.

L'objectif de ce chapitre est d'étudier, à titre illustratif, l'effet des incertitudes identifiées au cours des précédents chapitres sur les paramètres d'intérêt. La plateforme URANIE du CEA [57] permet de réaliser les propagations d'incertitudes et d'étudier la sensibilité aux différents paramètres incertains. Ces principaux paramètres sont identifiés et caractérisés par des fonctions de distribution. Deux transitoires sont étudiés dans ce chapitre : le transitoire T3-D4 (SD1 7 bar 28,88 mm) et le transitoire T4-D5 (SD2 14,50 bar 5,33 mm). Une dernière partie donne

des pistes d'améliorations expérimentales qui permettraient de poursuivre la validation de la modélisation des transitoires de type RIA sur le plan neutronique et thermohydraulique.

Dans ce chapitre, les options de calcul utilisées sont détaillées dans le tableau VIII.1. Elles font intervenir la carte d'écoulement modifiée avec les corrélations transitoires du chapitre VI ainsi que la corrélation de nombre de Nusselt laminaire dont l'élaboration est détaillée en §V.1.3.4 et en annexe F.

TABLEAU VIII.1 – Paramètres et options fixes des calculs

Calcul de l'anti-réactivité Doppler	Méthode différentielle et métamodèle
Carte d'écoulement en paroi	Corrélations transitoires (cf. chapitre VI)
Échanges thermiques laminaires dans les barres transitoires	Corrélation détaillée en équation (V.23)
Conductance du jeu	Calcul par défaut dans CATHARE (cf. eq. (V.28))

VIII.1 TRAITEMENT DES INCERTITUDES

VIII.1.1 Identification des paramètres incertains

Les différents paramètres incertains identifiés au cours des précédents chapitres ainsi que l'origine de leur incertitude sont résumés dans le tableau VIII.2. Les lois de distribution de ces paramètres incertains sont également données. Toutes sont des lois normales à l'exception du jeu pastille-gaine, qui suit une loi de distribution triangulaire.

Une attention particulière a été portée à ce paramètre. Une loi uniforme a d'abord été envisagée, mais de nombreux éléments sont venus étayer l'hypothèse d'une valeur *Best-Estimate* de ce paramètre proche de sa valeur à neuf. Tout d'abord, des paliers de puissance ont été étudiés dans le but d'avoir une idée de la valeur de ce paramètre. Le retard temporel de l'augmentation de la température au capteur de température en sortie du cœur par rapport à l'expérience pour des jeux inférieurs à $175 \mu\text{m}$ a permis de déduire que, dans le cas d'une modélisation "moyenne" à froid du combustible, le jeu à froid le plus probable était d'environ $175 \mu\text{m}$. De la même façon, l'amplitude de la bosse de température en sortie du cœur est extrêmement dépendante du pic de puissance et de la conductance du jeu pastille-gaine, et particulièrement de l'épaisseur du jeu pastille-gaine à froid. On a également constaté que la valeur de jeu pour laquelle on obtient, dans les modélisations *Best-Estimate*, une bosse de puissance d'amplitude identique à celle de l'expérience est $175 \mu\text{m}$. Enfin, le *burn-up* de CABRI est extrêmement faible (de l'ordre de 100 MWj/tU), ce qui laisse également supposer que le jeu est proche de sa valeur à neuf. Toutes ces raisons ont motivé le choix fait ici de considérer une densité de probabilité croissante en fonction du jeu. Aucune information n'étant cependant disponible sur la dynamique d'évolution de cette fonction, une loi triangulaire tronquée centrée sur $175 \mu\text{m}$ a donc été choisie.

Pour tous les autres paramètres, les valeurs les plus probables (μ) sont les valeurs *Best-Estimate* du calcul. On constate deux principaux types d'incertitudes : des incertitudes expérimentales et des incertitudes de modèles (comprenant également métamodèles et corrélations), intervenant dans le circuit des barres transitoires ou dans le circuit du cœur. Les références justifiant les valeurs de ces paramètres sont également renseignées dans le tableau VIII.2.

VIII.1.2 Les paramètres d'intérêt des calculs

On s'intéresse aux paramètres d'intérêt suivants :

- sur le plan neutronique :
 - la puissance maximale (hauteur du pic de puissance P_{max}),

TABLEAU VIII.2 – Quantification des paramètres incertains

Circuit	Paramètre	Origine de l'incertitude	Loi	Paramètres de la loi	Référence
Barres transitoires	Pureté de l' ^3He	Expérimentale	Gaussienne	$\sigma = 0,25 \%$	[15]
	Course du pointeau de la vanne VABT03	Expérimentale	Gaussienne	$\sigma = 0,12 \text{ mm}$	[15]
	Course du pointeau de la vanne VABT04	Expérimentale	Gaussienne	$\sigma = 0,06 \text{ mm}$	[15]
	x_T de la vanne VABT03	Modèle	Gaussienne	$\sigma = 20 \%$	§V.1.3.3
	x_T de la vanne VABT04	Modèle	Gaussienne	$\sigma = 12,5 \%$	§V.1.3.3
	C_v de la vanne VABT03	Corrélation	Gaussienne	$\sigma = 10 \%$	§V.1.3.2
	C_v de la vanne VABT04	Corrélation	Gaussienne	$\sigma = 10 \%$	§V.1.3.2
	Énergie effet TOP	Modèle	Gaussienne	$\sigma = 10 \%$	[15]
Cœur	Nombre de Nusselt en écoulement laminaire	Corrélation	Gaussienne	$\sigma = 25 \%$	§V.1.3.4, annexe F
	Jeu pastille-gaine	Expérimentale	Triangle	$175 \mu\text{m} - 1 \mu\text{m}$	Contrainte géométrique
	Coefficient d'échange en convection forcée	Corrélation	Gaussienne	$\sigma = 20 \%$	Incertitude usuelle [30]
	Réactivité de l' ^3He	Métamodèle	Gaussienne	$\sigma = 5 \%$	[15]
	Fraction de neutrons retardés	Modèle	Gaussienne	$\sigma = 3 \%$	[15]
	Temps de génération des neutrons prompts	Modèle	Gaussienne	$\sigma = 5 \%$	[15]
	Coefficient Doppler	Métamodèle	Gaussienne	$\sigma = 5 \%$	[15]

- la largeur à mi-hauteur du pic (LMH),
- l'énergie déposée (E_d),
- le temps de pic (l'instant auquel $P = P_{max}$);
- sur le plan thermohydraulique :
 - la température de sortie,
 - la pression d'hélium au capteur au temps de pic ($P_{He}(t_{PIC})$),
 - la température maximale de gaine (T_{gmax}).

Les quatre premiers paramètres permettent de valider la forme du pic de puissance en comparant les résultats obtenus aux résultats expérimentaux. Le choix de la température de sortie est fait en accord avec la mesure de température disponible dans le réacteur. La comparaison calcul-expérience de la pression d'hélium au capteur au temps de pic permet de vérifier la bonne

modélisation de la dépressurisation. Enfin, la température maximale de gaine est étudiée simplement à titre indicatif, étant donné qu’aucune mesure de température de gaine n’est disponible dans CABRI.

VIII.1.3 La plateforme URANIE

La plateforme URANIE est développée par le CEA. Son objectif est le traitement des incertitudes. Elle s’appuie sur l’architecture de ROOT [57] et utilise le langage C++. URANIE embarque différents modules :

- le *SAMPLER*, qui permet de réaliser les plans d’expérience ; c’est-à-dire, après leur caractérisation, les différents jeux de valeurs des paramètres étudiés ;
- le *LAUNCHER*, qui permet de lancer des simulations (à partir d’un outil de calcul par exemple) en prenant en compte le plan d’expérience généré précédemment ;
- le *MODELER*, qui permet de construire des métamodèles à partir d’une base de données. Cette base de données peut être expérimentale, issue de résultats de modélisation etc. Dans ce dernier cas, l’intérêt est par exemple d’éviter un couplage numérique lourd en créant une fonction à partir d’un certain nombre de simulations qui donnera, sur un certain domaine d’étude, un résultat similaire à celui de l’outil de calcul. Ce module a par exemple été mobilisé pour construire des métamodèles au cours de la thèse [15] dont certains sont utilisés dans la modélisation CATHARE2 PALANTIR de CABRI ;
- le *SENSIVITY*, qui permet de réaliser des analyses de sensibilité aux paramètres étudiés (par méthodes de Sobol, Morris, etc.) sur un ou plusieurs paramètres de sortie d’une modélisation ;
- l’*OPTIMIZER*, qui permet de déterminer le jeu de valeurs des paramètres ciblés dans une modélisation permettant d’obtenir un résultat voulu.

VIII.2 ÉTUDES DE SENSIBILITÉ

VIII.2.1 Méthode de Morris

Les études de sensibilité seront réalisées à l’aide d’une méthode de Morris [85]. Il s’agit d’une procédure de tri qui permet de classer les variables d’entrée du modèle en fonction de leur influence sur les différents paramètres d’intérêt. L’intérêt de cette méthode est qu’elle donne une idée des paramètres les plus influents dans une modélisation pour un coût en temps de calcul modéré. Chacune des variables d’entrée possède 5 à 10 trajectoires choisies aléatoirement en fonction des distributions. Pour chacune de ces trajectoires, les variables incertaines sont une par une faiblement perturbées, chacune son tour. Le nombre de simulations nécessaires vaut :

$$N_{simu} = N_{trajectoires} \cdot (N_{parametres} + 1) \quad (\text{VIII.1})$$

On détermine pour chacune de ces perturbations l’écart au calcul non perturbé, appelé “effet élémentaire”. On calcule alors une moyenne de cette valeur sur toutes les trajectoires (appelé μ^*) ainsi que son écart type et ce pour chaque paramètre.

On représente les résultats dans le plan $(\mu^*; \sigma)$:

- si μ^* et σ sont faibles, les variables ont un effet négligeable sur la sortie ;
- si μ^* est grand et σ est faible, l’effet de la modification du paramètre étudié sur la sortie est élevé mais ne dépend en revanche pas de la trajectoire. On n’a donc pas d’interaction avec les autres variables ;
- si μ^* et σ ont tous deux de grandes valeurs, c’est que la variable d’entrée a une influence importante sur la sortie et que cette influence dépend grandement des autres variables d’entrée.

VIII.2.2 Transitoire T3-D4

Les résultats obtenus sont présentés en fig. VIII.1 et VIII.2. Les paramètres les plus influents sur le plan neutronique (cf. fig. VIII.1) sont :

- la réactivité extérieure β_{ext} ;
- le coefficient de contre-réaction Doppler α_{dop} ;
- les paramètres cinétiques (β , Λ) ;
- les paramètres des vannes (C_v et x_T).

La sensibilité au nombre de Nusselt dans les barres transitoires est quasiment nulle. Il agit cependant sur le temps de pic. Cela est cohérent avec les observations du chapitre VII : les échanges thermiques ne jouent quasiment pas au cours d'un transitoire de type SD1.

Les paramètres cinétiques jouent également sur les paramètres neutroniques, mais dans une moindre mesure. En outre, l'effet TOP étant assez limité au cours d'un tel transitoire, l'influence de ce paramètre sur la puissance, l'énergie déposée ou la LMH et le temps de pic est très faible. Les autres paramètres (rappelés dans le tableau VIII.2) ont une influence négligeable.

Concernant les paramètres des vannes, un paramètre intéressant est qu'ils présentent un effet élémentaire μ^* significatif (particulièrement sur l'énergie déposée, la puissance maximale et la LMH), mais un écart type faible, ce qui signifie que leur variation n'augmente pas l'influence relative des autres paramètres. Cela est également cohérent dans la mesure où la dépressurisation, du moins du point de vue de l'écoulement de gaz dans les vannes, est quasiment indépendant de la cinétique du cœur.

L'épaisseur de jeu e_j joue également sur la puissance maximale, l'énergie déposée et la LMH. Elle modifie, comme observé au cours du chapitre VII, considérablement les contre-réactions. Un jeu fermé implique un effet Doppler moindre, mais des contre-réactions de dilatation de gaine et du modérateur plus élevées.

En ce qui concerne les paramètres d'intérêt thermohydrauliques, l'analyse de Morris montre que les principaux paramètres influents dans le circuit primaire (*i.e.* température maximale de gaine et température de sortie) sont :

- la réactivité extérieure β_{ext} ;
- le coefficient de contre-réaction Doppler α_{dop} .

Logiquement, le jeu pastille-gaine influence beaucoup la température maximale de gaine. L'influence du jeu à froid se répercute même sur la température de sortie du cœur. Comme vu au début de ce chapitre, l'épaisseur initiale du jeu change beaucoup l'amplitude du pic de température observé au capteur en branche chaude. En revanche, si le coefficient d'échange a une influence significative sur la température de gaine, son effet n'est pas visible au niveau du capteur de température. Les paramètres des vannes jouant sur l'énergie déposée, ils influencent très légèrement la température de sortie.

Concernant le circuit des barres transitoires, la pression d'hélium au temps de pic est très sensible aux paramètres des vannes. La réactivité extérieure jouant sur l'amplitude du pic, et donc sur l'effet TOP, elle est également significative sur l'amplitude de la bosse de pression correspondant à l'effet TOP. On constate en revanche que les autres paramètres sont assez peu significatifs : paramètres cinétiques et nombre de Nusselt dans les barres.

On peut en conclure que les paramètres les plus influents à l'échelle du transitoire sont l'épaisseur du jeu pastille-gaine à froid, la réactivité extérieure ainsi que le coefficient de contre-réaction Doppler. Les paramètres de vanne sont également très influents, notamment sur l'évolution de la puissance du cœur. Dans une moindre mesure, les paramètres cinétiques du cœur sont également assez influents, et particulièrement sur l'instant de pic.

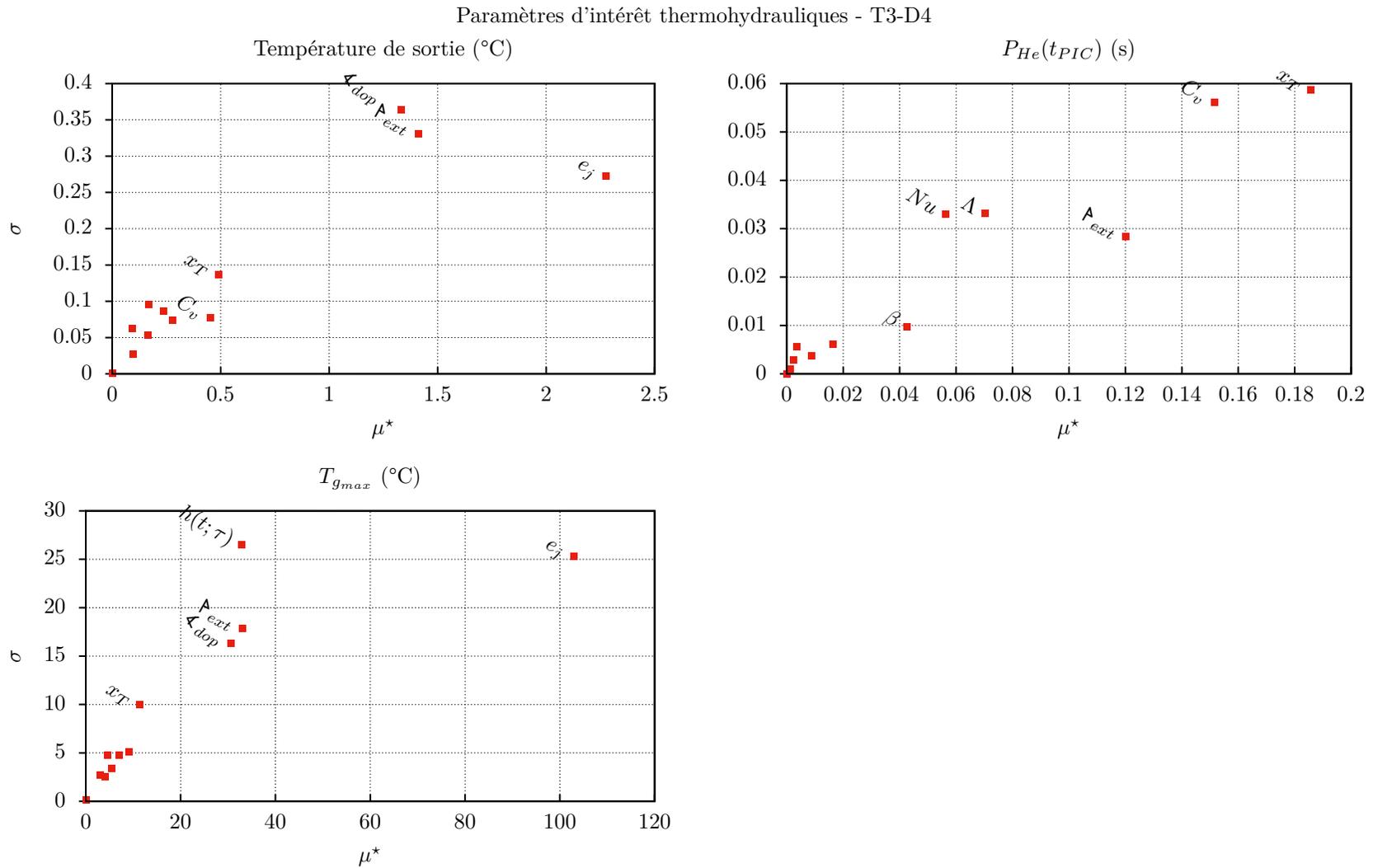


FIGURE VIII.2 – Résultats de l'analyse de Morris - Thermohydraulique - transitoire T3-D4

VIII.2.3 Transitoire T4-D5

Les conclusions sur ce transitoire sont assez similaires. Comme le montre la figure VIII.3, la réactivité extérieure ainsi que le coefficient Doppler influencent grandement la puissance maximale, la largeur à mi-hauteur du pic ainsi que l'énergie déposée. Le temps de pic est en revanche plutôt sensible à la réactivité extérieure, à la fraction effective de neutrons retardés et surtout à la dépressurisation. On observe en effet que les paramètres des vannes (C_v , x_T) et les échanges thermiques (Nu) peuvent décaler significativement le pic de puissance. Ces paramètres prennent une part importante dans le calcul de la puissance maximale, de la largeur à mi-hauteur et de l'énergie déposée.

Ce transitoire, de type SD2, présente un effet TOP très remarquable avec un fort couplage avec la cinétique du cœur. On constate donc naturellement que l'énergie déposée par effet TOP, contrairement au transitoire précédent (SD1), influence beaucoup la puissance maximale, la largeur à mi-hauteur ainsi que l'énergie déposée dans le cœur.

L'épaisseur initiale du jeu joue également sur la puissance maximale, comme pour la SD1, et donc sur l'énergie déposée, pour la même raison que précédemment.

Sur le plan de la thermohydraulique du cœur, on constate sur la figure VIII.4 des dépendances légèrement différentes que pour les SD1. Le jeu pastille-gaine reste très important sur la température de sortie et la température de gaine. Celle-ci étant très dépendante de l'énergie déposée dans le cœur, les effets de la réactivité extérieure, du coefficient Doppler et de tous les autres paramètres intervenant sur l'évolution de la puissance du cœur sont très influents, dont l'énergie de réaction TOP, ce que l'on n'observe pas pour le transitoire précédent. Cet effet est non-linéaire, car on constate que l'écart type est élevé. Il dépend donc grandement des valeurs des autres paramètres. Ce n'est pas une surprise dans la mesure où ce phénomène est issu d'un couplage très fort entre le cœur et les barres transitoires.

Concernant les grandeurs locales, la température de gaine est également sensible à l'énergie déposée dans le cœur (et donc à tous les paramètres qui l'influencent), mais également au jeu pastille-gaine à froid et au coefficient d'échange gaine-réfrigérant.

La pression d'hélium au temps de pic, révélant l'effet TOP et la réactivité extérieure à cet instant, est très sensible, contrairement au transitoire précédent, à l'énergie libérée par effet TOP. De la même façon, elle est très sensible à tous les paramètres influents dans le calcul de l'évolution de la puissance, et notamment au calcul de la puissance maximale, proportionnelle (en première approximation) au flux neutronique dans les barres et donc au taux de réaction TOP. La pression d'hélium au capteur dépend également grandement des paramètres des vannes, ce qui est tout à fait cohérent étant donné qu'ils fixent la vitesse de dépressurisation au niveau des vannes, et donc l'évolution de la pression en amont.

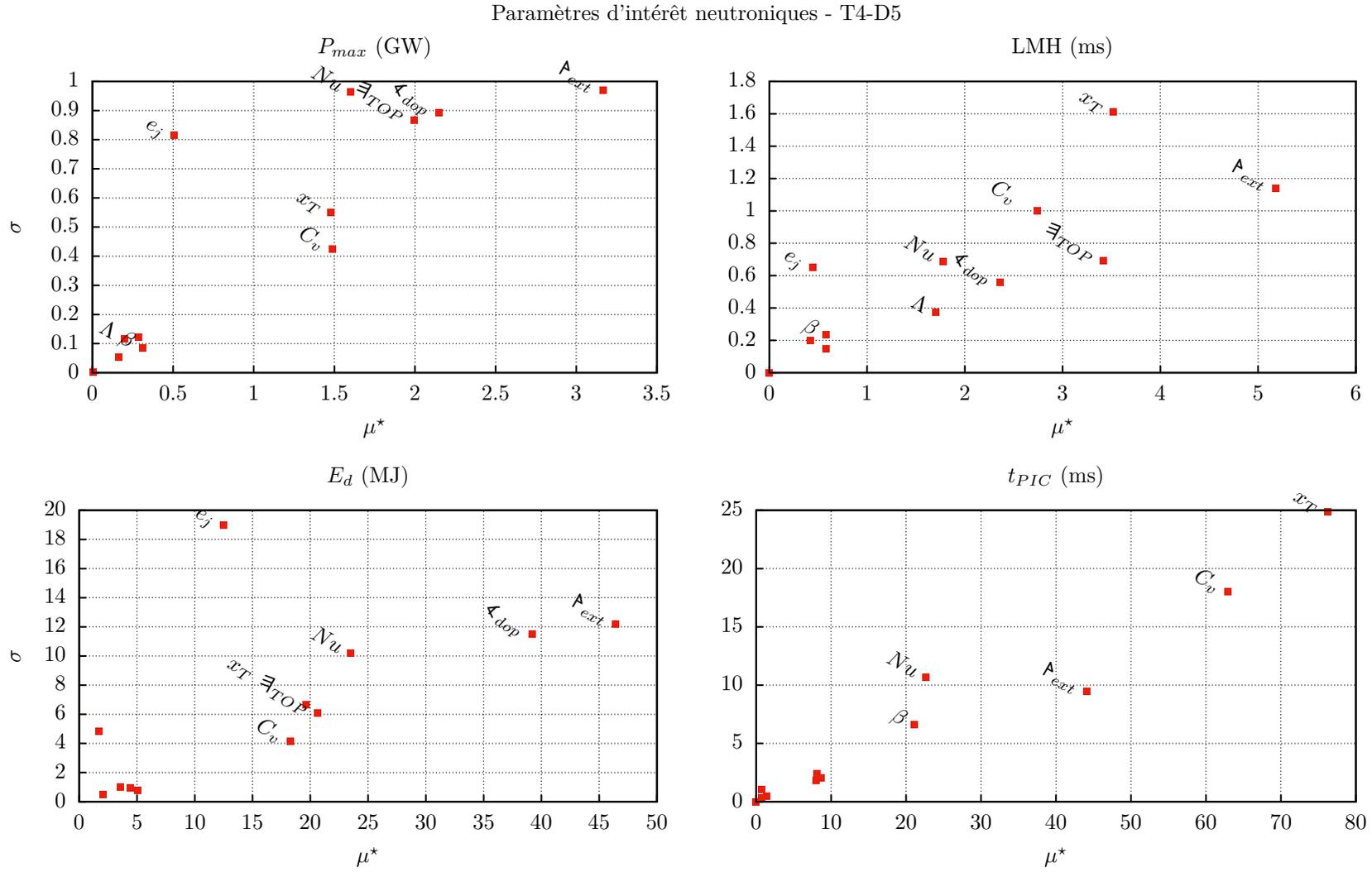


FIGURE VIII.3 – Résultats de l'analyse de Morris - Neutronique - transitoire T4-D5

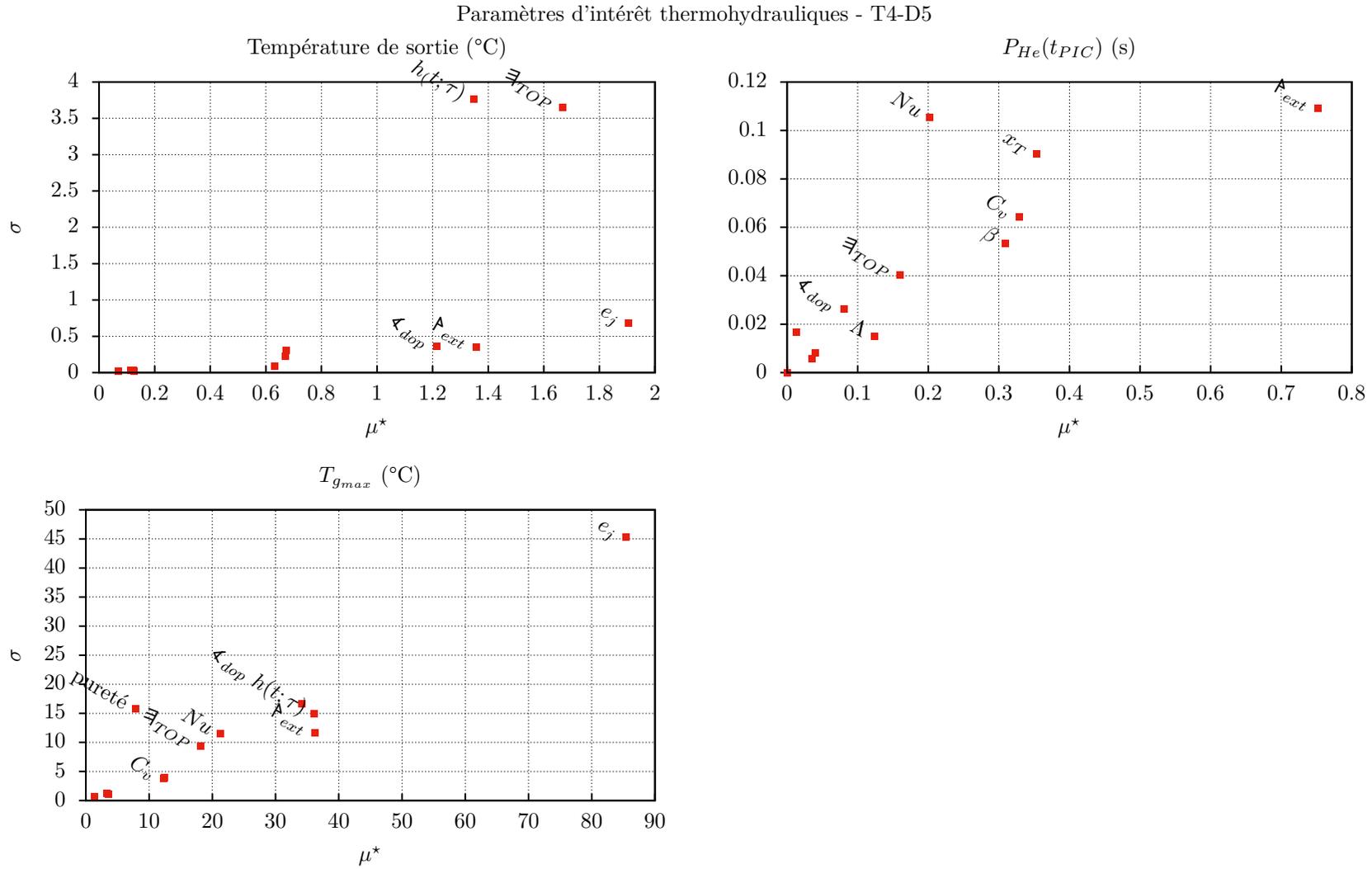


FIGURE VIII.4 – Résultats de l'analyse de Morris - Thermohydraulique - transitoire T4-D5

VIII.2.4 Bilan

Tous les paramètres d'intérêt étudiés présentent une grande sensibilité à la majeure partie des paramètres dégagés dans le tableau VIII.2. Néanmoins, l'effet de l'incertitude expérimentale de la course du pointeau n'est pas très significatif sur aucun des paramètres d'intérêt étudiés. Les paramètres cinétiques présentent également des effets importants sur les variables de sortie, plus particulièrement la puissance maximale, le temps de pic et la largeur à mi-hauteur. L'énergie déposée semble, pour les deux transitoires, très peu influencée par ces paramètres. En revanche, le résultat est très sensible à la réactivité insérée, déterminée par le modèle de réactivité extérieure conjugué à la modélisation de la dépressurisation.

On a également observé que les échanges thermiques dans les barres transitoires sont très peu significatifs au cours des SD1. En revanche, leur effet prend une réelle importance au cours des SD2, comme on a pu le constater au cours du chapitre VII également.

Les principaux paramètres influents sont identifiés. Cette analyse permet non seulement d'avoir une vue d'ensemble des transitoires mais également de dégager les points qui devront faire l'objet de recherches supplémentaires, comme la modélisation de la neutronique, la connaissance des vannes du circuit des barres transitoires et également la connaissance de l'état du combustible du cœur (notamment l'épaisseur du jeu à froid).

VIII.3 ÉTUDES DE PROPAGATION D'INCERTITUDES

VIII.3.1 Génération d'un plan d'expérience et propagation d'incertitudes

La méthode de réalisation du plan d'expériences numériques, qui sera utilisée par la suite, est une méthode LHS (*Latin Hypercube Sampling*) [57]. Elle fonctionne par tirage aléatoire selon un espace de dimension égale au nombre de variables incertaines. Chacune de ces dimensions (représentant le domaine de variation de la variable étudiée) est découpée en n intervalles de largeur dépendant de la fonction de répartition utilisée pour la variable en question. Cela forme le quadrillage de l'espace des variables. Le premier jeu de valeur est tiré aléatoirement. Le tirage suivant est réalisé aléatoirement dans le quadrillage privé de tous les intervalles qui ont été tirés au tirage précédent, et ainsi de suite. L'objectif de cette méthode est de générer des plans d'expérience est d'optimiser l'occupation de l'espace et donc de réduire le nombre de tirages qui pourraient posséder deux paramètres (ou davantage) dans le même intervalle, ce que pourrait tout à fait faire un tirage Monte-Carlo pur. Le principe est présenté sur la fig. VIII.5 pour deux variables présentant des lois de distribution uniformes. Les intervalles sont donc de largeur identique.

Pour réaliser la propagation d'incertitudes à proprement parler selon ce plan d'expérience, on utilise le module *LAUNCHER* d'URANIE et on récupère les différentes sorties de calcul qui sont les paramètres d'intérêt de la modélisation (dans le cas de CABRI, par exemple, la puissance maximale, la largeur à mi-hauteur, l'énergie déposée etc.). URANIE permet ensuite de donner pour chacun de ces paramètres d'intérêt la variance, la valeur moyenne et un intervalle de confiance de la modélisation.

Étant donné que le temps de calcul pour chaque transitoire est assez peu élevé¹, on réalise la propagation d'incertitudes avec la méthode LHS et 1000 calculs, valeur pour laquelle on constate une convergence correcte des histogrammes des variables d'intérêt.

VIII.3.2 Transitoire T3-D4

Les résultats obtenus sont présentés sous la forme d'histogrammes représentant le nombre d'occurrences obtenues dans un intervalle donné du paramètre d'intérêt étudié. On a également représenté en ligne pleine la valeur expérimentale ainsi que, si elle est significative, son

1. Quelques minutes seulement selon le transitoire sont nécessaires pour simuler entièrement le pic de puissance

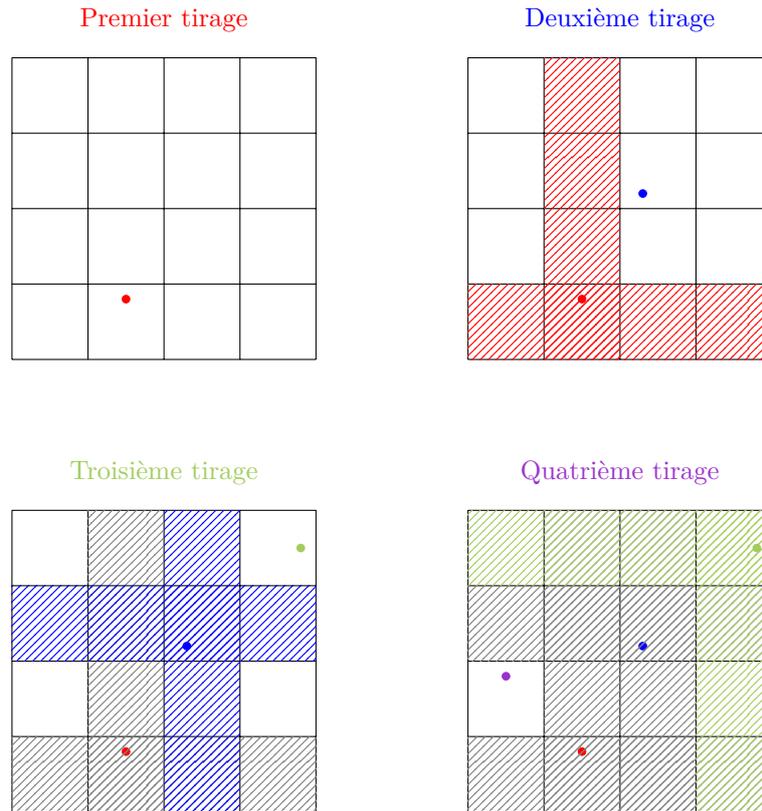


FIGURE VIII.5 – Plan d'expériences en LHS à deux variables incertaines

incertitude à 2σ en pointillés.

Le transitoire T3-D4 présente de bons résultats sur tous les paramètres d'intérêt neutroniques (cf. fig. VIII.6). La puissance maximale est de $19,2 \pm 3,3$ GW, à comparer à la valeur expérimentale de $16,8 \pm 0,5$ GW. Aucune valeur expérimentale est en dehors des résultats de modélisation.

La largeur à mi-hauteur est également bien reproduite : $9,0 \pm 0,7$ ms calculés contre 9,8 mesurés. On ne donne pas d'incertitude sur cette valeur étant donné qu'elle est déduite directement du pic de puissance expérimental. On constate donc qu'en moyenne, le pic calculé est légèrement plus étroit que le pic expérimental.

L'énergie déposée est aussi en très bon accord avec l'expérience : on obtient $E_d = 200 \pm 23$ MJ contre une valeur expérimentale de 188 ± 6 MJ. Les résultats numériques englobent donc tous les résultats expérimentaux.

On constate également que le pic est en moyenne un peu retardé par rapport à l'expérience : le temps de pic calculé se situe à 68 ± 5 ms, pour une valeur expérimentale de 66 ms. De manière générale, les pics de type SD1 modélisés sont souvent légèrement retardés par rapport à l'expérience, comme on a pu le constater au cours du chapitre VII, et plus particulièrement ceux partant d'une haute pression initiale d'hélium et pour lesquels on observe un effet TOP.

REMARQUE :

Ce point est intéressant dans la mesure où les dépressurisations à haute pression sont précisément celles qui causent la chute de température la plus importante et la plus brutale dans les barres. Or on a constaté, dans le cadre des écoulements laminaires en annexe F, que ce phénomène rendait les échanges conductifs transitoires particulièrement significatifs, surtout aux tous premiers instants de la dépressurisation. Il y a donc des raisons de penser que ce phénomène existe également en écoulement turbulent et que la corrélation de Dittus-Boelter

donne en conséquence une valeur de nombre de Nusselt trop faible.

C'est ce qui explique que les pics de puissance qui en découlent soient en moyenne plus hauts et plus étroits que les pics expérimentaux, car l'hélium est alors plus dense dans la simulation que dans l'expérience. La réactivité extérieure augmente moins vite que dans l'expérience et le pic est ainsi retardé. De plus, la puissance volumique libérée dans le fluide par effet TOP augmente avec la densité d'hélium. On a donc un pic non seulement retardé mais de plus, à cause de l'effet TOP, plus haut que dans l'expérience.

Cela étant moins limitant que dans le cas des SD2 et surtout des DD (étant donné que les échanges thermiques sont relativement moins importants dans les SD1 que dans les SD2), les efforts d'amélioration de la modélisation des échanges thermiques se sont concentrés sur les SD2, dans la mesure où les résultats obtenus pour les SD1 restent tout de même très satisfaisants.

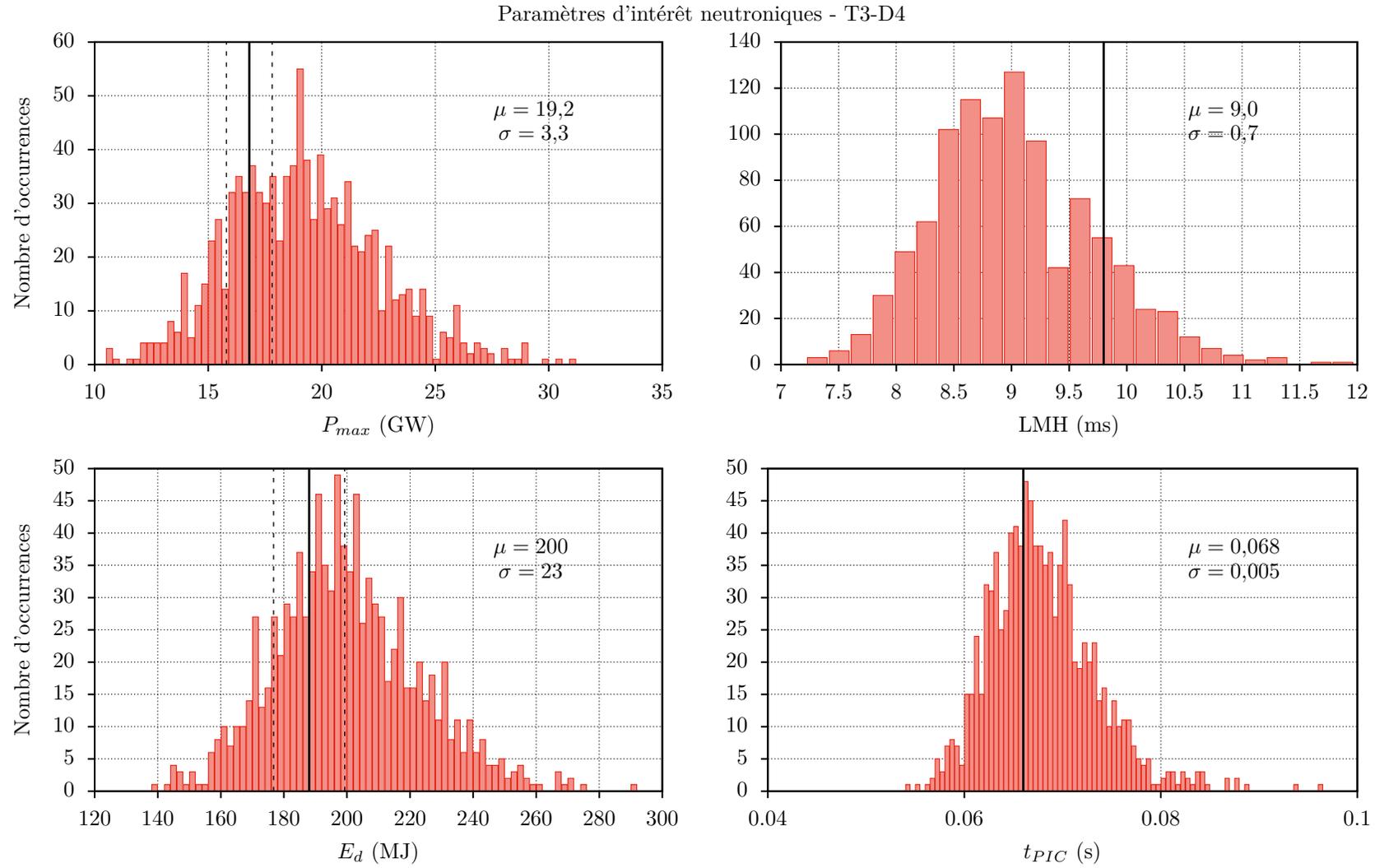


FIGURE VIII.6 – Résultats de la propagation d'incertitudes sur les paramètres d'intérêt neutroniques pour le transitoire T3-D4

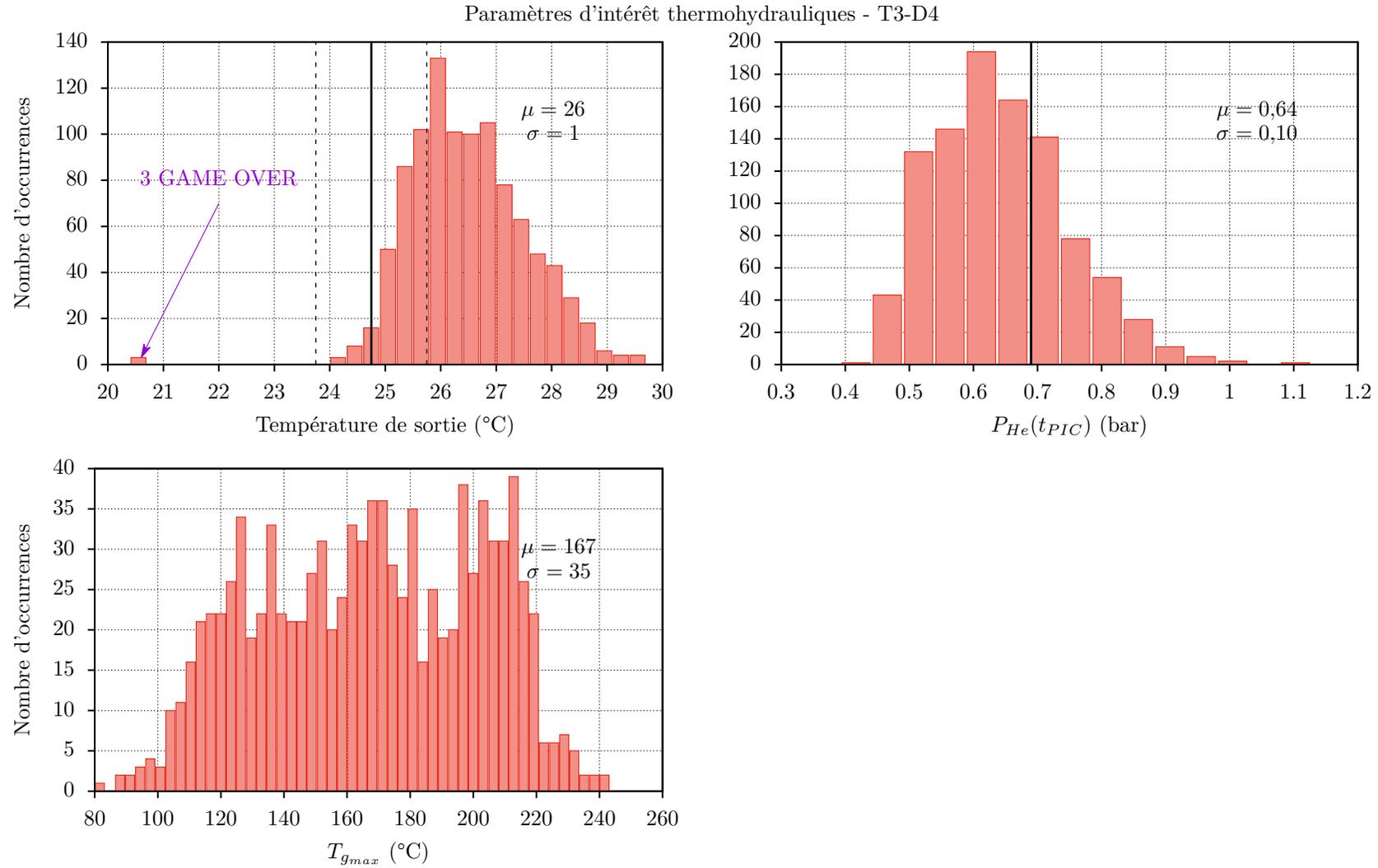


FIGURE VIII.7 – Résultats de la propagation d'incertitudes sur les paramètres d'intérêt thermohydrauliques pour le transitoire T3-D4

On a également tracé les résultats des 1000 calculs obtenus en fonction du temps, ainsi que la valeur expérimentale. On constate sur la figure VIII.8 que la haute incertitude sur les paramètres des vannes donne une dispersion assez élevée autour de la courbe expérimentale. L'incertitude expérimentale n'est pas tracée car très peu significative. Or, on a observé au cours du chapitre VII que la modification des échanges thermiques ne changeait que très peu l'évolution de pression au capteur. L'effet se constatait surtout sur la neutronique et l'évolution de la réactivité (cf. §VII.3). La dispersion observée est donc uniquement due aux incertitudes sur les paramètres des vannes, notamment x_T , dont l'incertitude (évaluée comme la valeur centrale au cours de cette thèse) a été majorée (cf. annexe E). En cela, elle pourrait être largement réduite dans les prochaines études, tout comme l'incertitude sur le C_v .

L'effet important de ces incertitudes se répercute donc sur le calcul du pic de puissance, pour lequel on observe sur la figure VIII.9 une dispersion assez élevée des résultats. Malgré cela, aucune simulation ne donne de résultats aberrants, comme les histogrammes en figures VIII.6 et VIII.7 l'ont montré. La chute des barres est néanmoins assez rapide, ce qui fait que la puissance après la chute des barres (à $t = 0,161$ s) diminue plus vite dans le calcul que dans l'expérience.

On a également remarqué que, sur 1000 calculs, seuls 3 n'ont pas été menés à terme, en raison de l'absence de développements pour la thermohydraulique transitoire au-delà du flux critique. Cela permet aussi de vérifier la robustesse de la modélisation et des développements effectués dans CATHARE2 PALANTIR.

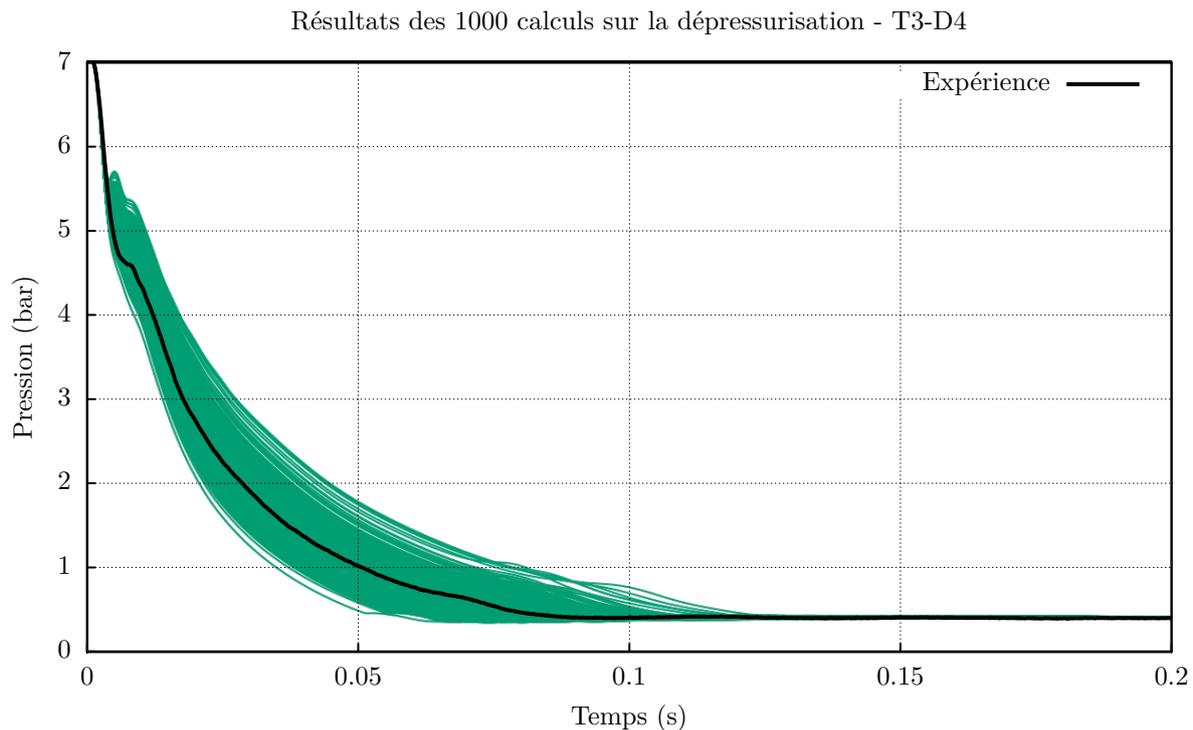


FIGURE VIII.8 – Résultats obtenus sur la dépressurisation pour les 1000 calculs - transitoire T3-D4

VIII.3.3 Transitoire T4-D5

On constate une excellente adéquation des résultats avec l'expérience sur ce transitoire. La puissance maximale est de $5,57 \pm 1,65$ GW, comparée à la valeur expérimentale de $4,8 \pm 0,14$ (cf. fig. VIII.10). Aucune valeur expérimentale n'est donc en dehors des prédictions de l'outil de calcul. Il en est de même pour les autres paramètres d'intérêt. L'énergie déposée calculée est de 134 ± 23 MJ, contre une valeur expérimentale de 122 ± 4 MJ. La largeur à mi-hauteur

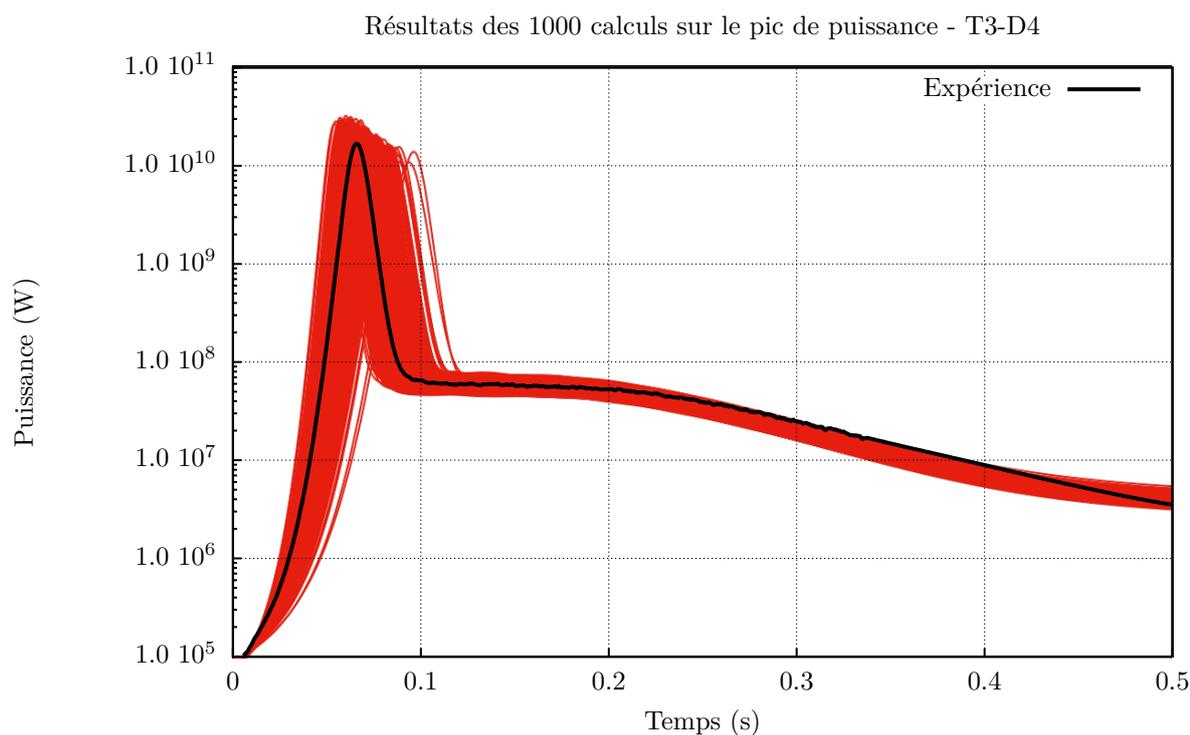


FIGURE VIII.9 – Résultats obtenus sur le pic de puissance pour les 1000 calculs - transitoire T3-D4

calculée est de $19,9 \pm 2,4$ ms, en parfaite adéquation avec l'expérience (20 ms). On observe toujours un léger décalage du pic. La moyenne de temps de pic calculé vaut 313 ± 31 ms, et le pic expérimental est situé à 297 ms. On a donc une très bonne adéquation des résultats avec l'expérience : aucune valeur expérimentale ne se trouve en dehors des résultats de simulation.

Concernant les paramètres d'intérêt thermohydrauliques donnés sur la figure VIII.11, la température de sortie est également assez bien reproduite. Cette valeur étant très dépendante de la zone de mélange avec la piscine existant à la sortie du cœur, son incertitude expérimentale est élevée. La pression mesurée au temps de pic est parfaitement en accord avec l'expérience. On obtient une valeur expérimentale de 4,86 bar, et les simulations donnent $4,86 \pm 0,29$ bar au capteur à l'instant de pic. Cet élément ainsi que les observations faites sur le calcul de la puissance maximale signifient que l'effet TOP et la dépressurisation sont bien modélisés. À titre indicatif, la température de gaine est tracée. On constate en moyenne une température de gaine maximale de 108 °C. Tout comme les résultats du chapitre VII, cela vient créditer les calculs analytiques réalisés au cours du chapitre II et tracés en fig. III.2, selon lesquels l'ébullition nucléée dans le cœur n'est pas atteinte dans ce transitoire.

Les figures VIII.12 et VIII.13 présentent également l'évolution de la pression et de la puissance au cours des 1000 calculs effectués. On constate de nouveau une grande dispersion des points dans la figure VIII.12, qui se répercute sur les résultats de la fig. VIII.9. Si le pic expérimental est bien encadré par les résultats numériques, la puissance après la chute des barres (à $t = 0,518$ s) est supérieure à la puissance expérimentale. Des études complémentaires ont dédouané l'incertitude de la cote initiale des BCS, de la pression d'hélium ou de la température, et même le biais sur la réactivité extérieure finale dû à la limitation numérique sur la pression initiale dans le réservoir au vide. Il s'agit donc d'un autre phénomène (ou davantage), dépendant de paramètres qui n'ont pas été propagés dans cette étude, sans doute le niveau d'anti-réactivité dans le cœur après le pic, qui serait trop faible par rapport à l'expérience.

Cela peut dépendre des propriétés du combustible, des échanges thermiques gaine-réfrigérant, des coefficients d'anti-réactivité etc. En effet, une conductivité trop basse de combustible peut ralentir son refroidissement après le pic, limitant de ce fait la contribution des autres contre-réactions. Ces effets étant assez complexes et couplés, il est difficile de se prononcer sur le sens d'un tel effet. Des études supplémentaires de sensibilité de la puissance après la chute des barres permettraient de mieux identifier ce phénomène.

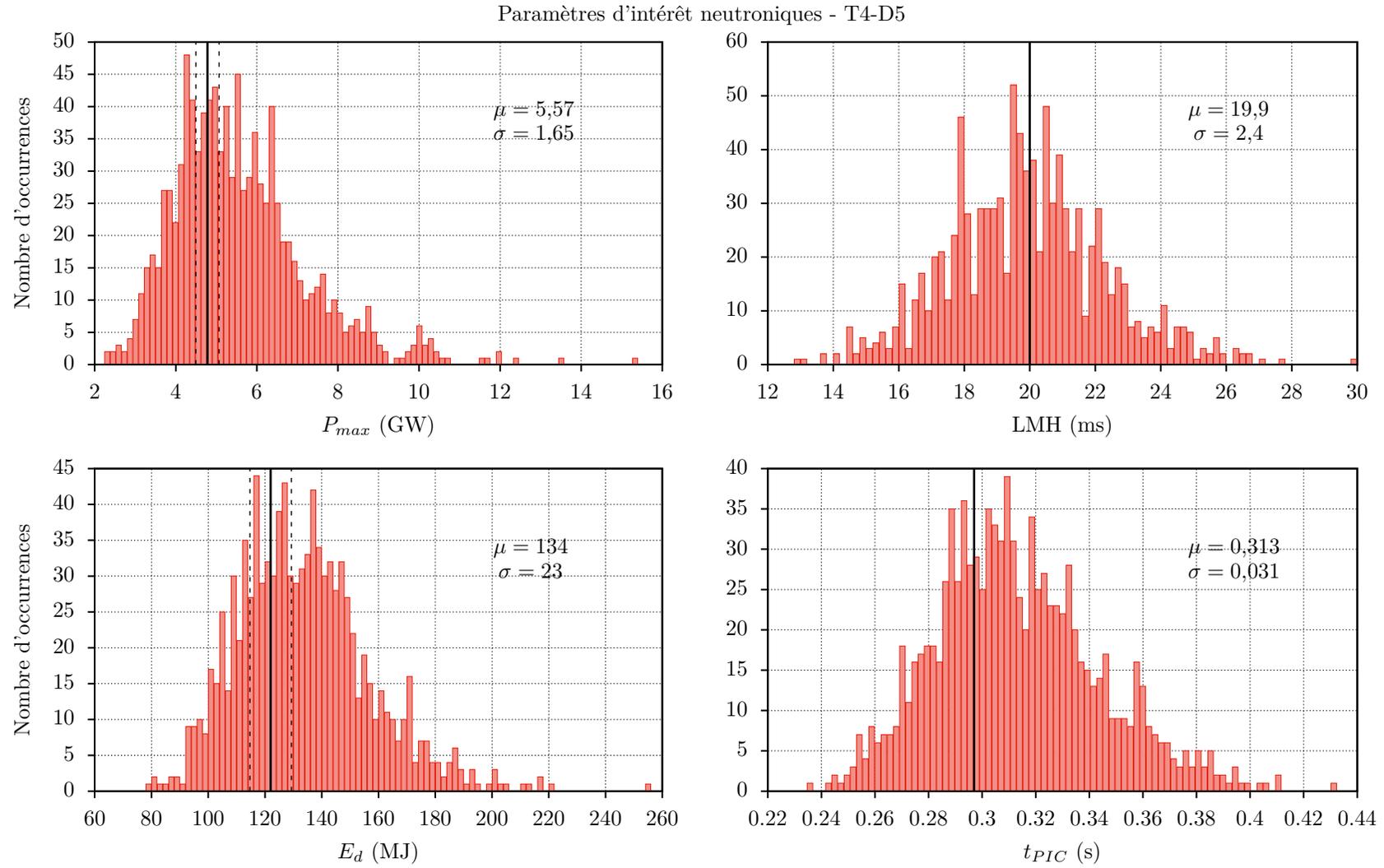


FIGURE VIII.10 – Résultats de la propagation d'incertitudes sur les paramètres d'intérêt neutroniques pour le transitoire T4-D5

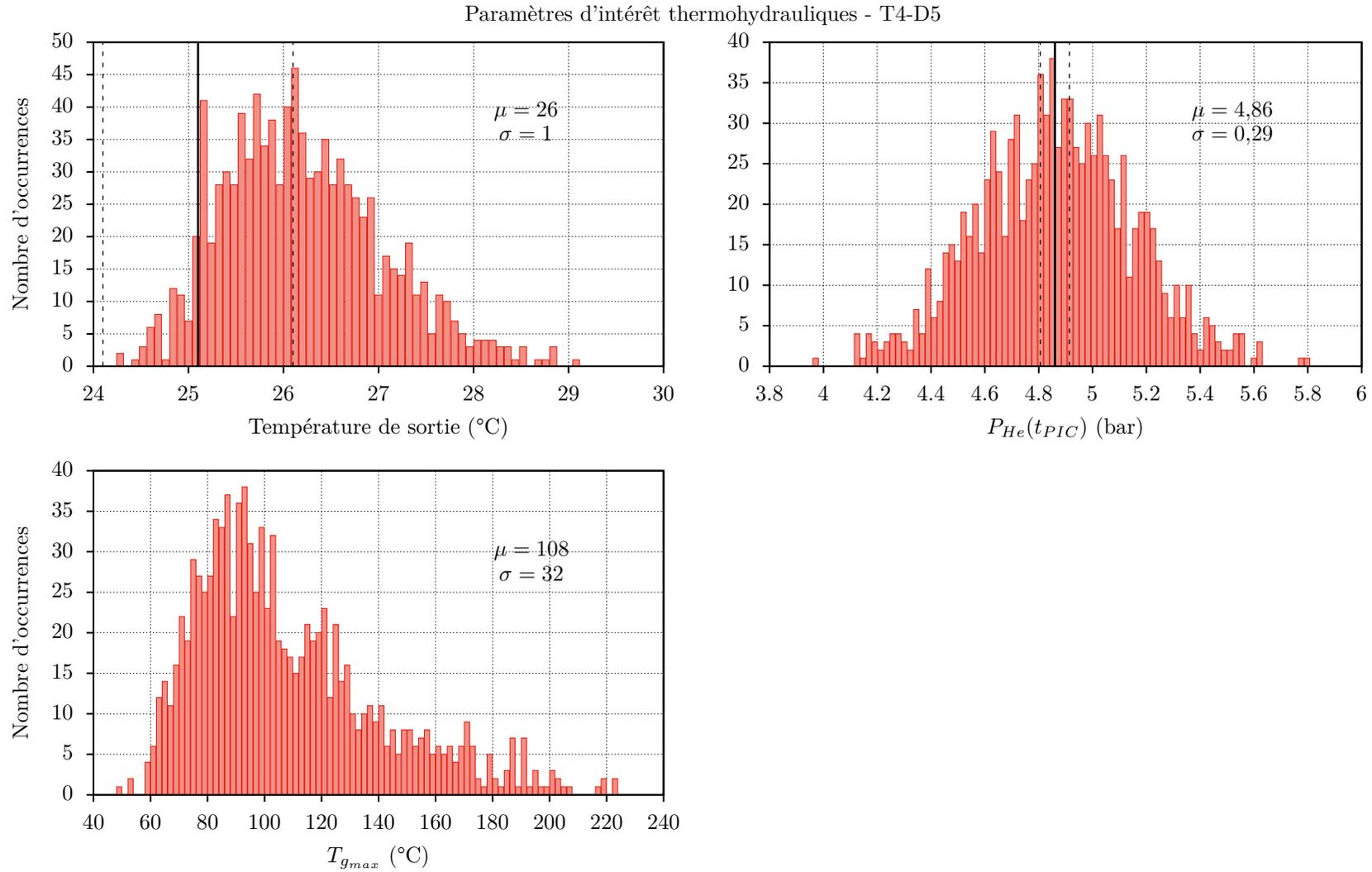


FIGURE VIII.11 – Résultats de la propagation d'incertitudes sur les paramètres d'intérêt thermohydrauliques pour le transitoire T4-D5

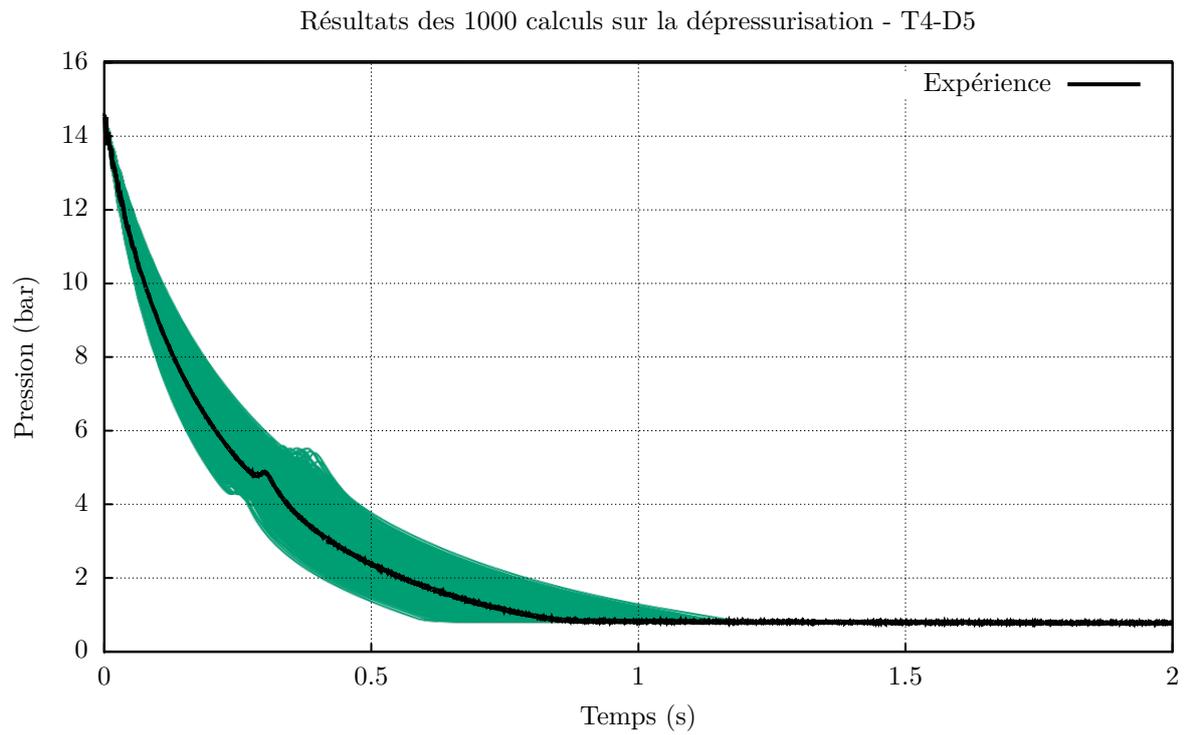


FIGURE VIII.12 – Résultats obtenus sur la dépressurisation pour les 1000 calculs - transitoire T4-D5

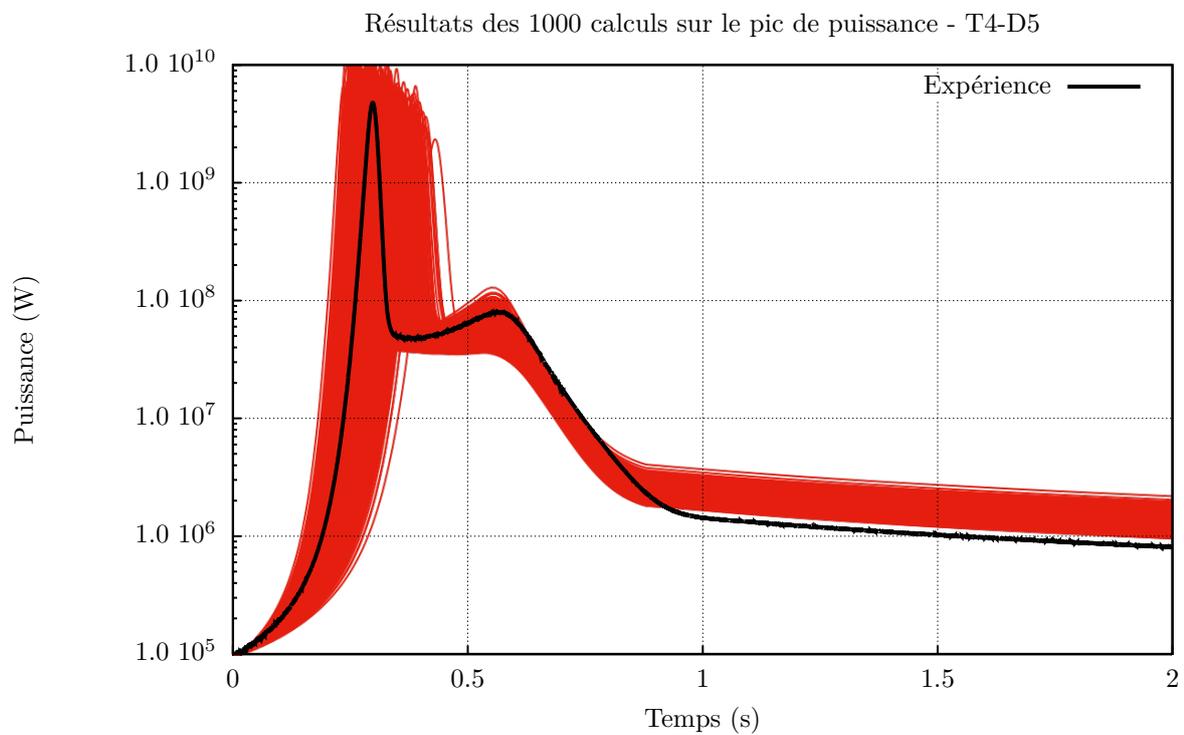


FIGURE VIII.13 – Résultats obtenus sur le pic de puissance pour les 1000 calculs - transitoire T4-D5

VIII.3.4 Bilan

Ces études de propagations d'incertitudes ont permis de voir l'influence de l'incertitude des modèles et des données d'entrée sur les paramètres d'intérêt : puissance, largeur à mi-hauteur du pic de puissance, énergie déposée etc. Pour tous ces paramètres, et pour les deux transitoires, on a observé que les valeurs expérimentales sont très bien encadrées par les résultats de calcul. On constate cependant, en moyenne, un léger décalage temporel des pics de puissance de type SD1, et de ce fait une légère surestimation de la puissance maximale et donc de l'énergie déposée. Cela s'explique par la modélisation des échanges thermiques dans le circuit des barres transitoires. Si la spécificité des échanges thermiques laminaires dans cet écoulement a été prise en compte dans une corrélation conçue expressément au cours de cette thèse, les échanges en écoulement turbulent n'ont pas été modifiés. Or, il n'y a aucune raison de penser que les effets de conduction transitoire et d'instantanéité de l'écoulement en laminaire ne soient pas significatifs en turbulent. De ce fait, les échanges thermiques au cours des SD1 pourraient être plus significatifs, aux premiers instants de la dépressurisation, et l'insertion de réactivité plus rapide que ce qu'ils sont à l'heure actuelle.

VIII.4 BESOINS EXPÉRIMENTAUX POUR LA POURSUITE DE LA DÉMARCHE DE VALIDATION DES OUTILS

Cette partie a pour objectif d'identifier les besoins en essais et en instrumentation pour la poursuite de l'application de la démarche de validation. Si à l'heure actuelle certains modèles (comme l'effet Doppler, l'insertion de réactivité, l'effet TOP) sont validables à l'aide des données et mesures disponibles lors des transitoires CABRI, la validation d'autres modèles pour la simulation des RIA, qui seraient utiles à d'autres types de réacteurs, reste hors d'atteinte avec les seuls essais CABRI et les mesures actuelles.

De manière générale, toute utilisation d'un outil de calcul devrait être précédée de nombreuses questions sur la qualité de la validation des modèles qui y sont implémentés. Cette thèse a été une occasion de souligner la difficulté de la validation de chaque modèle séparément sans installation expérimentale dédiée. Plus particulièrement, la modélisation des RIA reste un défi, surtout sur le plan thermohydraulique où la connaissance des phénomènes d'échanges thermiques, d'ébullition nucléée, de passages en ébullition de transition en situation de transitoire rapide est toujours très limitée. Cette sous-partie présente, de manière non exhaustive, des suggestions d'études qui pourraient être menées afin d'aider à la validation des modèles pour la simulation des RIA.

VIII.4.1 Sur le plan neutronique

On a pu constater que la cinétique ponctuelle donne d'excellents résultats globaux pour la simulation des essais CABRI, et les précédents chapitres (notamment le chapitre III) ont permis de montrer que la validation de la modélisation de l'effet Doppler dans ce cadre était tout à fait réalisable. En revanche, en ce qui concerne les autres contre-réactions, leur effet est bien trop faible pour observer quoi que ce soit au cours d'un pic de puissance. Il faudrait, pour valider leur modélisation, avoir accès à des pics de puissance plus larges, ou *a minima* des pics avec une chute de barres de contrôle suffisamment tardive pour observer l'écart calcul-expérience en fin de pic, au moment où les contre-réactions (autre que l'effet Doppler) deviennent significatives.

Mais sans instrumentation supplémentaire, une validation à proprement parler de modélisations plus complexes, comme une modélisation 3D en cinétique spatiale, est exclue. Il serait alors intéressant, afin d'étudier l'évolution de la distribution spatiale de flux et du spectre neutronique, de disposer d'instrumentation locale dédiée dans le cœur, comme des petites chambres à fissions qui seraient placées dans des crayons postiches au sein d'assemblages instrumentés.

VIII.4.2 Sur le plan thermohydraulique

Concernant les phénomènes spécifiques à CABRI, comme l’insertion de réactivité par dépressurisation d’ ^3He , on a constaté au cours de cette thèse et de la thèse [15] que ce qui influençait le plus le transitoire était la modélisation thermohydraulique de la dépressurisation elle-même. Celle-ci comprend non seulement la bonne modélisation des vannes, des différents éléments mais également la bonne modélisation des échanges thermiques. Afin de valider ce point, il serait nécessaire de disposer au moins d’un thermocouple dans le circuit des barres transitoires, proche du capteur de pression en sortie des barres, afin de connaître l’évolution de masse volumique et non plus la seule évolution de pression dans les barres.

Des phénomènes 3D comme les *crossflows* peuvent également intervenir dans le cœur. Disposer en quelques points du cœur de thermocouples mesurant la température de liquide et de capteurs de pression permettrait, si ces phénomènes sont effectivement significatifs dans le réacteur CABRI, de vérifier la qualité des modèles 3D existant (dans les codes dits “CFD” comme dans les codes système comme CATHARE2& 3). Concernant les phénomènes plus généraux aux RIA, comme les échanges thermiques monophasiques et diphasiques, les précédentes parties ont montré l’impossibilité de valider des modèles aussi complexes sur la seule base d’une température en branche chaude, entachée d’une sérieuse incertitude. Il faudrait donc une instrumentation locale supplémentaire, comme par exemple des thermocouples mesurant la température de gaine et de fluide. Ces deux éléments permettraient en effet de valider la modélisation des échanges thermiques en situation de transitoire rapide. Malheureusement, les calculs analytiques qui ont permis d’étudier les RIA (synthétisés sur la fig. III.2) ainsi que les calculs réalisés avec CATHARE2 PALANTIR ont montré que l’atteinte de l’ébullition nucléée, et donc tous les régimes suivants, était très peu probable et en tout cas très peu significative dans le cœur de CABRI, dans l’hypothèse d’un jeu pastille-gaine non rattrapé. La validation de leur modélisation, même avec des mesures locales, est donc inenvisageable.

Pour cette raison, il faudrait disposer d’autres essais pour valider ces modèles. La première piste facilement identifiable est d’utiliser les résultats expérimentaux de SPERT IV, dont le combustible hautement enrichi permet d’observer des échauffements de fluide très importants, car la première contre-réaction disponible est la contre-réaction liée au modérateur (dilatation et vide). L’ébullition nucléée est donc largement atteinte et des mesures de température de gaine sont disponibles. Certains essais passent également le flux critique [13]. Malheureusement, ces essais ont été réalisés en réacteur piscine, donc à basse pression dans le cœur. La validation des modèles ne pourra donc pas être prononcée en dehors de ce maigre domaine de fonctionnement.

Il serait donc intéressant d’envisager une autre piste pour valider ou² développer des modèles adaptés aux RIA. Comme vu au cours du chapitre I, le réacteur CABRI dispose d’une boucle à eau pressurisée en son centre, conçue pour tester la résistance des crayons irradiés aux transitoires de type RIA. Cette boucle permet d’atteindre de hautes pressions et de hautes températures de fonctionnement. Elle est également très bien instrumentée sur le plan thermohydraulique : thermocouples (dont des thermocouples de gaine), capteurs de pression, de débit, etc. Il serait donc dans le domaine du possible de placer un crayon³ dans cette boucle qui permettrait d’étudier ces phénomènes en faisant varier pression, titre thermodynamique et flux de masse dans l’objectif, cette fois-ci, de proposer de nouveaux modèles.

REMARQUE :

La validation des échanges thermiques en écoulement monophasique ne nécessite pas d’essais à différentes pressions. En effet, pour un écoulement monophasique pur d’une phase condensée, la pression n’intervient pas dans l’équation de conservation d’énergie⁴. Le coeffi-

2. Ce “ou” est non exclusif. Il peut être un “et”.

3. Neuf, susceptible de résister aux tests.

4. Cela s’observe lorsqu’on réduit l’équation de conservation d’énergie totale d’un fluide en mouvement par la

cient d'échange ne dépend donc pas de la pression. C'est pour cette raison que les corrélations d'échange (Dittus-Boelter, Sieder-Tate, Colburn etc.) en écoulement monophasiques liquides ne font pas intervenir la pression, contrairement aux corrélations d'échanges en ébullition nucléée, en film, aux corrélations de flux critique etc. Au vu de ces éléments, la validation des échanges monophasiques pourra donc être prononcée quelle que soit la pression de l'essai, de manière égale dans SPERT IV ou dans CABRI si l'instrumentation est suffisante.

VIII.5 CONCLUSION

Ces études ont eu pour but d'étudier la sensibilité des résultats de la modélisation des transitoires CABRI-RIA aux données d'entrée avec l'outil CATHARE2 PALANTIR. Les principaux paramètres incertains identifiés, leur influence sur les paramètres d'intérêt a été confirmée par une analyse de Morris. De plus, les propagations d'incertitudes ont montré une très bonne capacité de la modélisation à reproduire, sur deux transitoires, les valeurs expérimentales, aux incertitudes sur les données d'entrée près. Il serait donc maintenant intéressant d'appliquer la démarche de validation dans le cadre d'études BEPU.

Enfin, des pistes intéressantes de recherches ont été dégagées. Pour la modélisation des transitoires CABRI, il s'agirait d'améliorer la modélisation des échanges thermiques dans les barres, dont l'influence sur la dynamique d'insertion de réactivité est majeure, et de poursuivre la validation de la modélisation des autres phénomènes physiques. Pour l'étude des RIA en général, la complexité des phénomènes transitoires en diphasique mérite une attention et une curiosité particulières.

Il y a pour cela une étape expérimentale indispensable. Une dernière partie a présenté les différentes propositions d'instrumentation et d'essais supplémentaires dans l'objectif de la validation des outils de calcul pour la modélisation des RIA. Ces idées sont par exemple de mieux instrumenter le cœur de CABRI par des thermocouples et des capteurs de pression, d'utiliser les transitoires SPERT ou NSRR pour valider les modèles thermohydrauliques, ou d'utiliser la boucle à eau pressurisée de CABRI pour étudier la thermohydraulique en situation de transitoire rapide.

prise en compte du théorème d'énergie cinétique et du fait que le liquide est une phase condensée, pour laquelle $\Delta H \approx \Delta U$ et donc $c_p \approx c_v$.

Conclusions et perspectives

Les transitoires de type RIA dans les réacteurs nucléaires ont fait et font toujours l'objet d'une très grande attention dans le dimensionnement des réacteurs, et ce quel que soit leur type. Les critères de sûreté actuels proviennent des résultats des essais SPERT (aux États-Unis) ou NSRR (au Japon) qui ont permis de déterminer, selon le taux d'irradiation du combustible, une limite d'énergie déposée dans le combustible à ne pas dépasser au cours d'un tel transitoire. De ce fait, les études de sûreté réalisées pour ce type d'accident ont pour principe de rester très conservatives, c'est-à-dire d'étudier le "pire cas" possible (coefficients d'échanges thermiques minimisés, propriétés thermiques des matériaux dégradés etc.).

Cette thèse a eu pour objectif de proposer une démarche de validation des outils de calcul dans le cadre de l'étude de ces transitoires. La première partie du travail a consisté à étudier, sans le biais que peut apporter un outil de calcul⁵, la physique des transitoires de type RIA par des calculs analytiques. Les applications numériques ont plus particulièrement permis de comprendre la phénoménologie de ces insertions de réactivité au sein du cœur du réacteur CABRI. C'est sur cette base qu'a été élaboré un QPIRT (Quantified Phenomena Identification and Ranking Table) qui a permis d'identifier les principaux effets, leur importance relative et également de dégager les phénomènes physiques sur lesquels il fallait concentrer les efforts de modélisation, qu'ils soient généraux aux RIA ou plus spécifiques au réacteur CABRI, comme le système d'injection de réactivité. Les études analytiques réalisées ont permis de construire une carte des phénomènes significatifs dans le réacteur CABRI. Celle-ci donne les caractéristiques essentielles d'un essai (énergie déposée, réactivité extérieure et largeur à mi-hauteur du pic de puissance) nécessaires à l'occurrence d'un phénomène physique. Les transitoires sont alors séparés selon une "grille" à deux dimensions (temps et énergie) qui permet d'identifier les phénomènes qui seront observables au cours de chaque pic de puissance.

Cela a été essentiel à la construction d'une démarche de validation des outils de calcul dans le cadre des RIA, et qui devait être en accord avec les mesures disponibles dans le réacteur CABRI (hors boucle à eau pressurisée). Celles-ci étant limitées en quantité et en précision, il a donc fallu dans un premier temps identifier les phénomènes dont la modélisation pourrait effectivement être validée avec les mesures disponibles. Cette démarche revêt un caractère progressif et séquentiel, en accord avec la séparation des phénomènes que la carte de validation a permis d'envisager. Elle utilise des essais CABRI d'énergie et de réactivité croissantes, permettant dans un premier temps de valider la modélisation de l'insertion de réactivité et la cinétique ponctuelle, puis la modélisation de l'effet Doppler etc. Les autres réactions restant somme toute assez négligeables (toujours inférieures à 10 % de la réactivité totale), la validation de leur modélisation à partir des essais CABRI et des mesures actuelles reste hors de portée, tout comme les autres phénomènes physiques.

L'analyse théorique a également permis d'identifier l'outil de calcul qui serait le plus pertinent pour modéliser ce type de transitoires. Le choix s'est porté sur CATHARE2, code thermo-hydraulique "système" du CEA, qui offre de nombreuses possibilités non seulement en thermohy-

5. Par tous ses modèles qu'on ne peut, malheureusement, pas toujours maîtriser.

draulique, mais également en neutronique et thermomécanique, à un degré de précision suffisant pour une première modélisation avec ce type d'outils. Les manques identifiés pour la modélisation des transitoires CABRI-RIA ont donc motivé la construction d'une version spécifique de cet outil : PALANTIR (Projet d'Amélioration des Lois et Approximations en Neutronique et Thermohydraulique). Celle-ci propose une précision accrue dans le calcul des contre-réactions neutroniques, un modèle de conductance du jeu pastille-gaine capable de prendre en compte, sur le plan thermique, l'interaction mécanique des deux structures, et enfin une carte d'écoulement modifiée à partir de corrélations élaborées et validées au cours de cette thèse à l'aide de tests à effets séparés (provenant de [35, 36, 72]). Les efforts de modélisation dans ce domaine se sont portés sur l'échange en écoulement monophasique transitoire, écoulement majoritaire dans le cœur de CABRI comme identifié analytiquement dans la première partie de ce mémoire, mais également sur le point d'atteinte de l'ébullition nucléée, largement décalé en transitoire rapide, l'ébullition nucléée elle-même et le flux critique.

Concernant les phénomènes spécifiques au réacteur CABRI (dépressurisation, effet TOP, injection de réactivité etc.), leur modélisation a été réalisée à l'aide d'un couplage dynamique sur le plan thermohydraulique et neutronique des circuits du cœur et des barres transitoires. Des études approfondies ont permis de déterminer les paramètres des vannes, les coefficients pour la modélisation de l'effet TOP, ainsi qu'une corrélation pour les échanges thermiques paroi-gaz en écoulement laminaire, compressible et instationnaire.

Les résultats de modélisation *Best-Estimate* ont démontré la bonne capacité des modèles neutroniques à reproduire le pic de puissance expérimental, et ce pour les différents types de transitoires CABRI. En cela, la cinétique ponctuelle et le calcul de l'anti-réactivité Doppler dans CATHARE2 PALANTIR sont validés, tout comme la modélisation de la dépressurisation, de l'insertion de réactivité et de l'effet TOP, phénomènes particuliers à CABRI. L'étude de sensibilité aux modèles thermohydrauliques a montré que les corrélations développées modifient beaucoup l'écoulement et les grandeurs locales dans le cœur (température, flux échangé). Leur prise en compte est donc intéressante dans l'optique de la modélisation des RIA, mais leur étude nécessite néanmoins d'être poursuivie au-delà du flux critique.

Enfin, des analyses de sensibilité (par méthode de Morris) ont permis de confirmer l'influence de certains paramètres sur le transitoire, comme le coefficient Doppler, la conductance du jeu pastille-gaine et la réactivité insérée sur l'évolution de la puissance et sur les températures de réfrigérant et de gaine, auxquels s'ajoutent, pour ces dernières grandeurs, la modélisation des échanges thermiques en monophasique et en diphasique. Deux études BEPU ont également été réalisées sur deux transitoires CABRI avec un plan d'expériences LHS. 12 paramètres incertains ont été propagés au cours de 1000 calculs. Pour les deux transitoires étudiés, les résultats de la propagation d'incertitudes montrent une bonne reproduction de toutes les mesures expérimentales : puissance maximale, énergie déposée, largeur à mi-hauteur, instant du pic de puissance. L'ampleur que représente l'application de ces études pour tous les transitoires de la matrice de validation livre des perspectives intéressantes pour la poursuite de la validation en BEPU de l'outil de calcul selon la méthodologie composée au cours de cette thèse.

Par la suite, l'amélioration de la modélisation des RIA ne pourra se faire qu'à la lumière de la maîtrise des domaines de validité des modèles physiques existants. Celle-ci pourrait se concrétiser par l'utilisation d'outils de précision croissante, par leur couplage et surtout par l'amélioration des modèles physiques. Ces améliorations peuvent concerner la neutronique, en changeant par exemple la méthode de cinétique mise en œuvre, la thermohydraulique, en prenant en compte les phénomènes transitoires au-delà du flux critique et en étendant leur étude à haute pression, ou la thermomécanique.

Des mesures et des essais expérimentaux supplémentaires sont néanmoins plus que néces-

saires afin de poursuivre la validation, notamment sur le plan thermohydraulique. Des pistes envisageables seraient par exemple d'utiliser les résultats des essais SPERT ou même NSRR (intéressants dans la mesure où ils n'ont pas servi à la construction des corrélations présentes dans cette thèse), de mieux instrumenter le cœur du réacteur de CABRI (capteurs de pression, thermocouples, crayons postiches instrumentés).

Au-delà de l'étape de validation, les installations expérimentales seront toujours indispensables à notre compréhension de la physique et à la construction de modèles, surtout dans des domaines aussi complexes que la thermohydraulique, et ce aussi longtemps que les solutions dites "exactes" seront hors de portée. C'est la conjonction de choses bien opposées que sont notre curiosité naturelle et les impératifs provenant de la poursuite du "progrès", notion bien subjective, qui nous pousse à faire évoluer notre compréhension des choses. Dans cette quête, il n'est pas de modèle théorique qui précède l'expérience.

Annexe A

Propriétés physiques des fluides et matériaux

TABLEAU A.1 – Propriétés des matériaux et des fluides présents dans le réacteur CABRI à 20 °C

	ρ (kg/m ³)	c_p (J/kg/K)	λ (W/m/K)	η (Pa.s)	E (GPa)	α (K ⁻¹)	β (K ⁻¹)
Combustible	10960	139	5	-	222	$8 \cdot 10^{-6}$	-
Hélium (jeu)	4	0,18	5200	0,15	$1,9 \cdot 10^{-5}$	-	-
Inox des gaines	7990	480	16	-	194	$17 \cdot 10^{-6}$	-
Hélium 3	0,12	6892	0,17	$2 \cdot 10^{-5}$	-	-	-
Eau	997	4200	0,61	$9 \cdot 10^{-4}$	-	-	$2,6 \cdot 10^{-4}$

Annexe B

Calcul des ordres de grandeur des phénomènes 3D dans le cœur de CABRI

Sommaire

B.1	ÉCHANGES THERMIQUES CONDUCTIFS	185
B.2	ÉCHANGES DE QUANTITÉ DE MOUVEMENT	186
B.3	ÉCHANGES DE MASSE (<i>CROSSFLOWS</i>).	186

Le cœur de l'écoulement dans le faisceau de crayons n'est pas forcément un écoulement unidirectionnel. Des échanges transverses de masse, de quantité de mouvement ou d'énergie peuvent exister. On cherche à en déterminer des ordres de grandeur. Dans cette annexe, l'axe x représente la direction radiale et l'axe z la direction axiale.

B.1 ÉCHANGES THERMIQUES CONDUCTIFS

Des différences radiales de température entre assemblages créent nécessairement des flux thermiques conductifs transverses. On réalise l'expérience de pensée suivante afin d'évaluer l'importance de ces phénomènes. Deux colonnes d'eau liquides adjacentes en écoulement sont chauffées l'une à T_1 , l'autre à T_2 et $T_1 < T_2$. La première colonne reçoit une puissance P_{n_1} et la seconde $P_{n_2} = 2P_{n_1}$. L'eau circule selon le même débit massique \dot{m} dans les deux assemblages. Les deux colonnes sont reliées par une face de largeur l et de hauteur H à l'abscisse x_i . Les autres faces sont isolées thermiquement. Cette hypothèse sert à avoir une surestimation du flux thermique conductif à l'interface. Un bilan enthalpique dans chaque colonne donne :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \dot{m} c_p T_2}{\partial z} = \left(-\lambda \frac{\partial T_2}{\partial x} \Big|_{x_i} \right) l + \frac{P_{n_2}}{H} \end{array} \right. \quad (\text{B.1a})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \dot{m} c_p T_1}{\partial z} = - \left(-\lambda \frac{\partial T_2}{\partial x} \Big|_{x_i} \right) l + \frac{P_{n_1}}{H} \end{array} \right. \quad (\text{B.1b})$$

Ce système de deux équations comporte trois inconnues : T_1 , T_2 et le flux conductif à l'interface. On ne peut donc pas remonter de cette façon au flux conductif à l'interface. Afin d'avoir tout de même une idée de l'ordre de grandeur de ce phénomène, on utilise le nombre de Prandtl Pr . Ce nombre adimensionnel caractérise le comportement du fluide à une interface ou plus généralement en la présence de gradients de température et de vitesse, comme vu précédemment lors de l'établissement du lien entre couche limite thermique et couche limite cinématique. Autrement dit, le nombre de Prandtl quantifie la susceptibilité du fluide à diffuser de la matière

par rapport à de la chaleur. S'il est très grand devant 1, le fluide sera très visqueux et la puissance générée par le travail des forces visqueuses sera très supérieure aux transferts thermiques conductifs. Cela est le cas pour une huile par exemple. En revanche, s'il est très petit devant 1, les transferts thermiques conductifs sont dominants dans le fluide. Cela est notamment le cas de métaux liquides. Dans le cas de l'eau, le nombre de Prandtl se situe autour de 6. Cela signifie que la diffusion visqueuse est prédominante et nous permet de conclure que l'effet des transferts thermiques conductifs transverses est inférieur à celui de la diffusion visqueuse. La diffusion visqueuse dans un écoulement soumis à un gradient radial de vitesse fait l'objet du paragraphe suivant.

B.2 ÉCHANGES DE QUANTITÉ DE MOUVEMENT

On réalise le même type d'évaluation. Les deux colonnes verticales sont maintenant à même température, mais à vitesses différentes : $v_2 > v_1$. L'écoulement est toujours stationnaire et incompressible. En réalisant un bilan de quantité de mouvement selon z sur la colonne 2, on a :

$$-S \frac{\partial P_2}{\partial z} + \eta \left. \frac{\partial v_2}{\partial x} \right|_{x_i} l + \rho g S = 0 \quad (\text{B.2})$$

Le deuxième terme représente la force visqueuse exercée par la colonne 1 sur la colonne 2. On obtient :

$$\eta \left. \frac{\partial v_2}{\partial x} \right|_{x_i} = -\frac{1}{l} \left(\frac{1}{2} \frac{f}{D_h} \rho v_2^2 + \rho g \right) S \quad (\text{B.3})$$

Application numérique

Le nombre de Reynolds dans le cœur est de l'ordre de $6 \cdot 10^4$, donnant avec la corrélation de Blasius un coefficient f de 0,05 environ. On obtient alors :

$$\eta \left. \frac{\partial v_2}{\partial x} \right|_{x_i} \sim 2 \cdot 10^3 \text{ Pa.}$$

Imaginons un cas extrême avec $v_2 = 5v_1$ et $v_1 = 1 \text{ m/s}$. La distance caractéristique de l'effet de viscosité sur la distribution radiale de vitesse sera donc :

$$e_{vis} = \frac{v_2 - v_1}{\left. \frac{\partial v}{\partial x} \right|_{x_i}} \quad (\text{B.4})$$

Soit $e_{vis} \sim 2 \text{ } \mu\text{m}$.

L'effet de ce phénomène sur la vitesse dans les deux colonnes sera donc très négligeable, et la vitesse moyenne calculée sur la section de passage dans chacune d'entre elles restera inchangée, dans la mesure où $e_{vis} \ll D_h$. L'échange conductif radial selon la situation précédente sera de ce fait très négligeable.

B.3 ÉCHANGES DE MASSE (CROSSFLOWS)

Les échanges de masse radiaux sont plus difficiles à envisager, étant donné que les déséquilibres transverses de pression peuvent avoir plusieurs causes. En effet, si on réalise un bilan d'énergie mécanique dans un écoulement vertical ascendant et incompressible sans pertes de charge singulières, on a :

$$\frac{\partial P}{\partial z} = \rho g - \frac{1}{2} \frac{f}{D_h} \rho v_z^2 \quad (\text{B.5})$$

On cherche les sources de déséquilibre de pression qui pourraient mener à un effet convergent ou divergent, c'est-à-dire un apport ou une perte de masse avec les autres colonnes.

$$\frac{\partial^2 P}{\partial x \partial z} = \frac{\partial \rho}{\partial x} g - \frac{1}{2} \frac{f}{D_h} \frac{\partial \rho}{\partial x} v_z^2 - \frac{f}{D_h} \rho v_z \frac{\partial v_z}{\partial x} \quad (\text{B.6})$$

Cette équation montre que des déséquilibres radiaux de masse volumique ou de vitesse peuvent être à l'origine de différences radiales de pression, et donc des flux transverses. On s'intéresse à un cas hypothétique où seule la masse volumique évolue radialement. Cela donne un ordre de grandeur sur la composante selon x du gradient de pression :

$$\frac{\partial P}{\partial x} \sim H \frac{\partial \rho}{\partial x} \left(g - \frac{1}{2} \frac{f}{D_h} v_z^2 \right) \quad (\text{B.7})$$

Cette composante radiale du gradient de pression induit des vitesses transverses selon l'équation de Navier-Stokes projetée sur x :

$$\rho \left(v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \eta \left(\frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} \right) \quad (\text{B.8})$$

On a, en raison de la géométrie, $\frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} \ll \frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2}$. On arrive à l'équation suivante donnant un ordre de grandeur sur v_x :

$$v_x^2 + \left(\frac{D_h}{H} v_z - \frac{\nu}{D_h} \right) v_x + \frac{D_h}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \sim 0 \quad (\text{B.9})$$

Application numérique

On se place dans un cas extrême avec un assemblage à 20 °C, l'autre à 100 °C. L'ensemble est à pression atmosphérique. Le diamètre hydraulique est celui de CABRI : $D_h = 10,2$ mm. On a ainsi :

$$\frac{\partial \rho}{\partial x} \sim 4,2 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^4, \text{ d'où } \frac{\partial P}{\partial x} \sim -1,7 \cdot 10^5 \text{ Pa/m, donnant :}$$

$$v_x \sim 1,3 \text{ m/s.}$$

On en déduit que les vitesses transverses sont *a priori* non négligeables dans des cas de très fortes différences radiales de masse volumique, ce qui n'est cependant pas le cas dans CABRI. Ce calcul est cependant limité dans la mesure où il ne prend pas en compte dans le bilan d'énergie mécanique les pertes de charge radiales ni les pertes de charge singulières, et qu'on se limite aux écoulements monophasiques liquides. Or, ces phénomènes jouent un rôle important sur le sens des débits transverses (effet "cheminée" ou effet divergent) [37]. Le calcul simplifié n'a pu donner qu'un ordre de grandeur de l'effet d'une différence de masse volumique seule sur la différence radiale de pression et les vitesses qu'il génère. Or, ces effets se cumulent et leur estimation analytique, même par ordres de grandeur, est ardue.

Annexe C

Précisions sur le calcul de l'énergie nécessaire à l'obtention de l'effet TOP

Cette annexe détaille le lien entre réactivité extérieure et variation de masse volumique d'hélium utilisé dans le calcul de l'énergie nécessaire à l'obtention de l'effet TOP, et donne quelques précisions sur ces calculs. On cherche à relier réactivité et masse volumique d'hélium. La variation de section efficace d'absorption n'étant due qu'à une variation de densité atomique d'hélium, la théorie des perturbations dit :

$$\delta \mathbb{P}_{ext} = - \frac{\iiint_{\text{cœur}} \delta \Sigma_a F_{xy}^2 F_z^2 dx dy dz}{\iiint_{\text{cœur}} \nu \Sigma_f F_{xy}^2 F_z^2 dx dy dz} = -q \delta \rho \quad (\text{C.1})$$

Où q est un coefficient de proportionnalité strictement positif. On en déduit que :

$$\mathbb{P}_{ext}(t) = -q \int_0^t \delta \rho = -q(\rho(t) - \rho(0)) = q \Delta \rho(t) \quad (\text{C.2})$$

On déduit des deux équations précédentes que :

$$\frac{\delta \mathbb{P}_{ext}}{\mathbb{P}_{ext}(t)} = - \frac{\delta \rho}{\Delta \rho(t)} \quad (\text{C.3})$$

Le critère $\delta \mathbb{P} \geq 10\% \mathbb{P}_{ext}(t)$ s'écrit donc plus simplement, dans le cadre de la théorie des perturbations, $\delta \rho_{He} \leq -10\% \Delta \rho(t)$. Dans la mesure où l'on s'intéresse à la réactivité insérée à la fin de la dépressurisation, le critère s'écrit :

$$\delta \mathbb{P} \geq 10\% \mathbb{P}_{ext}(+\infty) \Rightarrow \frac{\delta \mathbb{P}}{\mathbb{P}_{ext}(t_{pic})} \geq 10\% \frac{\mathbb{P}_{ext}(+\infty)}{\mathbb{P}_{ext}(t_{pic})} \quad (\text{C.4})$$

Ce qui donne le critère sur la masse volumique :

$$- \frac{\delta \rho}{\Delta \rho(t_{pic})} \leq -10\% \frac{\mathbb{P}_{ext}(+\infty)}{\mathbb{P}_{ext}(t_{pic})} \quad (\text{C.5})$$

Soit

$$\frac{\delta \rho}{\rho(t_{pic})} \leq -10\% \frac{\mathbb{P}_{ext}(+\infty)}{\mathbb{P}_{ext}(t_{pic})} \frac{\Delta \rho(t_{pic})}{\rho(t_{pic})} \quad (\text{C.6})$$

Au temps de pic (noté t_{pic}), on a sous l'action de l'effet TOP :

$$\frac{d\rho}{\rho(t_{pic})} = - \frac{\delta E_{gaz}}{\rho_{He}(t_{pic}) r_{He} TV_{BT}} \frac{4}{15} \quad (\text{C.7})$$

L'application du critère à partir de cette équation donne donc :

$$-\frac{\delta E_{gaz}}{\rho_{He}(t_{pic})r_{He}TV_{BT}} \frac{4}{15} \leq -10\% \frac{\mathfrak{P}_{ext}(+\infty)}{\mathfrak{P}_{ext}(t_{pic})} \frac{\Delta\rho(t_{pic})}{\rho(t_{pic})} \quad (C.8)$$

L'énergie qu'il faut déposer dans le gaz doit donc répondre à :

$$\delta E_{gaz} \geq 10\% \frac{15}{4} \rho(t_{pic})r_{He}TV_{BT} \frac{\mathfrak{P}_{ext}(+\infty)}{\mathfrak{P}_{ext}(t_{pic})} \frac{\Delta\rho(t_{pic})}{\rho(t_{pic})} \quad (C.9)$$

D'où :

$$p_{v_{max}} \delta t \geq 10\% \frac{15}{4} \rho(t_{pic})r_{He}T \frac{\mathfrak{P}_{ext}(+\infty)}{\mathfrak{P}_{ext}(t_{pic})} \frac{\Delta\rho(t_{pic})}{\rho(t_{pic})} \quad (C.10)$$

En raison de la proportionnalité entre réactivité extérieure et variation de masse volumique (dans le cadre de la théorie des perturbations) on obtient :

$$p_{v_{max}} \delta t \geq 10\% \frac{15}{4} \rho(t_{pic})r_{He}T \frac{\Delta\rho(+\infty)}{\rho(t_{pic})} \quad (C.11)$$

Où $\Delta\rho(+\infty) = \rho(0) - \rho(+\infty)$. Dans le cadre de réactivités insérées importantes, c'est-à-dire de masses volumiques initiales très importantes, on a $\Delta\rho(+\infty) \approx \rho(0)$. De ce fait, étant donné que $\rho(0) > \rho(t_{pic})$, on a :

$$p_{v_{max}} \delta t \geq 10\% \frac{15}{4} \rho(t_{pic})r_{He}T \frac{\Delta\rho(+\infty)}{\rho(t_{pic})} \geq 10\% \frac{15}{4} \rho(t_{pic})r_{He}T \quad (C.12)$$

Annexe D

Démonstration de l'expression de la nappe et du profil de contre-réaction Doppler

Sommaire

D.1	PERTURBATION LIÉE À UNE VARIATION DE SECTION EFFICACE	191
D.1.1	Équations de criticité.	191
D.1.2	Perturbation au premier ordre	192
D.2	CALCUL À UN GROUPE PUIS À DEUX GROUPE	193
D.2.1	Calcul à un groupe d'énergie	193
D.2.2	Calcul à deux groupes d'énergie.	193
D.2.3	Conclusion.	194
D.3	CALCUL D'UNE PERTURBATION : L'EFFET DOPPLER	194
D.3.1	Expression classique de l'effet Doppler différentiel	194
D.3.2	Proposition d'une formulation explicite de $\delta\Sigma_a$	194
D.3.3	Expression de la variation de réactivité Doppler à partir de la théorie des perturbations	196
D.4	CONCLUSION	198

D.1 PERTURBATION LIÉE À UNE VARIATION DE SECTION EFFICACE

La théorie des perturbations donne la possibilité d'exprimer, sous réserves d'hypothèses, la variation de réactivité due à une perturbation neutronique. Cette perturbation peut être par exemple un ajout local d'absorbant, une augmentation de température du modérateur, un changement du bilan matière ou de température de combustible. C'est ce dernier cas qui fait l'objet de cette annexe. On cherche à exprimer la variation de réactivité due à un changement de température de combustible, et plus précisément due à la variation de section efficace de capture radiative de l'uranium 238.

D.1.1 Équations de criticité

L'équation générale pour le flux dans le cas d'un réacteur critique et à un groupe d'énergie est la suivante :

$$\operatorname{div}(-D\overrightarrow{\operatorname{grad}}\Phi) + \Sigma_a\Phi(\overrightarrow{r}) = \frac{1}{k}\nu\Sigma_f\Phi(\overrightarrow{r}) \quad (\text{D.1})$$

On écrit alors l'équation (D.1) sous la forme généralisée :

$$M\Phi = \frac{1}{k}F\Phi \quad (\text{D.2})$$

Où M est l'opérateur de disparition (par fuites et par absorptions) et F l'opérateur de production par fissions. Ce formalisme est utilisé quel que soit le regroupement énergétique utilisé.

Le produit scalaire $(f; g)$ est défini de la manière suivante :

$$(f; g) = \iiint_{\text{cœur}} f^*(\vec{r}')g(\vec{r}')d^3r' dE d^3\Omega \quad (\text{D.3})$$

Où $(f; g) \in \mathbb{C}^2$ et f^* est le conjugué complexe de f . On définit alors l'opérateur adjoint M^\dagger de la manière suivante :

$$(M^\dagger f; g) = (f; Mg) \quad (\text{D.4})$$

Le flux adjoint Φ^\dagger est alors défini comme solution de l'équation adjointe :

$$M^\dagger\Phi^\dagger = \frac{1}{k}F^\dagger\Phi^\dagger \quad (\text{D.5})$$

D.1.2 Perturbation au premier ordre

On considère une perturbation, par exemple pour notre cas une variation de la section efficace d'absorption : $\Sigma'_a(\vec{r}') = \Sigma_a(\vec{r}') + \delta\Sigma_a(\vec{r}')$. On a donc : $M'\Phi' = \frac{1}{k'}F'\Phi'$ où $F' = F$ (pas de changement de l'opérateur de production par fission) et $M' = M + \delta M$. Ici, δM peut s'écrire directement $\delta\Sigma_a$. En raison des propriétés de linéarité du produit scalaire, on a :

$$\frac{1}{k'} = \frac{(\Phi^\dagger; M'\Phi')}{(\Phi^\dagger; F\Phi')} \quad (\text{D.6})$$

De plus, à l'état non perturbé, l'équation adjointe nous donne, avec la propriété du produit scalaire définie en (D.4) :

$$\frac{1}{k} = \frac{(\Phi^\dagger; M\Phi')}{(\Phi^\dagger; F\Phi')} \quad (\text{D.7})$$

On obtient alors :

$$\frac{1}{k'} - \frac{1}{k} = \frac{(\Phi^\dagger; M'\Phi') - (\Phi^\dagger; M\Phi')}{(\Phi^\dagger; F\Phi')} \quad (\text{D.8})$$

Soit :

$$\delta\beta = -\frac{(\Phi^\dagger; \delta M\Phi')}{(\Phi^\dagger; F\Phi')} \quad (\text{D.9})$$

L'intérêt de la théorie des perturbations est d'avoir accès à $\delta\rho$ sans avoir à calculer le flux dans le réacteur perturbé. Par développement limité à l'ordre 1, on montre que :

$$\delta\beta \approx -\frac{(\Phi^\dagger; \delta M\Phi)}{(\Phi^\dagger; F\Phi)} \quad (\text{D.10})$$

L'équation (D.10) donne donc la variation de réactivité suite à une petite variation dans l'opérateur de disparition.

D.2 CALCUL À UN GROUPE PUIS À DEUX GROUPE

D.2.1 Calcul à un groupe d'énergie

À un groupe d'énergie, les opérateurs sont des matrices de dimension $1 * 1$.

$$M = \text{div}(-D\overrightarrow{\text{grad}}) + \Sigma_a \quad (\text{D.11})$$

$$F = \nu\Sigma_f \quad (\text{D.12})$$

On a donc $M^\dagger = M$ et $F^\dagger = F$. Les équations décrivant l'état du réacteur s'écrivent donc :

$$M\Phi = \frac{1}{k}F\Phi \quad (\text{D.13})$$

$$M\Phi^\dagger = \frac{1}{k}F\Phi^\dagger \quad (\text{D.14})$$

On a donc bien $\Phi^\dagger = \Phi$. Ainsi, d'après les équations (D.3) et (D.10), on a :

$$\delta\mathfrak{K} = -\frac{\iiint_{\text{cœur}} \delta\Sigma_a \Phi^2(\vec{r}) d^3r}{\iiint_{\text{cœur}} \nu\Sigma_f \Phi^2(\vec{r}) d^3r} \quad (\text{D.15})$$

Dans le réacteur, on définit les facteurs de forme de la manière suivante :

$$\Phi(x,y,z) = F_{xy}F_z\bar{\Phi} \quad (\text{D.16})$$

Où $\bar{\Phi}$ est le flux moyen dans le cœur. La variation de réactivité, dans le cas d'un changement de section efficace d'absorption et d'une approximation à un groupe d'énergie, s'écrit donc :

$$\delta\mathfrak{K} = -\frac{\iiint_{\text{cœur}} \delta\Sigma_a F_{xy}^2 F_z^2 dx dy dz}{\iiint_{\text{cœur}} \nu\Sigma_f F_{xy}^2 F_z^2 dx dy dz} \quad (\text{D.17})$$

D.2.2 Calcul à deux groupes d'énergie

Lorsqu'on considère deux groupes d'énergie correspondant à des neutrons rapides (groupe 1) et des neutrons thermiques (groupe 2), on obtient, dans le cas d'un système critique :

$$D_1\Delta\Phi_1 - \Sigma_{a_1}\Phi_1 - \Sigma_{s_{1\rightarrow 2}}\Phi_1 + \nu\Sigma_{f_1}\Phi_1 + \nu\Sigma_{f_2}\Phi_2 = 0 \quad (\text{D.18})$$

$$D_2\Delta\Phi_2 - \Sigma_{a_2}\Phi_2 + \Sigma_{s_{1\rightarrow 2}}\Phi_1 = 0 \quad (\text{D.19})$$

Le système s'écrit sous la forme généralisée $(L + E)\Phi = 0$ avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} L = \begin{bmatrix} D_1\Delta & 0 \\ 0 & D_2\Delta \end{bmatrix} \end{array} \right. \quad (\text{D.20a})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} E = \begin{bmatrix} -\Sigma_{a_1} & -\Sigma_{s_{1\rightarrow 2}} + \nu\Sigma_{f_1} & \nu\Sigma_{f_2} \\ & \Sigma_{s_{1\rightarrow 2}} & -\Sigma_{a_2} \end{bmatrix} \end{array} \right. \quad (\text{D.20b})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Phi = \begin{bmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \end{bmatrix} \end{array} \right. \quad (\text{D.20c})$$

Pour simplifier l'écriture, on a considéré ici des coefficients de diffusion homogènes sur l'ensemble du cœur. L'équation adjointe sera la suivante :

$$(L^\dagger + E^\dagger)\Phi^\dagger = 0 \quad (\text{D.21})$$

On constate donc bien que, les matrices n'étant pas diagonales, les opérateurs adjoints associés seront différents des opérateurs non adjoints. Le flux adjoint sera par conséquent différent du flux. On n'obtiendra donc pas une perturbation qui s'exprimera comme dans l'équation (D.17). Cela vient du fait que les productions donnent des neutrons rapides et les disparitions concernent essentiellement des neutrons thermiques (par fissions et absorptions). La diffusion de rapide vers thermique est également source de déséquilibre entre les groupes.

D.2.3 Conclusion

La cinétique ponctuelle présente des hypothèses cohérentes avec l'emploi de la théorie des perturbations et le calcul à un groupe d'énergie seulement. On peut donc utiliser la formule donnée dans l'équation (D.17) pour calculer les perturbations.

D.3 CALCUL D'UNE PERTURBATION : L'EFFET DOPPLER

D.3.1 Expression classique de l'effet Doppler différentiel

L'objet de cette partie est de proposer une expression de la variation de réactivité vis-à-vis de la variation de section efficace de capture radiative de l'uranium 238. On cherche plus particulièrement à donner une expression analytique, sous réserves d'hypothèses, au profil ($F_{z_{dop}}$) et à la nappe Doppler ($F_{xy_{dop}}$). En effet, l'expression classique dans le cas d'un réacteur à eau pressurisée de l'effet Doppler différentiel est le suivant :

$$\delta\mathfrak{P}_{dop} = \sum_{i=1}^{n_t} \frac{1}{H_i} \int_0^{H_i} \kappa_{dop} F_{xy_{dop}^i} \frac{1}{n_t} F_{z_{dop}^i} \frac{dT_i(z)}{2\sqrt{T_i(z)}} dz \quad (\text{D.22})$$

$T_i(z)$ la température du crayon i , et H_i sa hauteur totale active. En supposant un coefficient constant, on obtient :

$$\delta\mathfrak{P}_{dop} = \kappa_{dop} \frac{1}{n_t} \sum_{i=1}^{n_t} F_{xy_{dop}^i} \frac{1}{H_i} \int_0^{H_i} F_{z_{dop}^i} \frac{dT_i(z)}{2\sqrt{T_i(z)}} dz \quad (\text{D.23})$$

Cela fait apparaître les facteurs de forme (nappe et profils Doppler) $F_{xy_{dop}}$ et $F_{z_{dop}}$. Ces profils peuvent être obtenus à partir de calculs TRIPOLI avec des calculs de perturbations. On cherche cependant à proposer une expression simplifiée et, pour cela, on souhaiterait relier l'équation (D.23) à l'équation (D.17).

D.3.2 Proposition d'une formulation explicite de $\delta\Sigma_a$

Pour relier les équations (D.23) et (D.17), il faudrait pouvoir expliciter $\delta\Sigma_a$ en fonction de dT . En cas de changement de température combustible, le facteur anti-trappe p varie. On cherche à déterminer son expression. L'expression habituellement trouvée dans la littérature [4] donne :

$$p = \exp\left(-\frac{N_0 I_{eff}(T)}{\xi \Sigma_p}\right) \quad (\text{D.24})$$

Σ_p est la section efficace potentielle, ξ le gain moyen de léthargie et N_0 la concentration du noyau lourd. $I_{eff}(T)$, l'intégrale effective, est définie de cette manière (en fonction de la léthargie u allant de 0 à $+\infty$) :

$$I_{eff}(T) = \frac{1}{N_0} \int_0^\infty \Sigma_{a_{eff}}(u) du \quad (\text{D.25})$$

La section efficace effective est différente de la section efficace réelle, car elle correspond à la section efficace qu'on aurait pour un flux constant dans le domaine épithermique. Or ce flux présente des puits au niveau des résonances. On définit alors la section efficace effective comme la section efficace qu'on obtiendrait si le flux gardait la valeur qu'il a en dehors des résonances. Tabuler ces sections effectives nécessite donc de connaître le flux et les taux de réaction.

On propose donc de se placer dans l'hypothèse de résonances étroites afin de relier variation de sections efficaces effective et réelle. Dans cette situation, l'expression du facteur anti-trappe (probabilité d'échapper aux résonances dans le domaine épithermique) se démontre facilement [3] :

$$p = \exp\left(-\frac{1}{\xi} \int_0^\infty \frac{\Sigma_a(u)}{\Sigma_t(u)} du\right) \quad (\text{D.26})$$

En calculant la dérivée logarithmique du facteur anti-trappe pour les deux expressions et en égalisant, on obtient :

$$\frac{1}{\xi} \int_0^\infty \frac{\frac{\partial \Sigma_a}{\partial T} (\Sigma_a + \Sigma_s) - \frac{\partial (\Sigma_a + \Sigma_s)}{\partial T} \Sigma_a}{\Sigma_t^2} du = \frac{1}{\xi \Sigma_p} \int_0^\infty \frac{\partial \Sigma_{a_{eff}}}{\partial T} du \quad (\text{D.27})$$

Hypothèses simplificatrices : la variation de température a lieu dans le combustible, on considère alors que $\delta \Sigma_t \approx \delta \Sigma_a$. On obtient :

$$\int_0^\infty \frac{\partial \Sigma_{a_{eff}}}{\partial T} du = \int_0^\infty \frac{\Sigma_s \Sigma_p}{\Sigma_t^2} \frac{\partial \Sigma_a}{\partial T} du \quad (\text{D.28})$$

Hypothèses supplémentaires : Dans un réacteur inhomogène comme le réacteur CABRI, avec un modérateur sous forme d'eau liquide, la majorité de la diffusion et donc du ralentissement se fait dans l'eau. En effet, non seulement le gain moyen de léthargie dans l'eau est supérieur à celui du combustible, mais encore la section efficace de diffusion dans l'eau est supérieure à celle de l' ^{238}U . Cela se calcule généralement à partir du pouvoir de ralentissement $\xi \Sigma_s$ des différents milieux, bien supérieur dans l'eau à ce qu'il est dans le combustible. Cela permet de déduire que la section efficace potentielle de diffusion $\Sigma_p \approx \Sigma_s$, étant donné que la majorité des diffusions se fait de manière inélastique dans l'eau.

De plus, on constate que dans le cas de CABRI (de manière générale dans un réacteur inhomogène dans lequel la section efficace d'absorption est quasi-nulle dans le modérateur), on a $\Sigma_s \gg \Sigma_a$. On peut donc dire, au premier ordre, que $\Sigma_t \approx \Sigma_s$.

Ces deux hypothèses sont justifiées par des ordres de grandeur, issus de valeurs moyennes sur tout le ralentissement, dans le tableau D.1.

TABLEAU D.1 – Ordres de grandeur des grandeurs neutroniques calculées dans le réacteur CABRI

	Hydrogène	^{238}U
N (at/cm ³)	6,67 10 ²²	2,58 10 ²²
σ_s (b)	20	10
σ_a (b)	-	5
Σ_s (cm ⁻¹)	1,334	0,258
Σ_a (cm ⁻¹)	-	0,129
ξ	1	0,008
$\xi \Sigma_s$ (cm ⁻¹)	1,3	2,1 10 ⁻³

On peut donc dire, avec ces ordres de grandeur, que :

$$\frac{\Sigma_s \Sigma_p}{\Sigma_t^2} \sim 1 \quad (\text{D.29})$$

Dans le cadre de ces hypothèses, la variation de section efficace réelle est donc directement proportionnelle à la variation de section efficace effective. De plus, l'intégrale effective d'effet Doppler dans le cas d'un réacteur à eau pressurisée est donnée dans la littérature [4] :

$$I_{eff}(T) = I_{eff}(T_0) \left(1 + \mathfrak{V} \left(\sqrt{T} - \sqrt{T_0}\right)\right) \quad (\text{D.30})$$

\mathfrak{V}^1 dépend de la géométrie du réacteur et du type de combustible, T_0 est une température de référence. On peut donc relier à l'aide des équations (D.25), (D.28) et (D.30) la variation intégrale de section efficace sur le domaine épithermique et la variation de température :

$$\int_0^\infty \frac{\partial \Sigma_a(u)}{\partial T} du = \int_0^\infty \frac{\partial \Sigma_{a_{eff}}(u)}{\partial T} du = N_0 I_{eff}(T_0) \mathfrak{V} \frac{1}{2\sqrt{T}} \quad (\text{D.31})$$

On écrit plus simplement avec le coefficient \mathfrak{B}^2 :

$$\int_0^\infty \frac{\partial \Sigma_a(u)}{\partial T} du = \mathfrak{B} \frac{1}{2\sqrt{T}} \quad (\text{D.32})$$

D.3.3 Expression de la variation de réactivité Doppler à partir de la théorie des perturbations

On considère la variation de section efficace à la léthargie u : $\delta \Sigma_a(u)$. A partir de l'équation (D.17), on a, sur tout le ralentissement :

$$\delta \mathfrak{P}_{dop} = - \frac{\iiint_{\text{cœur}} \int_0^\infty \delta \Sigma_a(u) F_{xy}^2 F_z^2 dx dy dz du d\Omega}{\iiint_{\text{cœur}} \int_0^\infty \nu \Sigma_f F_{xy}^2 F_z^2 dx dy dz du d\Omega} \quad (\text{D.33})$$

En supposant que $\delta \Sigma_a$ est la seule variable au numérateur dépendant de u (on considère en effet que les facteurs de forme ne dépendent que de l'espace) et en intégrant implicitement sur toutes les directions Ω , on peut écrire la perturbation sous cette forme :

$$\delta \mathfrak{P}_{dop} = - \frac{\iiint_{\text{cœur}} \left(\int_0^\infty \delta \Sigma_a(u) du\right) F_{xy}^2 F_z^2 dx dy dz}{\iiint_{\text{cœur}} \left(\int_0^\infty \nu \Sigma_f du\right) F_{xy}^2 F_z^2 dx dy dz} \quad (\text{D.34})$$

Si on ajoute l'expression trouvée en eq. (D.32) dans l'équation (D.17), on obtient (en considérant donc la variation de section efficace sur tout le domaine épithermique) :

$$\delta \mathfrak{P}_{dop} = - \frac{\iiint_{\text{cœur}} \mathfrak{B} \frac{dT}{2\sqrt{T}} F_{xy}^2 F_z^2 dx dy dz}{\iiint_{\text{cœur}} \left(\int_0^\infty \nu \Sigma_f du\right) F_{xy}^2 F_z^2 dx dy dz} \quad (\text{D.35})$$

Le réacteur n'étant pas homogène sur les dimensions x et y , on peut discrétiser l'expression comme dans l'équation (D.23) par crayon :

$$\delta \mathfrak{P}_{dop} = - \frac{\mathfrak{B}}{\sum_{i=1}^{n_t} F_{xy_i}^2 \int_0^{H_i} \left(\int_0^\infty \nu \Sigma_f du\right) F_{z_i}^2 dz} \sum_{i=1}^{n_t} F_{xy_i}^2 \int_0^{H_i} \frac{dT_i(z)}{2\sqrt{T_i(z)}} F_{z_i}^2 dz \quad (\text{D.36})$$

On simplifie l'écriture en définissant la constante \mathfrak{F}^3 :

$$\delta \mathfrak{P}_{dop} = - \frac{\mathfrak{B}}{\mathfrak{F}} \sum_{i=1}^{n_t} F_{xy_i}^2 \int_0^{H_i} \frac{dT_i(z)}{2\sqrt{T_i(z)}} F_{z_i}^2 dz \quad (\text{D.37})$$

Par ailleurs, l'expression analytique donnée dans l'équation (D.23) nous permet d'identifier en séparant les constantes :

-
1. Prononcer "Beth"
 2. Prononcer "Heth"
 3. Prononcer "Samech"

$$\begin{cases} F_{z_{dop}i} = F_{z_i}^2 & \text{(D.38a)} \\ F_{xy_{dop}i} = F_{xy_i}^2 & \text{(D.38b)} \\ \alpha_{dop} = n_t H \frac{\beta}{\bar{\kappa}} & \text{(D.38c)} \end{cases}$$

Où H est la hauteur du cœur, n_t le nombre total de crayons. La référence [4] donne, pour un combustible sous forme d'oxyde d'uranium :

$$\begin{cases} I_{eff}(T_0) = 5,35 + 26,6\sqrt{\frac{S}{m}} \text{ barn} & \text{(D.39a)} \\ \mathfrak{A} = \left(0,58 + 0,5\frac{S}{m}\right) 10^{-2} \text{ K}^{-1/2} & \text{(D.39b)} \end{cases}$$

Où S est la surface latérale de l'élément combustible et m sa masse. $\bar{\kappa}$ peut être simplifié en considérant que la valeur moyenne de section efficace de fission est très supérieure en thermique à ce qu'elle est sur le ralentissement :

$$\int_0^\infty \nu \Sigma_f du \approx \nu \Sigma_{f_{th}} \quad \text{(D.40)}$$

On peut par ailleurs calculer une valeur de $\bar{\kappa}$ à partir de la valeur moyenne de l'intégrale qu'il fait intervenir :

$$\bar{\kappa} \approx n_t \nu \Sigma_{f_{th}} H \quad \text{(D.41)}$$

Finalement, on peut simplifier l'expression du coefficient Doppler pour avoir :

$$\alpha_{dop} = -\frac{1-e}{\nu e} \frac{I_{eff}(T_0)}{\sigma_{f_{th}}} \mathfrak{A} \quad \text{(D.42)}$$

Où e est l'enrichissement du combustible (6% pour le réacteur CABRI), ν est le nombre moyen de neutrons produits par fission (environ 2,5). \mathfrak{A} et $I_{eff}(T_0)$ sont donnés en eq. (D.39). $\sigma_{f_{th}}$ est la section efficace microscopique de fission (environ 290 barn) au pic thermique (0.08eV).

Application numérique

La masse volumique de l'UO₂ vaut 10960 kg/m³ et le crayon a un rayon de 4,425 mm. On en déduit, par application numérique, que :

$$\alpha_{dop} = -139 \text{ pcm/K}^{1/2} \quad \text{(D.43)}$$

Cela est assez proche de la valeur calculée avec TRIPOLI pour le cœur CABRI, qui est de $-103 \text{ pcm/K}^{1/2}$, ce qui laisse à penser que les approximations réalisées sont valables étant donné que les ordres de grandeurs obtenus sont cohérents.

Cependant, les valeurs d'intégrales effectives (issues de mesures) dans [4] sont données pour des cas avec un effet Dancoff négligeable⁴ [3]. Cela n'est pas forcément le cas dans un réacteur comme CABRI étant donné que le pas du réseau est de 1,26 cm. La même référence modère cependant l'influence de cet effet, estimé à environ 5% sur l'intégrale effective.

4. L'effet Dancoff décrit la probabilité qu'à un neutron de sortir d'un élément combustible, traverser le modérateur sans collision et subir sa première collision dans un autre élément combustible. Cet effet, directement lié à la géométrie, devient important dans les réseaux serrés.

D.4 CONCLUSION

On a pu démontrer que la nappe et le profil de contre-réaction Doppler sont proportionnels au carré de la nappe et du profil de puissance. Les hypothèses qui ont été faites pour obtenir ce résultat sont :

1. une approximation à un groupe d'énergie dans le cadre de la théorie des perturbations (pour l'expression de la perturbation) permettant d'avoir $\Phi^\dagger = \Phi$;
2. des résonances étroites (pour le lien entre sections efficaces effective et réelle) ;
3. que la variation de température affecte essentiellement la variation de section efficace de capture de l'uranium 238 ($\delta\Sigma_t \approx \delta\Sigma_a$). De plus, les autres sections efficaces ne dépendent ni de u ni de T dans le cadre de l'approximation à un groupe d'énergie ;
4. que la section efficace totale est très proche de la section efficace de diffusion dans le modérateur dans un réacteur comme CABRI, où la section efficace d'absorption dans le modérateur est quasi-nulle.

Annexe E

Caractérisation des vannes avec un modèle analytique de détente de Joule Gay-Lussac

Sommaire

E.1	INTRODUCTION	199
E.2	MODÈLE ANALYTIQUE DE DÉPRESSURISATION	200
E.2.1	Analyse de la situation	200
E.2.2	Mise en équation	200
E.2.2.1	Conservation de la masse	200
E.2.2.2	Conservation de l'énergie	201
E.2.3	Vérification de la cohérence des expressions obtenues	202
E.2.4	Remarques et justification des hypothèses	202
E.3	PROPOSITION D'UNE MÉTHODE DE DÉTERMINATION DU x_T DES VANNES DE RÉ- GLAGE.	204
E.3.1	Objectifs et solutions tracées	204
E.3.2	Paramètres de calcul	204
E.3.2.1	Paramètres du fluide et du circuit	204
E.3.2.2	Paramètres des vannes de la voie gros débit (SD1)	206
E.3.2.3	Paramètres des vannes de la voie petit débit (SD2)	206
E.3.3	Mise en œuvre et paramètres d'intérêt	206
E.3.4	Résultats obtenus	207
E.3.4.1	Essai n° 1	208
E.3.4.2	Essai n° 9	209
E.3.4.3	Détermination du x_T	210
E.3.5	Discussion et comparaison à d'autres types de vannes	210
E.4	CONCLUSION	212
E.5	RÉSULTATS POUR LA VANNE VABT03	213
E.6	RÉSULTATS POUR LA VANNE VABT04	214

E.1 INTRODUCTION

L'objectif de l'établissement d'un modèle analytique de dépressurisation est de compléter la modélisation CATHARE2 afin d'estimer certains paramètres des vannes. Après avoir déterminé leur loi de capacité à l'aide de corrélations issues du mémento des pertes de charge, il restait en effet à déterminer leur loi de rapport de chute de pression sur la pression amont correspondant

au passage en écoulement sonique en fonction de l'ouverture. Ce paramètre, x_T , est déterminant dans le calcul du débit dans des conditions soniques :

$$Q_{m_{sonique}} = kC_v Y(x_T) \sqrt{x_T P_1 \rho_1} \quad (\text{E.1})$$

Ce paramètre étant extrêmement dépendant de la géométrie de l'écoulement, il ne peut être connu qu'expérimentalement. La comparaison d'un modèle analytique, dont les équations et les hypothèses vont être détaillées dans ce document, à l'expérience nous permet de déterminer ce paramètre.

E.2 MODÈLE ANALYTIQUE DE DÉPRESSURISATION

E.2.1 Analyse de la situation

La situation étudiée est analogue à celle d'une détente de Joule Gay-Lussac. On considère deux réservoirs à pression initiale différente, de volume différent et séparés par une vanne (cf. fig. E.1).

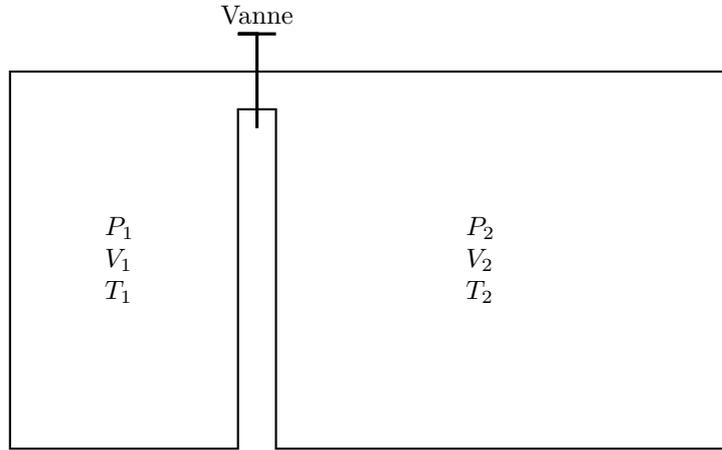


FIGURE E.1 – Situation étudiée

Les parois sont isolées thermiquement. On considère donc une détente adiabatique du gaz contenu dans le volume 1. On considère aussi des volumes de grande section, reliés entre eux par une conduite de longueur nulle et de section négligeable devant celle des réservoirs. On suppose donc que l'énergie cinétique totale des volumes 1 et 2 est nulle, étant donné qu'ils ont une vitesse de gaz nulle. On a en effet :

$$E_{tot} = mc_v T + \frac{1}{2} m v^2 \approx mc_v T \quad (\text{E.2})$$

Les grandeurs d'intérêt sont la température et la pression de chaque réservoir. Cela doit mener à un système de quatre équations à quatre inconnues. On suppose que le gaz a un comportement de gaz parfait. Toutes les variables indicées 1 correspondront aux variables du réservoir 1, 2 au réservoir 2 et c à la vanne.

E.2.2 Mise en équation

E.2.2.1 Conservation de la masse

On a, entre t et $t + dt$:

$$dm_1 = -Q_m dt \quad (\text{E.3})$$

Avec :

$$Q_m = kC_v Y(x) \sqrt{x P_1 \rho_1} \quad (\text{E.4})$$

k est un coefficient de passage des unités américaines aux unités SI et :

$$\begin{cases} x = \min\left(\frac{P_1 - P_2}{P_1}; x_T\right) & \text{(E.5a)} \\ Y(x) = 1 - \frac{x}{3F_\gamma x_T} & \text{(E.5b)} \\ F_\gamma = \frac{\gamma}{1,4} & \text{(E.5c)} \end{cases}$$

Ces expressions sont issues des standards Masoneilan [38] portant sur le dimensionnement des vannes. En appliquant la loi des gaz parfaits afin de relier masse volumique à pression et température, on obtient :

$$\frac{d\frac{P_1}{T_1}}{dt} = -k \frac{C_v}{V_1} Y(x) \sqrt{xrT_1} \frac{P_1}{T_1} \quad \text{(E.6)}$$

Par analogie, on obtient, pour le réservoir 2 :

$$\frac{d\frac{P_2}{T_2}}{dt} = +k \frac{C_v}{V_2} Y(x) \sqrt{xrT_1} \frac{P_1}{T_1} \quad \text{(E.7)}$$

E.2.2.2 Conservation de l'énergie

On a maintenant deux équations, il manque une équation par réservoir pour résoudre les deux inconnues par réservoir. Cette équation est issue de la conservation de l'énergie. Entre t et $t + dt$, la variation d'énergie totale du réservoir 1 s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t}(m_1 c_v T_1) dt = -(P_1 - P_2) v_c S_c dt - \frac{1}{2} \delta m_1 v_c^2 + \delta Q_1 - \delta m_1 c_v T_1 \quad \text{(E.8)}$$

Où δm_1 est la masse sortant du réservoir entre t et $t + dt$, valant $Q_m dt$. Le premier terme traduit la perte d'énergie du réservoir 1 par travail des forces de pression au point de vidange de section S_c , le deuxième terme donne la perte d'énergie due à l'énergie cinétique emportée par la masse δm_1 sortant entre t et $t + dt$ et le troisième terme traduit le transfert thermique entre la paroi et le gaz. Le dernier terme représente l'énergie perdue par transport d'énergie interne massique $c_v T_1$ par la masse sortant du réservoir 1 entre t et $t + dt$. Comme on l'a vu précédemment, on se place dans un cas adiabatique : $\delta Q_1 = 0$. On a par ailleurs :

$$\frac{\partial}{\partial t}(m_1 c_v T_1) = \frac{d}{dt}(m_1 c_v T_1) = \frac{dm_1}{dt} c_v T_1 + \frac{dT_1}{dt} m_1 c_v \quad \text{(E.9)}$$

On arrive, pour les deux réservoirs, aux équations suivantes :

$$m_1 c_v \frac{dT_1}{dt} = -\frac{dm_1}{dt} c_v T_1 - (P_1 - P_2) \frac{Q_m}{\rho_1} - \frac{1}{2} \frac{Q_m^3}{(\rho_1 S_c)^2} - Q_m c_v T_1 \quad \text{(E.10)}$$

Pour le réservoir 2, le raisonnement appliqué est le même et on obtient l'équation suivante :

$$m_2 c_v \frac{dT_2}{dt} = -\frac{dm_2}{dt} c_v T_2 + (P_1 - P_2) \frac{Q_m}{\rho_1} + \frac{1}{2} \frac{Q_m^3}{(\rho_1 S_c)^2} + Q_m c_v T_1 \quad \text{(E.11)}$$

On simplifie ces équations en remarquant que $c_v T_1 + \frac{P_1}{\rho_1} = c_p T_1$. On arrive à :

$$m_1 c_v \frac{dT_1}{dt} = -Q_m c_p T_1 + P_2 \frac{Q_m}{\rho_1} - \frac{1}{2} \frac{Q_m^3}{(\rho_1 S_c)^2} + Q_m c_v T_1 \quad \text{(E.12)}$$

Et pour le réservoir 2 :

$$m_2 c_v \frac{dT_2}{dt} = +Q_m c_p T_1 - P_2 \frac{Q_m}{\rho_1} + \frac{1}{2} \frac{Q_m^3}{(\rho_1 S_c)^2} - Q_m c_v T_2 \quad \text{(E.13)}$$

Dans le cadre de l'hypothèse de gaz parfaits, on a :

$$\begin{cases} P = \rho r T & \text{(E.14a)} \\ c_p = \frac{\gamma r}{\gamma - 1} & \text{(E.14b)} \\ c_v = \frac{r}{\gamma - 1} & \text{(E.14c)} \end{cases}$$

En intégrant ces notations dans les équations précédentes et en prenant en compte l'expression du débit massique Q_m de l'équation (E.4), on obtient le système suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dP_1}{dt} = -k \frac{C_v}{V_1} Y(x) \sqrt{xrT_1} \frac{P_1}{T_1} \end{array} \right. \quad \text{(E.15a)}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dP_2}{dt} = +k \frac{C_v}{V_2} Y(x) \sqrt{xrT_1} \frac{P_1}{T_1} \end{array} \right. \quad \text{(E.15b)}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dT_1}{dt} = -k \frac{C_v}{V_1} Y(x) \sqrt{xrT_1} (\gamma - 1) \left(1 - \frac{P_2}{P_1} + \frac{1}{2} k^2 \frac{C_v^2}{S_c^2} Y^2(x) x \right) T_1 \end{array} \right. \quad \text{(E.15c)}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dT_2}{dt} = +k \frac{C_v}{V_2} Y(x) \sqrt{xrT_1} (\gamma - 1) \frac{P_1}{P_2} \left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} - \frac{1}{\gamma - 1} \frac{T_2}{T_1} - \frac{P_2}{P_1} + \frac{1}{2} k^2 \frac{C_v^2}{S_c^2} Y^2(x) x \right) T_2 \end{array} \right. \quad \text{(E.15d)}$$

E.2.3 Vérification de la cohérence des expressions obtenues

Les expressions obtenues sont bien homogènes du point de vue des dimensions. On dispose également d'un autre moyen pour vérifier leur cohérence. On s'est ramené à une détente de Joule et Gay-Lussac adiabatique. L'énergie interne de tout le système doit donc rester constante. De ce fait :

$$\frac{d}{dt} (m_1 c_v T_1 + m_2 c_v T_2) = \frac{dm_1}{dt} c_v T_1 + \frac{dm_2}{dt} c_v T_2 + m_1 c_v \frac{dT_1}{dt} + m_2 c_v \frac{dT_2}{dt} = 0 \quad \text{(E.16)}$$

En sommant les équations (E.12) et (E.13), on arrive à :

$$m_1 c_v \frac{dT_1}{dt} + m_2 c_v \frac{dT_2}{dt} = +Q_m c_v T_1 - Q_m c_v T_2 \quad \text{(E.17)}$$

Or :

$$\frac{dm_1}{dt} c_v T_1 + \frac{dm_2}{dt} c_v T_2 = -Q_m c_v T_1 + Q_m c_v T_2 \quad \text{(E.18)}$$

L'énergie totale du système reste bien constante. L'égalité présentée dans l'équation (E.16) est vérifiée.

E.2.4 Remarques et justification des hypothèses

Quels que soient les résultats obtenus avec ce modèle, on ne pourra pas reproduire certains phénomènes dans le circuit. Par exemple, étant donné que le réservoir 1 présente une énergie cinétique nulle, les variations de vitesse de gaz au niveau du capteur de pression qui ont lieu dans la réalité, induisant des variations de pression mesurée, ne pourront pas être modélisées.

Par ailleurs, on a supposé un comportement du fluide de type gaz parfait pour cette détente de Joule et Gay-Lussac. Or, on sait que certains gaz ne se comportent pas comme tels lors de telles détentes, notamment les gaz lourds comme l'air. Ce comportement en gaz réel implique un travail supplémentaire interne au gaz provenant des interactions entre molécules de gaz à

haute pression. Lorsque le gaz se détend, l'énergie potentielle liée à ces interactions diminue. On rappelle que la variation d'énergie interne d'un gaz est la somme de plusieurs contributions internes, dont seules les deux premières sont significatives à une échelle macroscopique :

$$\Delta U = \Delta E_{c_{\text{micro}}} + \Delta E_{p_{\text{int. moléculaire}}} + \Delta E_{p_{\text{int. atomique}}} + \Delta E_{p_{\text{int. électrique}}} + \Delta E_{p_{\text{int. nucléaire}}} + \dots \quad (\text{E.19})$$

Ce terme s'ajoute au bilan énergétique et est responsable d'une diminution supplémentaire de température. Cependant, étant entendu que les pressions dans le réservoir 1 ne dépassent pas 15 bar, et étant donné la nature du gaz, essentiellement composé d'hélium, le comportement en gaz parfait n'est pas une approximation grossière. On a en effet comparé la masse volumique pour l'hélium 4 estimée selon l'approximation des gaz parfaits à celle des gaz de Van der Walls. Pour rappel, l'équation d'état d'un gaz de Van der Walls s'écrit :

$$\left(P + a \frac{n^2}{V^2} \right) (V - nb) = nRT \quad (\text{E.20})$$

Avec, pour un corps pur :

$$\begin{cases} a = \frac{27R^2T_c^2}{64P_c} & (\text{E.21a}) \\ b = \frac{RT_c}{8P_c} & (\text{E.21b}) \end{cases}$$

P_c et T_c étant respectivement la pression et la température au point critique. On en déduit la masse volumique de l'hélium 4 à 300 K. On constate donc bien sur la figure E.2 qu'à 15 bar l'écart entre les deux modèles n'est que de 1 % environ sur la masse volumique.

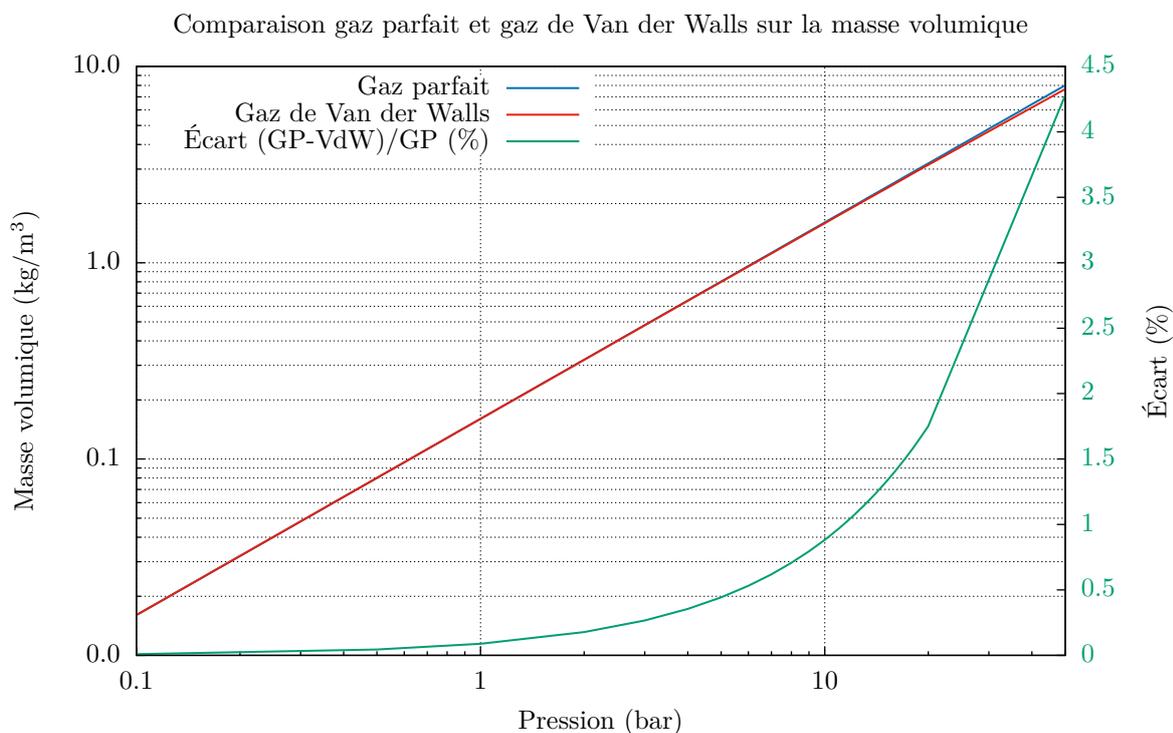


FIGURE E.2 – Comparaison des approximations gaz parfait et gaz de Van der Walls

E.3 PROPOSITION D'UNE MÉTHODE DE DÉTERMINATION DU x_T DES VANNES DE RÉGLAGE

E.3.1 Objectifs et solutions tracées

L'objectif est de résoudre ces équations et de comparer les résultats sur la pression amont aux résultats expérimentaux afin de déterminer la valeur du paramètre x_T en fonction de l'ouverture de la vanne. Le seul paramètre qui sera modifié afin d'obtenir les résultats expérimentaux sera donc x_T . Tous les autres paramètres sont fixés et connus. Il s'agit donc bien d'un recalage du modèle analytique sur l'expérience. Une fois que ce paramètre sera connu, il sera intégré dans la modélisation CATHARE2.

On constate que le système d'équations peut-être simplifié. En effet, au début de la dépressurisation, la chute de pression dans la vanne est suffisamment importante pour induire un écoulement sonique. On a donc $P_2 \ll P_1$. On peut donc arriver au double système suivant où l'amont est découplé de l'aval :

$$\begin{cases} \frac{dP_1}{dt} = -k \frac{C_v}{V_1} Y_{max} \sqrt{x_T r T_1} \frac{P_1}{T_1} & (E.22a) \\ \frac{dT_1}{dt} = -k \frac{C_v}{V_1} Y_{max} \sqrt{x_T r T_1} (\gamma - 1) \left(1 + \frac{1}{2} k^2 \frac{C_v^2}{S_c^2} Y_{max}^2 x_T \right) T_1 & (E.22b) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \frac{dP_2}{dt} = +k \frac{C_v}{V_2} Y_{max} \sqrt{x_T r T_1} \frac{P_1}{T_1} & (E.22c) \\ \frac{dT_2}{dt} = +k \frac{C_v}{V_2} Y(x) \sqrt{x_T r T_1} (\gamma - 1) \frac{P_1}{P_2} \left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} - \frac{1}{\gamma - 1} \frac{T_2}{T_1} + \frac{1}{2} k^2 \frac{C_v^2}{S_c^2} Y_{max}^2 x_T \right) T_2 & (E.22d) \end{cases}$$

Où $Y_{max} = Y(x_T)$. Le premier système est le seul qui nous intéresse vis-a-vis des résultats expérimentaux.

Cependant, les ressources demandées ne sont pas beaucoup plus importantes si on résout le système complet. On intègre donc dans MATLAB les deux solutions afin de comparer l'effet du passage de sonique à subsonique. On ajoute également une solution isotherme, pour laquelle il suffit de considérer que $T_1 = cte$. A titre indicatif, un modèle avec échanges thermiques est également tracé. Il rajoute dans les équations de conservations d'énergie une puissance transmise à chaque réservoir sous la forme $\Phi = h_{conv} S_{1/2} (T_p - T_{1/2})$. h_{conv} est un ordre de grandeur, pris égal à 100 W/m²/K. T_p est la température de la paroi, prise égale à 20 °C, $S_{1/2}$ et $T_{1/2}$ sont respectivement la surface d'échange et la température de chaque réservoir.

On trace donc les solutions suivantes :

- une solution adiabatique, tous régimes d'écoulement, issue du système E.15 ;
- une solution avec échanges thermiques, tous régimes d'écoulement, issue du système E.15 avec un terme d'échange supplémentaire ;
- une solution isotherme, pour laquelle il suffit de considérer que $T_1 = T_2 = cte$ dans le système E.15 ;
- une solution adiabatique, en régime sonique dans la vanne, issue du système E.22.

E.3.2 Paramètres de calcul

E.3.2.1 Paramètres du fluide et du circuit

On considère un fluide constitué d'air et d'hélium 3 à une certaine pureté massique x_{He} , correspondant à une pureté volumique de 99% à des conditions normales de température et de

pression. Les paramètres du fluide sont les suivants :

$$\left\{ \begin{array}{l} r = \frac{R}{M}, r_{He} = \frac{R}{M_{He}}, r_{air} = \frac{R}{M_{air}} \\ M = \frac{1}{x_{He}/M_{He} + (1 - x_{He})/M_{air}} \\ \gamma = \frac{x_{He}c_{p_{He}} + (1 - x_{He})c_{p_{air}}}{x_{He}c_{v_{He}} + (1 - x_{He})c_{v_{air}}} \\ c_{p_{He}} = \frac{5}{2}r_{He}, c_{p_{air}} = \frac{7}{2}r_{air}, c_{v_{He}} = \frac{3}{2}r_{He}, c_{v_{air}} = \frac{5}{2}r_{air} \\ M_{He} = 3 \text{ g/mol}, M_{air} = 29 \text{ g/mol} \\ R = 8,31 \text{ J/mol/K} \\ x_{He} = \frac{0,99\rho_{He}}{0,99\rho_{He} + 0,01\rho_{air}} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(E.23a)} \\ \text{(E.23b)} \\ \text{(E.23c)} \\ \text{(E.23d)} \\ \text{(E.23e)} \\ \text{(E.23f)} \\ \text{(E.23g)} \end{array}$$

Les paramètres du circuit sont les suivants :

$$\left\{ \begin{array}{l} V_{amont} = 52,00 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3 \\ V_{aval} = 1,11 \text{ m}^3 \\ V_{vannes} = 1,36 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3 \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(E.24a)} \\ \text{(E.24b)} \\ \text{(E.24c)} \end{array}$$

On note qu'on donne une meilleure précision sur le volume amont étant donné qu'en situation sonique, l'amont est découplé de l'aval, et qu'on recherche une bonne précision sur la pression amont. L'aval n'est modélisé qu'à titre indicatif. Le volume V_{vannes} est le volume compris entre les deux vannes de la voie gros débit.

Les paramètres des vannes sont donnés en fonction de la position des pointeaux h . On rappelle que le C_v d'une vanne peut être relié au coefficient de perte de charge ξ de la vanne de cette manière :

$$C_v = \frac{1}{k} \sqrt{\frac{2}{\xi}} \pi \frac{D_0^2}{4} \quad \text{(E.25)}$$

Où D_0 est le diamètre de la conduite en amont de la vanne. L'expression de la perte de charge ξ dans les vannes est issue, pour les vannes rapides, de calculs CFD réalisés à ouverture totale de la vanne et, pour les vannes réglantes, de corrélations empiriques du memento des pertes de charge IDEL'CIK.

Étant donné qu'on modélise le groupe de vannes {vanne rapide + vanne de réglage}, on rappelle que deux vannes en série dont les capacités valent C_{v_1} et C_{v_2} donnent un C_v équivalent :

$$C_{v_{eq}} = \frac{C_{v_1}C_{v_2}}{\sqrt{C_{v_1}^2 + C_{v_2}^2}} \quad \text{(E.26)}$$

A titre d'information, l'expression de la section de passage dans la vanne en fonction de la course h a été redémontrée pour une vanne à pointeau conique de demi angle β . Elle est précisée en eq. (E.27).

$$S_c = \pi \frac{\tan \alpha}{(1 + \tan^2 \alpha)^{3/2}} \left(2EO h \frac{1 + \tan^2 \alpha}{\tan^2 \alpha} - h^2 \right) \quad \text{(E.27)}$$

Avec $\alpha = \pi/2 - \beta$, et EO une longueur caractéristique de la vanne (hauteur du cône formé par le pointeau jusqu'au point de contact lorsque celui-ci est fermé).

E.3.2.2 Paramètres des vannes de la voie gros débit (SD1)

Les paramètres de la vanne VABT01 sont les suivants :

$$\left\{ \begin{array}{l} \xi_{01} = 0,19 \left(\frac{h_{01_{max}}}{h_{01}} \right)^2 \\ S_{c_{01}} = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} (258,0h_{01} - h_{01}^2) \quad (\text{en mm}^2) \\ h_{01} \in [0; h_{01_{max}}] \\ h_{01_{max}} = 33,7 \text{ mm} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(E.28a)} \\ \text{(E.28b)} \\ \text{(E.28c)} \\ \text{(E.28d)} \end{array}$$

Ceux de la vanne VABT03 :

$$\left\{ \begin{array}{l} \xi_{03} = 0,6 + 0,15 \left(\frac{D_{03}}{h_{03}} \right)^2 \\ S_{c_{03}} = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} (186,0h_{03} - h_{03}^2) \quad (\text{en mm}^2) \\ D_{03} = 85 \text{ mm} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(E.29a)} \\ \text{(E.29b)} \\ \text{(E.29c)} \end{array}$$

E.3.2.3 Paramètres des vannes de la voie petit débit (SD2)

Les paramètres de la vanne VABT02 sont les suivants :

$$\left\{ \begin{array}{l} \xi_{02} = 0,19 \left(\frac{h_{02_{max}}}{h_{02}} \right)^2 \\ S_{c_{02}} = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} (198,0h_{02} - h_{02}^2) \quad (\text{en mm}^2) \\ h_{02} \in [0; h_{02_{max}}] \\ h_{02_{max}} = 18,8 \text{ mm} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(E.30a)} \\ \text{(E.30b)} \\ \text{(E.30c)} \\ \text{(E.30d)} \end{array}$$

Ceux de la vanne VABT04 :

$$\left\{ \begin{array}{l} \xi_{04} = 0,6 + 0,15 \left(\frac{D_{04}}{h_{04}} \right)^2 \\ S_{c_{04}} = 0,993 (160,5h_{04} - h_{04}^2) \quad (\text{en mm}^2) \\ D_{04} = 31,5 \text{ mm} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(E.31a)} \\ \text{(E.31b)} \\ \text{(E.31c)} \end{array}$$

E.3.3 Mise en œuvre et paramètres d'intérêt

On ne détaille pas le corps du code MATLAB utilisé dans ce paragraphe. On utilise cependant une méthode d'Euler explicite. On peut quantifier la déviation générée par cette méthode numérique en traçant l'énergie totale du système et en vérifiant qu'elle reste constante. Des tests sur le pas de temps ont été réalisés. A partir d'un pas de temps de 100 μs , les résultats ne changent plus. Cette méthode est suffisante dans la mesure où le x_T des vannes va être déterminé sur la pente de dépressurisation aux premiers instants du transitoire de dépressurisation (i.e. en écoulement sonique), comme on peut le voir dans l'équation (E.22a) rappelée ci-dessous :

$$\frac{dP_1}{dt} = \frac{1}{T_1} P_1 \frac{dT_1}{dt} - k \frac{C_v}{V_1} Y_{max} \sqrt{x_T r T_1} P_1 \quad (\text{E.32})$$

On constate donc que :

$$\frac{1}{P_1} \frac{dP_1}{dt} = \frac{1}{T_1} \frac{dT_1}{dt} - k \frac{C_v}{V_1} Y_{max} \sqrt{x_T r T_1} \quad (\text{E.33})$$

Or, en conditions soniques, on a vu (cf. eq. (E.22b)) que l'équation différentielle donnant l'évolution de température en amont des vannes au cours du transitoire ne fait pas intervenir la pression. Tracer la dérivée logarithmique de la pression nous affranchit donc, théoriquement, des effets particuliers liés au capteur expérimental (effet "saddle" notamment) dans la mesure où elle ne dépend plus de la pression. On pourra donc comparer sa valeur expérimentale à sa valeur obtenue par résolution du système d'équations différentielles E.15.

Une réserve doit cependant être émise sur ce point. On a vu que les remontées de pression au niveau du capteur étaient dues à des variations de vitesse. Or, si dans le système d'équations E.15 on peut montrer qu'en conditions soniques la température du réservoir ne dépend plus de la pression, cela n'est vrai que si la vitesse de gaz dans le réservoir est négligeable. Si tel n'est pas le cas, ce qui est d'ailleurs réaliste, on rappelle que la conservation de l'énergie dans un écoulement compressible à une dimension dans une conduite horizontale de section S et en l'absence de terme source mène à l'équation suivante :

$$S \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho v^2 + \rho c_v T \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(v S \left(\frac{1}{2} \rho v^2 + \rho c_v T \right) \right) + \frac{\partial P v S}{\partial x} = 0 \quad (\text{E.34})$$

On constate donc que température, pression et vitesse au niveau du capteur sont liés. Le modèle présentera donc un biais du fait de cette hypothèse. Il ne pourra pas a priori être amélioré non plus étant donné que la température au niveau du capteur de pression n'est pas mesurée.

On va donc tracer les grandeurs suivantes :

- pression dans le réservoir amont pour comparaison à la valeur expérimentale ;
- dérivée logarithmique de la pression dans le réservoir amont pour comparaison à la valeur expérimentale ;
- température dans le réservoir amont ;
- pression, température dans le réservoir aval, débit et rapport de chute de pression x comme défini en E.5 dans le groupe de vannes {vanne rapide + vanne de réglage}.

Par ailleurs, on traite le système à résoudre en deux parties temporelles (cf. tableau E.1). La première partie correspond à l'ouverture de la vanne rapide VABT01 ou VABT02, qui s'ouvre en $t_{ouv} \sim 5$ ms et qui, durant cette période, limite le débit. La seconde partie correspond à la régulation de débit par la vanne de réglage VABT03 ou VABT04.

TABLEAU E.1 – Paramètres géométriques dans la résolution numérique du système

Temps	Paramètres
$t < t_{ouv}$	$V_1 = V_{amont} + V_{vannes}/2$
	$V_2 = V_{aval} + V_{vannes}/2$
	$S_c = S_{c01}$ ou $S_c = S_{c02}$
	$h_{01} = h_{01_{max}} \left(\frac{t}{t_{ouv}} \right)^2$ ou $h_{02} = h_{02_{max}} \left(\frac{t}{t_{ouv}} \right)^2$
$t > t_{ouv}$	$V_1 = V_{amont} + V_{vannes}/2$
	$V_2 = V_{aval} + V_{vannes}/2$
	$S_c = S_{c03}$ ou $S_c = S_{c04}$

On va donc s'intéresser à des SD1 et des SD2 à différentes ouvertures de la vanne de réglage. Celles-ci ont été prises parmi les essais de redémarrage de l'installation (C7, C5) et également parmi les essais sur maquette de 1976, afin d'avoir des ouvertures supplémentaires. Les essais retenus sont détaillés dans le tableau E.2.

E.3.4 Résultats obtenus

Seuls quelques résultats issus de la résolution MATLAB vont être présentés dans cette partie. Il s'agit des résultats obtenus pour les dépressurisations n° 1 et la n° 5. Tous les résultats ont cependant été comparés à l'expérience et ont donné une valeur de x_T et une plage d'incertitudes.

TABLEAU E.2 – Dépressurisations retenues

Numéro	Type	Date de l'essai	Pression (bar)	h_{03} ou h_{04} (mm)
1	SD1	31/01/2017	7,000	28,88
2	SD1	08/03/2017	11,500	14,16
3	SD1	1976	10,000	27,40
4	SD1	1976	10,000	9,00
5	SD1	02/09/2015	11,596	7,35
6	SD1	04/09/2015	11,604	14,16
7	SD1	04/09/2015	11,611	20,43
8	SD1	04/09/2015	14,615	28,88
9	SD2	24/01/2017	7,000	3,81
10	SD2	24/02/2017	14,500	5,33
11	SD2	27/02/2017	11,500	13,32
12	SD2	02/09/2015	14,117	3,81
13	SD2	04/09/2015	7,205	13,32
14	SD2	04/09/2015	14,583	13,32
15	SD2	04/09/2015	14,582	6,35
16	SD2	04/09/2015	14,587	2,60

On a constaté que s'intéresser à la pente de pression à $t=0$ est suffisant pour les SD2, induisant des vitesses beaucoup plus faibles dans les réservoirs et donc moins soumises aux effets "saddle" que les SD1, plus brutales. En revanche, pour les SD1, il a fallu s'intéresser à la dérivée logarithmique de la pression dans les premiers instants du transitoire afin de s'affranchir des effets de remontée de pression. Pour cela, on a tracé la dérivée logarithmique et retrouvé, en faisant varier x_T uniquement, la valeur expérimentale sur les premiers instants du transitoire.

E.3.4.1 Essai n° 1

On obtient les résultats présentés en fig. E.3.

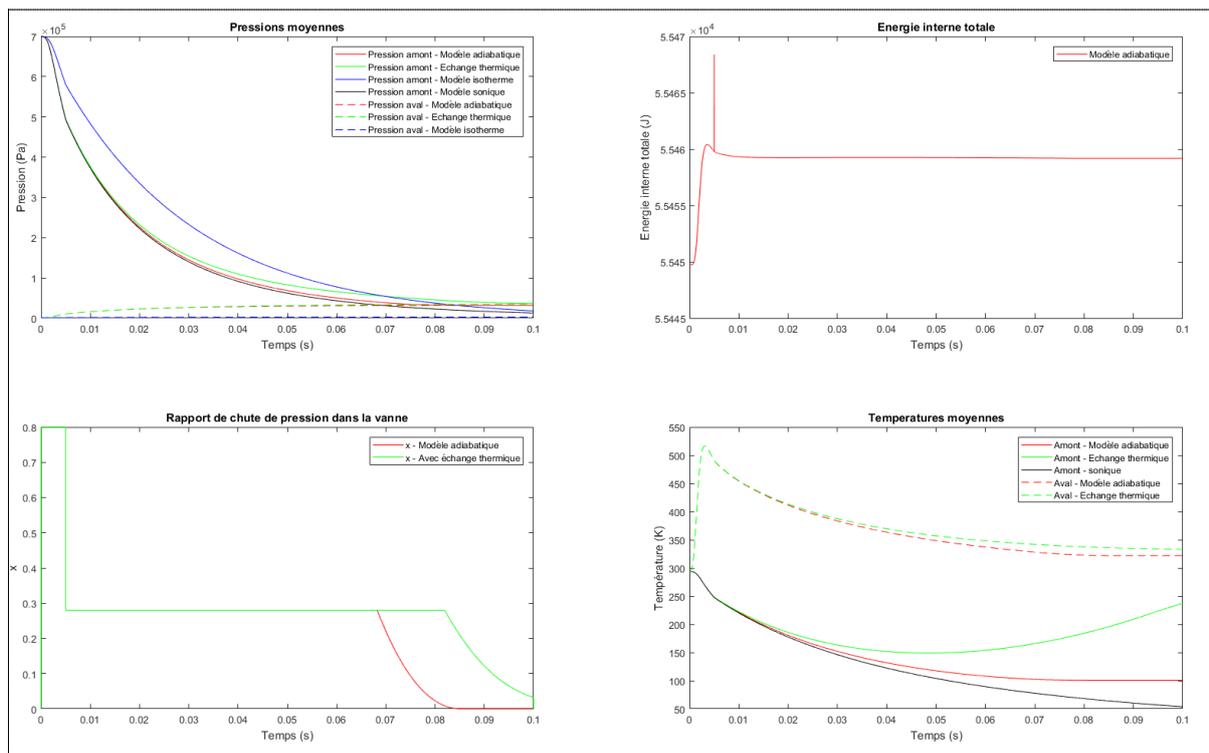


FIGURE E.3 – Résultats MATLAB pour une SD1 de 7 bar, 28,88 mm

On constate qu'un modèle isotherme est irréaliste. On a en effet des diminutions très importantes de température dans le réservoir amont (on passe de 20 °C à -100 °C très rapidement dans les barres). Cela influence l'évolution de pression en fonction du temps. On constate également en observant la chute de pression dans la vanne que l'écoulement y reste sonique pendant une majeure partie de la dépressurisation (x est bloqué à une valeur maximale : x_T). L'écoulement est sonique dans la vanne rapide durant le temps d'ouverture de celle-ci. Lorsqu'elle est totalement ouverte, le rapport de chute de pression dans la vanne diminue et atteint la valeur correspondant au blocage sonique dans la vanne de réglage, ce qui explique ce décrochage temporel de x . On a également tracé l'énergie interne totale afin de vérifier qu'elle est bien conservée, ce qui est le cas. Il est à noter que si on diminue le pas de temps, l'énergie interne présente des écarts entre minimum et maximum moins importants, sans pour autant que les résultats obtenus sur la pression et la température du réservoir amont soient significativement modifiés. On constate également que l'ajout d'un échange thermique modifie la cinétique de dépressurisation. La diminution de pression est en effet moins rapide que dans le cas adiabatique, ce qui est cohérent dans la mesure où la masse volumique est plus faible et que le débit dans la vanne également.

E.3.4.2 Essai n ° 9

On obtient les résultats présentés en fig. E.4.

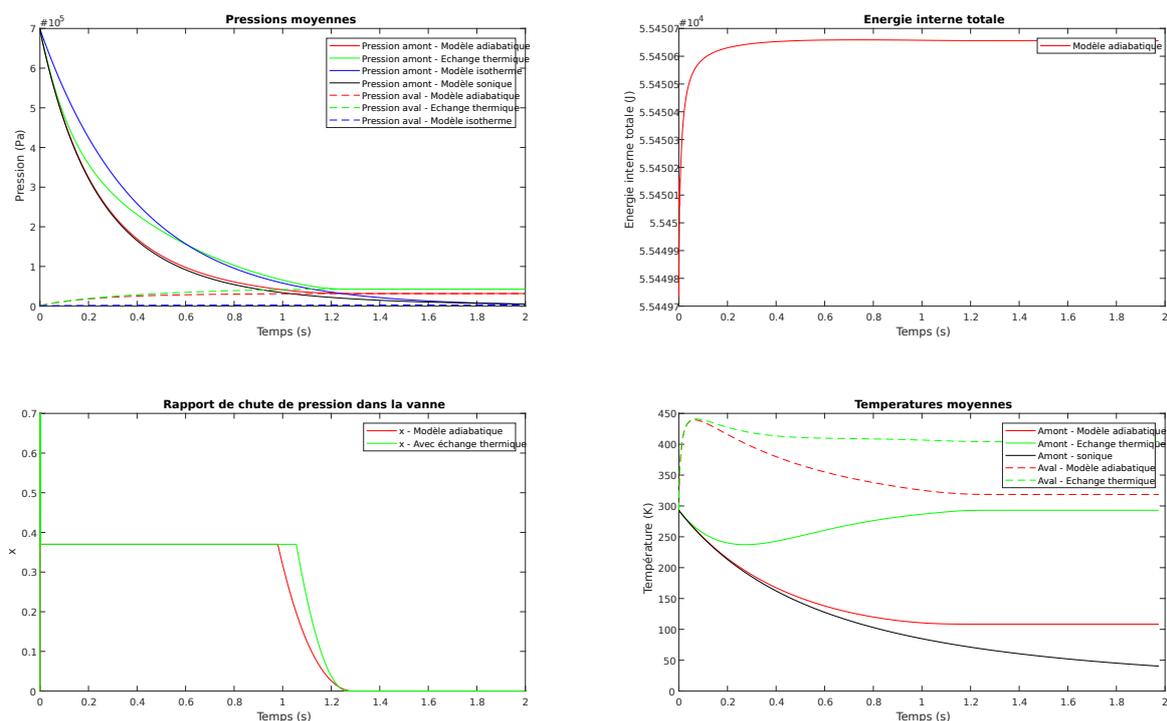


FIGURE E.4 – Résultats MATLAB pour une SD2 de 7 bar, 3,81 mm

On constate ici aussi que l'échange thermique induit rapidement des différences importantes avec le modèle adiabatique sur la pression et la température. Les effets sur le capteur ne sont pas aussi importants que pendant la SD1, et le temps d'ouverture de la vanne rapide est très négligeable devant le temps de dépressurisation. Cela nous permettra de n'utiliser que la pente de pression à $t = 0$ dans le but de déterminer le x_T de la vanne de réglage VABT04, sans passer par une méthode avec dérivée logarithmique comme pour la caractérisation de la vanne VABT03.

E.3.4.3 Détermination du x_T

Les résultats pour les SD1, permettant de caractériser la vanne VABT03, sont présentés sur les figures E.7 et E.8 en §E.5. Les lignes continues se réfèrent à l'axe de gauche et tracent la pression en fonction du temps. Les points se réfèrent à l'axe de droite et tracent la dérivée logarithmique de la pression par rapport au temps. Afin de déterminer le x_T , on s'intéresse aux premiers instants après l'ouverture complète de la vanne rapide VABT01. Cela nous permet de ne garder que la partie de la dépressurisation qui est régulée par la VABT03, sans pour autant que les échanges thermiques deviennent importants. On cherche donc à déterminer le x_T afin d'avoir la bonne valeur de dérivée logarithmique entre 5 ms et 20 ms à peu près. On constate cependant que les essais n° 3 et n° 4 sont assez difficiles à exploiter. En effet, on ne connaît pas bien les conditions expérimentales de ces essais (température initiale, volumes de réservoirs, etc.). Les valeurs de x_T obtenues sont donc à regarder avec précaution.

En ce qui concerne les SD2, comme expliqué précédemment, les dépressurisations sont suffisamment lentes pour permettre une détermination du x_T sur la pente à $t = 0$. Les figures E.9 et E.10 en §E.6 présentent les résultats obtenus. Les lignes en pointillés représentent les tangentes aux courbes de couleur correspondante à $t = 0$.

E.3.5 Discussion et comparaison à d'autres types de vannes

On obtient donc les valeurs de x_T pour plusieurs ouvertures, dont on donne une courbe de tendance en fig. E.5 et E.6.

Si on s'intéresse à d'autres types de vannes dont on connaît la loi de x_T en fonction de leur ouverture, on constate que ce comportement n'est pas inhabituel (cf. [86]). Le x_T est souvent décroissant en fonction de l'ouverture. On présente les valeurs obtenues pour les vannes VABT03 et VABT04 dans le tableau E.3. On constate également que les résultats sont assez sensibles au volume amont et aux C_v , et notamment à la capacité de la vanne rapide. Si le coefficient de perte de charge de la vanne VABT01 a pu être calculé par CFD, l'exercice n'a pas été réalisé sur la vanne rapide VABT02. On a donc pris un coefficient de perte de charge identique étant donné que la géométrie est assez proche. Cependant, le diamètre de la tuyauterie de sortie est différent, ce qui implique que le coefficient de perte de charge de la VABT02 est minimisé. La capacité équivalente des vannes en série est donc surestimée. Une meilleure caractérisation des vannes rapides permettrait donc d'obtenir de meilleurs résultats, avec moins d'incertitude.

TABLEAU E.3 – Valeurs de x_T et gamme d'incertitude

Vanne	Ouverture (mm)	x_T
VABT03	7,35	$x_T = 0,375 \pm 0,075$
	9,00	$x_T = 0,375 \pm 0,075$
	14,16	$x_T = 0,360 \pm 0,060$
	14,16	$x_T = 0,375 \pm 0,075$
	20,43	$x_T = 0,325 \pm 0,025$
	27,40	$x_T = 0,300 \pm 0,050$
	28,88	$x_T = 0,250 \pm 0,050$
	28,88	$x_T = 0,280 \pm 0,040$
VABT04	2,604	$x_T = 0,450 \pm 0,050$
	3,806	$x_T = 0,360 \pm 0,040$
	3,81	$x_T = 0,410 \pm 0,040$
	5,33	$x_T = 0,420 \pm 0,040$
	6,354	$x_T = 0,410 \pm 0,030$
	13,32	$x_T = 0,400 \pm 0,050$
	13,32	$x_T = 0,410 \pm 0,050$
	13,32	$x_T = 0,380 \pm 0,040$

On trace une courbe de tendance pour chaque vanne, en restant cohérent avec les lois de x_T

que l'on peut trouver dans la littérature en fonction de l'ouverture. On obtient les graphes E.5 et E.6.

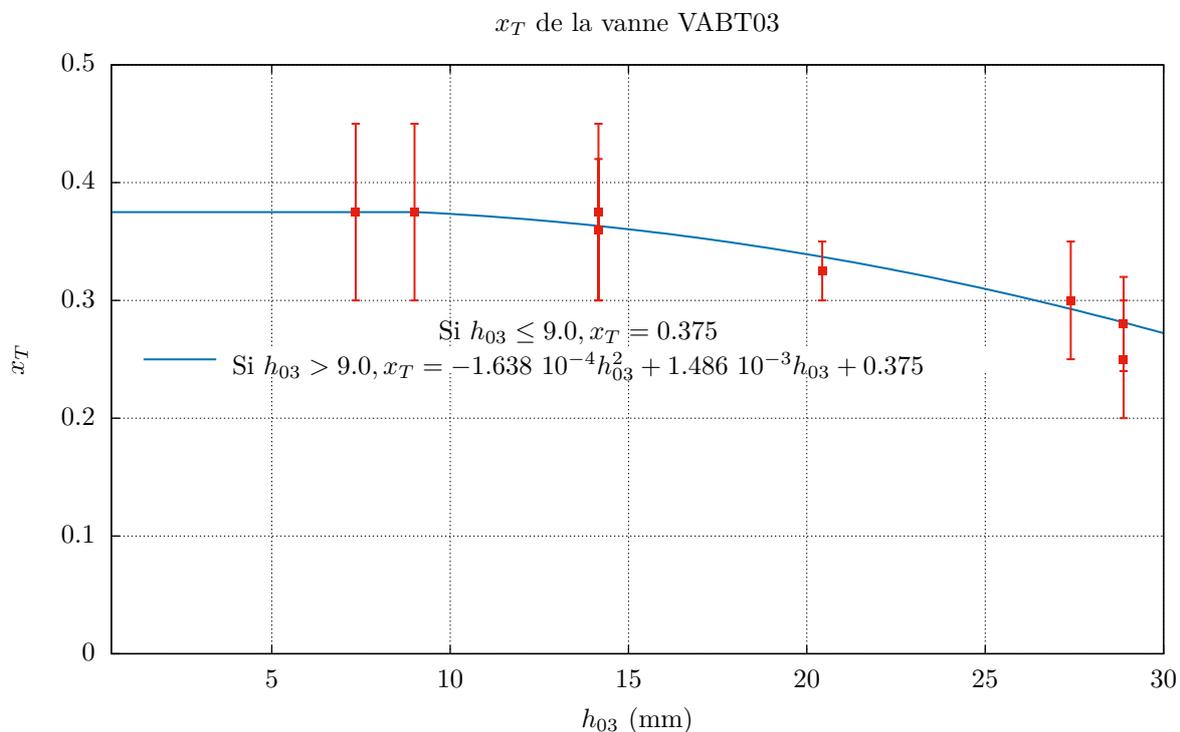


FIGURE E.5 – Loi de x_T de la vanne de réglage de la voie gros débit (VABT03)

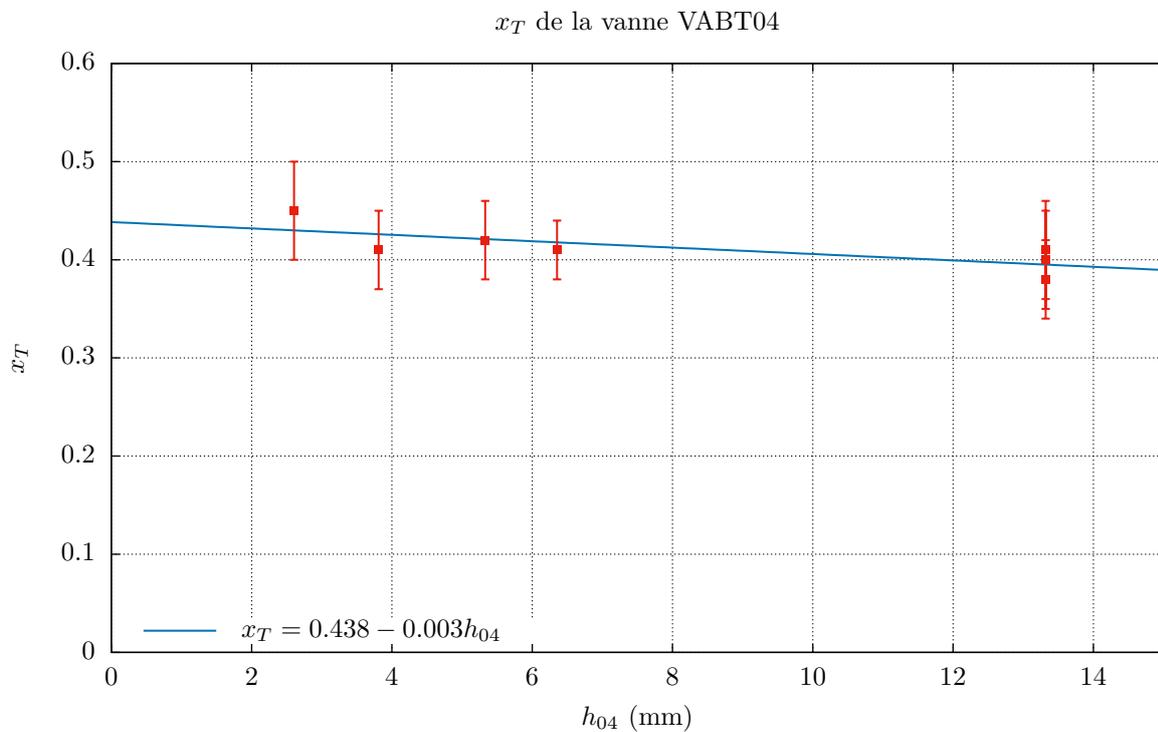


FIGURE E.6 – Loi de x_T de la vanne de réglage de la voie petit débit (VABT04)

E.4 CONCLUSION

Des valeurs du paramètre x_T déterminant la chute de pression dans la vanne à partir de laquelle l'écoulement devient sonique ont pu être proposées à l'aide de cette méthode analytique et sa comparaison à l'expérience. On constate tout d'abord que les valeurs obtenues, une fois ajoutées dans la modélisation CATHARE2, donnent des résultats très satisfaisants vis-à-vis de l'expérience. Cependant, la méthode utilisée est à l'origine de certains biais sur la valeur obtenue et le manque d'essais n'est pas pour compenser ces problèmes. On constate en effet que :

- la vitesse dans les réservoirs est considérée nulle dans notre modèle analytique. Cela empêche de reproduire certains phénomènes liés aux changements brusques de vitesse au niveau des capteurs. La température et la pression calculées à l'aide de ce modèle sont donc inférieures à la mesure expérimentale au niveau du capteur ;
- la comparaison théorie-expérience s'est faite sur la base d'un modèle adiabatique sur les premiers instants de l'essai, même si une solution avec échanges thermiques avec un coefficient d'échange de l'ordre de $100 \text{ W/m}^2/\text{K}$ a été tracée avec MATLAB.

Le choix d'utiliser le modèle adiabatique pour la détermination du x_T se justifie de plusieurs manières :

1. la chute de température dans le réservoir amont, sur les premiers instants, n'est déterminée que par la perte d'énergie du réservoir amont dans le réservoir aval, et non par les échanges thermiques. On peut donc considérer que les équations obtenues donneront de bons résultats sur la température durant les premiers instants, ce qui par ailleurs affranchit la méthode d'incertitudes supplémentaires liées à la définition des échanges thermiques paroi-fluide ;
2. on ne dispose pas de mesure de température. On ne peut donc pas valider le modèle avec échanges thermiques ;
3. l'ajout d'une corrélation d'échange paroi-gaz nécessite de connaître la vitesse de gaz dans le réservoir. On peut donc donner un ordre de grandeur, mais un tel travail reste incohérent avec la modélisation adoptée, où on considère des réservoirs avec des vitesses de fluide nulles.

L'idéal serait donc d'avoir accès à la température mesurée au niveau du capteur de pression au cours de l'essai. L'effet de paramètres définis de manière insuffisamment précise (volume amont, perte de charge dans la vanne rapide) est connu. Les résultats pourraient être améliorés à condition de mieux connaître la valeur de ces paramètres. Des essais supplémentaires pourraient également être traités avec cette méthode afin d'augmenter le nombre de points et éventuellement réduire l'incertitude sur x_T liée au manque de mesures.

E.5 RÉSULTATS POUR LA VANNE VABT03

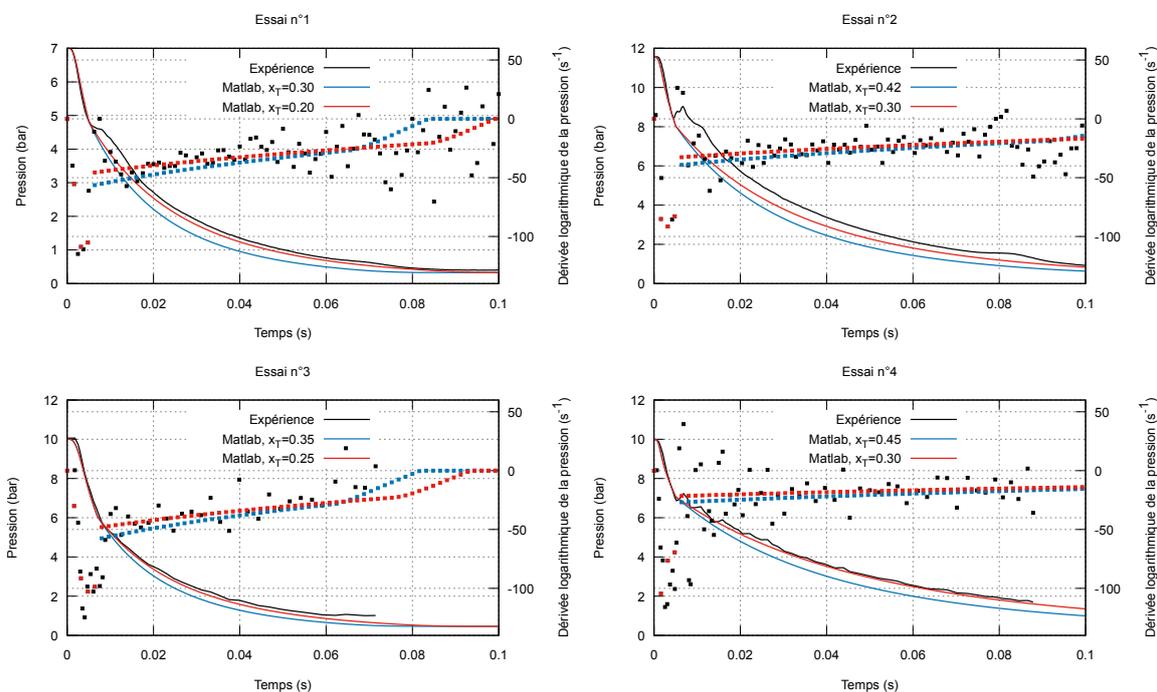


FIGURE E.7 – Détermination du x_T de la VABT03, essais 1 à 4

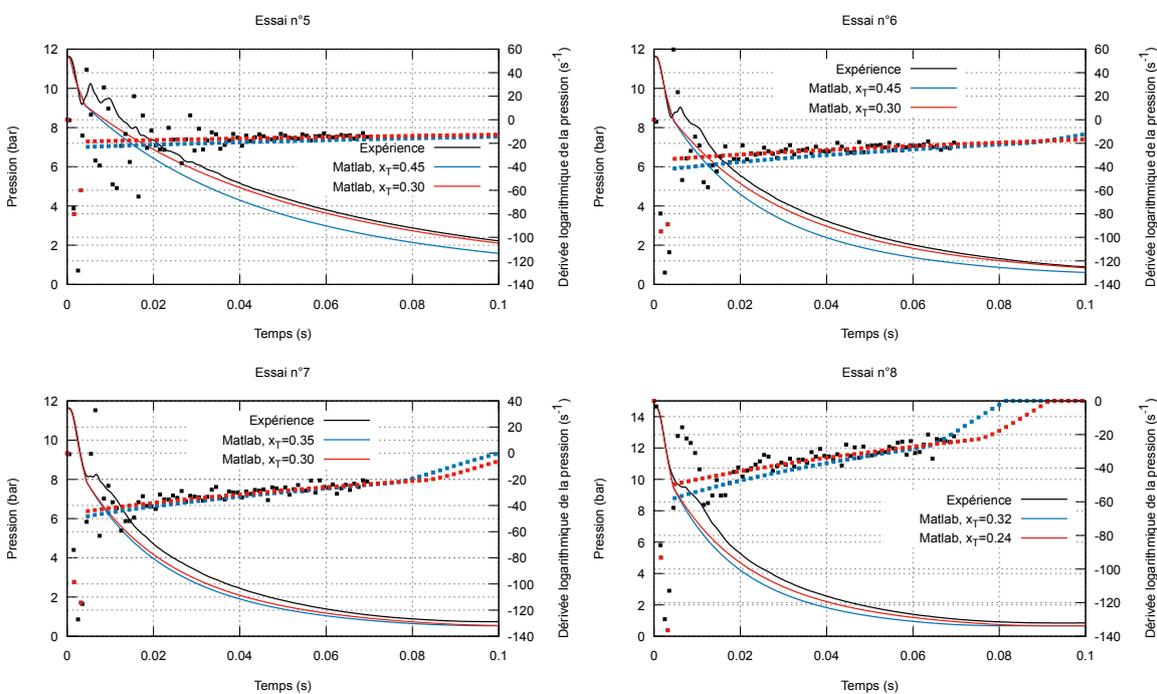


FIGURE E.8 – Détermination du x_T de la VABT03, essais 5 à 8

E.6 RÉSULTATS POUR LA VANNE VABT04

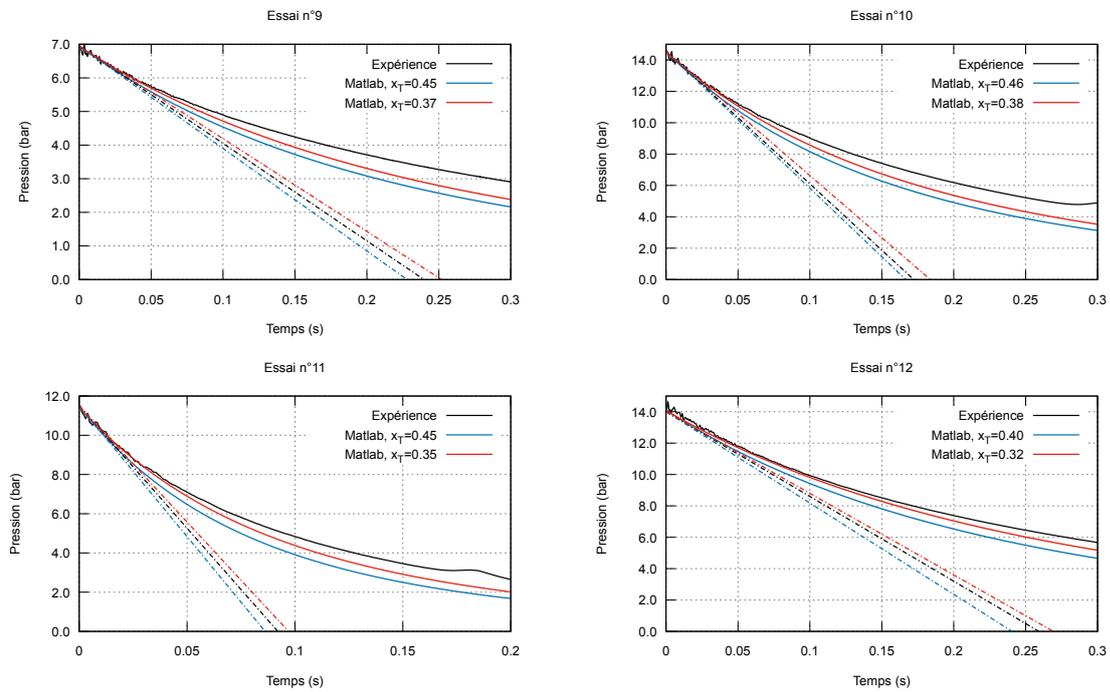


FIGURE E.9 – Détermination du x_T de la VABT04, essais 9 à 12

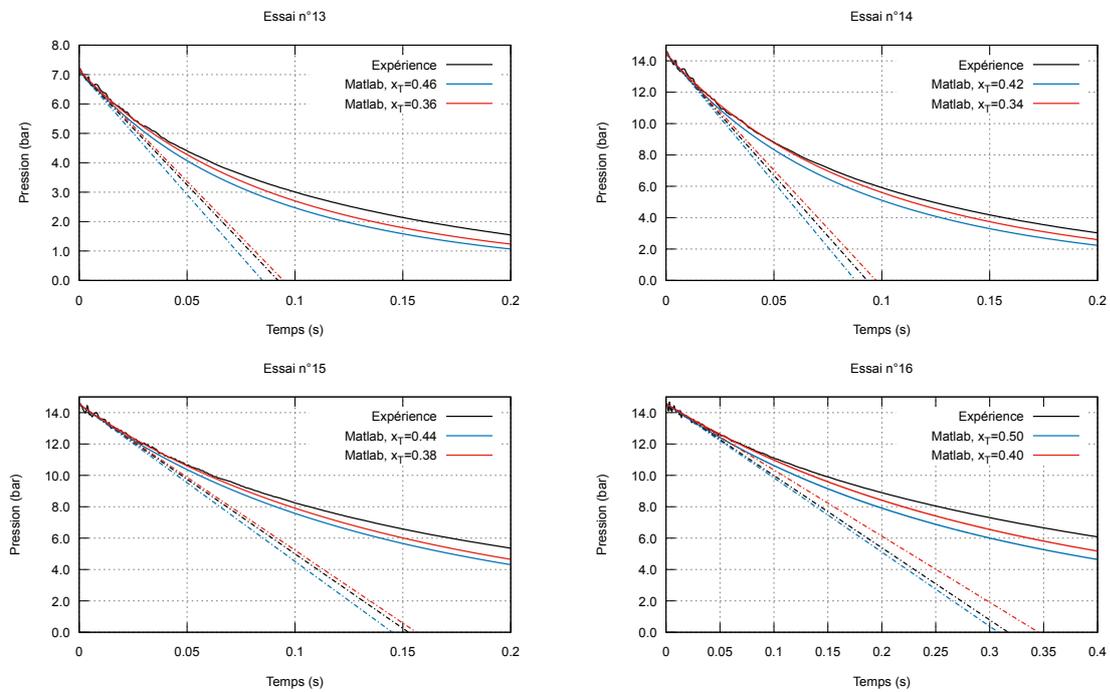


FIGURE E.10 – Détermination du x_T de la VABT04, essais 13 à 16

Annexe F

Étude à deux dimensions de l'écoulement dans les barres transitoires

Sommaire

F.1	PRÉCISIONS SUR LE SYSTÈME D'ÉQUATIONS UTILISÉ	215
F.2	ADIMENSIONNALISATION DES ÉQUATIONS	218
F.3	ANALYSE DE LA SITUATION	219
F.4	DISCRÉTISATION DES ÉQUATIONS ET SCHÉMA NUMÉRIQUE	219
F.5	VALIDATION DU MODÈLE SUR UN TUBE OUVERT CHAUFFANT	220
F.6	DÉPRESSURISATION D'UN TUBE DE BARRE TRANSITOIRE	224
F.6.1	Étude d'une dépressurisation	225
F.6.2	Proposition d'une corrélation de nombre de Nusselt laminaire transitoire dans un tube fermé.	227

Cette annexe présente l'étude de la dépressurisation des barres transitoires. Le système d'équation utilisé est rappelé en eq. (V.21), et des précisions sont données ici sur les équations utilisées. Cette annexe détaille le domaine d'étude, l'adimensionnalisation des équations et leur discrétisation ainsi que la validation du modèle sur un cas d'étude : l'écoulement en développement dans un tube ouvert. Après cette validation, ce modèle numérique est utilisé pour quantifier les échanges thermiques ainsi que les frottements pariétaux dans le cas de la dépressurisation des barres transitoires (dans une configuration "tube fermé").

F.1 PRÉCISIONS SUR LE SYSTÈME D'ÉQUATIONS UTILISÉ

Le système (V.21) est composé des équations communément utilisées de conservation de masse et de quantité de mouvement valables pour un écoulement compressible. La conservation de l'énergie demande une attention particulière. Les références sur ce point étant parfois floues sur la validité des équations locales, la démonstration de cette équation est présentée ci-après. On se place donc dans le cadre d'un écoulement compressible instationnaire, et on étudie la variation d'énergie totale contenue dans un système d'étude qui se ramène au volume élémentaire $dx dy dz$ (cf. fig. F.1). Le champ de vitesse dans le milieu s'écrit $\vec{v} = v_x \vec{u}_x + v_y \vec{u}_y + v_z \vec{u}_z$. L'énergie totale est la somme de l'énergie interne et de l'énergie cinétique. Le bilan des forces est limité aux forces de pression sur le système étudié (on néglige, selon nos hypothèses précédentes, le poids

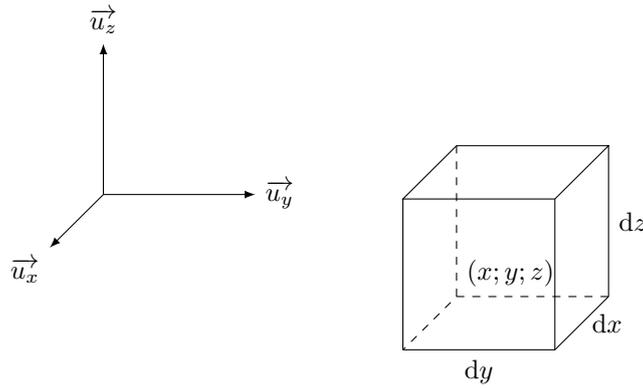


FIGURE F.1 – Conservation de l'énergie dans le volume élémentaire $dx dy dz$

ainsi que les forces visqueuses). On a ainsi, entre t et $t + dt$:

$$\begin{aligned}
 dE_{tot} = & \frac{1}{2} \delta m_x(x) v^2(x) - \frac{1}{2} \delta m_x(x + dx) v^2(x + dx) \\
 & + \frac{1}{2} \delta m_y(y) v^2(y) - \frac{1}{2} \delta m_y(y + dy) v^2(y + dy) \\
 & + \frac{1}{2} \delta m_z(z) v^2(z) - \frac{1}{2} \delta m_z(z + dz) v^2(z + dz) \\
 & + \delta m_x(x) c_v T(x) - \delta m_x(x + dx) c_v T(x + dx) \\
 & + \delta m_y(y) c_v T(y) - \delta m_y(y + dy) c_v T(y + dy) \\
 & + \delta m_z(z) c_v T(z) - \delta m_z(z + dz) c_v T(z + dz) \\
 & - \lambda \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_x dy dz dt - \left(-\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x+dx} dy dz \right) dt \\
 & - \lambda \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_y dx dz dt - \left(-\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y+dy} dx dz \right) dt \\
 & - \lambda \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_z dy dx dt - \left(-\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z+dz} dy dx \right) dt \\
 & + P(x) v_x(x) dy dz dt - P(x + dx) v_x(x + dx) dy dz dt \\
 & + P(y) v_y(y) dx dz dt - P(y + dy) v_y(y + dy) dx dz dt \\
 & + P(z) v_z(z) dy dx dt - P(z + dz) v_z(z + dz) dy dx dt
 \end{aligned} \tag{F.1}$$

Où δm_i est la masse de fluide traversant la surface considérée selon la direction i ($x; y; z$) entre t et $t + dt$. Les trois premières lignes contiennent donc les entrées et sorties d'énergie cinétique par convection, les trois lignes suivantes contiennent les entrées et sorties d'énergie interne par convection également. Les trois lignes suivantes contiennent les échanges conductifs entre le système étudié et l'extérieur. Les trois dernières lignes contiennent les apports d'énergie liés au travail des forces de pression. On écrit simplement :

$$\delta m_i = \rho v_i dS_i dt \tag{F.2}$$

Cela donne :

$$\begin{aligned}
 dE_{tot} = & \frac{1}{2}\rho(x)v_x(x)v^2(x)dydzdt - \frac{1}{2}\rho(x+dx)v_x(x+dx)v^2(x+dx)dydzdt \\
 & + \frac{1}{2}\rho(y)v_y(y)v^2(y)dx dz dt - \frac{1}{2}\rho(y+dy)v_y(y+dy)v^2(y+dy)dx dz dt \\
 & + \frac{1}{2}\rho(z)v_z(z)v^2(z)dx dy dt - \frac{1}{2}\rho(z+dz)v_z(z+dz)v^2(z+dz)dx dy dt \\
 & + \rho(x)v_x(x)c_v T(x)dydzdt - \rho(x+dx)v_x(x+dx)c_v T(x+dx)dydzdt \\
 & + \rho(y)v_y(y)c_v T(y)dx dz dt - \rho(y+dy)v_y(y+dy)c_v T(y+dy)dx dz dt \\
 & + \rho(z)v_z(z)c_v T(z)dx dy dt - \rho(z+dz)v_z(z+dz)c_v T(z+dz)dx dy dt \\
 & - \lambda \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_x dydzdt - \left(-\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x+dx} dydz \right) dt \\
 & - \lambda \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_y dx dz dt - \left(-\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y+dy} dx dz \right) dt \\
 & - \lambda \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_z dy dx dt - \left(-\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z+dz} dy dx \right) dt \\
 & + P(x)v_x(x)dydzdt - P(x+dx)v_x(x+dx)dydzdt \\
 & + P(y)v_y(y)dx dz dt - P(y+dy)v_y(y+dy)dx dz dt \\
 & + P(z)v_z(z)dx dy dt - P(z+dz)v_z(z+dz)dx dy dt
 \end{aligned} \tag{F.3}$$

En explicitant l'énergie totale du système et après simplification, on obtient :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho c_v T + \frac{1}{2} \rho v^2 \right) + \operatorname{div} \left(\frac{1}{2} \rho v^2 \vec{v} + \rho c_v T \vec{v} \right) = -\operatorname{div} \left(-\lambda \overrightarrow{\operatorname{grad} T} \right) - \operatorname{div} (P \vec{v}) \tag{F.4}$$

L'équation est ici écrite en énergie totale, faisant intervenir la capacité calorifique massique du fluide à volume constant. On souhaite écrire cette équation avec c_p au lieu de c_v . Étant donné que $H = U + PV$, soit $c_p T = c_v T + P/\rho$, on peut écrire :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho c_p T + \frac{1}{2} \rho v^2 \right) - \frac{\partial P}{\partial t} + \operatorname{div} \left(\left(\rho c_p T + \frac{1}{2} \rho v^2 \right) \vec{v} \right) - \operatorname{div} (P \vec{v}) = -\operatorname{div} \left(-\lambda \overrightarrow{\operatorname{grad} T} \right) - \operatorname{div} (P \vec{v}) \tag{F.5}$$

En simplifiant :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho c_p T + \frac{1}{2} \rho v^2 \right) + \operatorname{div} \left(\left(\rho c_p T + \frac{1}{2} \rho v^2 \right) \vec{v} \right) = \frac{\partial P}{\partial t} - \operatorname{div} \left(-\lambda \overrightarrow{\operatorname{grad} T} \right) \tag{F.6}$$

On peut utiliser l'équation de conservation de la masse, et après quelques étapes, on arrive à l'équation recherchée suivante :

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} \left(c_p T + \frac{1}{2} v^2 \right) + \vec{v} \cdot \overrightarrow{\operatorname{grad}} \left(c_p T + \frac{1}{2} \rho v^2 \right) \right) = \frac{\partial P}{\partial t} - \operatorname{div} \left(-\lambda \overrightarrow{\operatorname{grad} T} \right) \tag{F.7}$$

REMARQUE :

Cette équation prend la même forme que l'équation de Navier-Stokes. De manière générale, la forme toute particulière de l'équation de Navier-Stokes peut être étendue par analogie à toute grandeur physique d'un système qui se conserve en présence d'un champ de vitesses \vec{v} . Le terme de droite peut évidemment contenir des termes supplémentaires si nécessaire (travail des forces visqueuses, travail du poids, terme source etc.). Cette équation est valable pour tout type d'écoulement. On peut également la simplifier en prenant en compte le théorème d'énergie cinétique, qui s'obtient en faisant le produit scalaire de la conservation de la quantité de mouvement et de \vec{v} .

F.2 ADIMENSIONNALISATION DES ÉQUATIONS

On choisit les variables adimensionnelles suivantes :

$$\begin{cases} r^* = \frac{r}{R}, & z^* = \frac{z}{L}, & t^* = \frac{t}{t_{max}} \end{cases} \quad (\text{F.8a})$$

$$\begin{cases} V_r = \frac{v_r}{v_0}, & V_z = \frac{v_z}{v_0}, & \Theta = \frac{T_p - T}{T_p - T_0}, & 4 = \frac{\rho}{\rho_0}, & V^2 = V_r^2 + V_z^2 \end{cases} \quad (\text{F.8b})$$

L'adimensionnalisation des équations du système (V.21) avec ces variables donne le système suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Pi_1 \frac{\partial 4}{\partial t^*} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} (r^* 4 V_r) + \frac{R}{L} \frac{\partial}{\partial z^*} (4 V_z) = 0 \quad (\text{F.9a}) \\ 4 \left(\Pi_1 \frac{\partial V_z}{\partial t^*} + V_r \frac{\partial V_z}{\partial r^*} + \frac{R}{L} V_z \frac{\partial V_z}{\partial z^*} \right) - \frac{2}{Re_0} \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \frac{\partial V_z}{\partial r^*} \right) = -\Pi_2 \frac{dP}{dz} \quad (\text{F.9b}) \\ 4 \left(\Pi_1 \frac{\partial \Theta}{\partial t^*} + V_r \frac{\partial \Theta}{\partial r^*} + \frac{R}{L} V_z \frac{\partial \Theta}{\partial z^*} \right) - \frac{2}{Pe_0} \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \frac{\partial \Theta}{\partial r^*} \right) = \\ - \Pi_3 \frac{\partial P}{\partial t^*} + \Pi_4 4 \frac{\partial \frac{1}{2} V^2}{\partial t^*} + \Pi_5 4 \left(V_r \frac{\partial \frac{1}{2} V^2}{\partial r^*} + \frac{R}{L} \frac{\partial \frac{1}{2} V^2}{\partial z^*} \right) \quad (\text{F.9c}) \\ 4 = \frac{P}{\rho_0 r_{He} (T_p - \Theta(T_p - T_0))} \quad (\text{F.9d}) \end{array} \right.$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Pi_1 = \frac{R}{v_0 \tau}, \quad Re_0 = \frac{\rho_0 v_0 2R}{\eta}, \quad \Pi_2 = \frac{R}{\rho_0 v_0^2}, \quad Pe_0 = Re_0 Pr \quad (\text{F.10a}) \\ \Pi_3 = \frac{R}{\rho_0 v_0 \tau c_p (T_p - T_0)}, \quad \Pi_4 = \frac{R v_0}{c_p (T_p - T_0) \tau}, \quad \Pi_5 = \frac{v_0^2}{c_p (T_p - T_0)} \quad (\text{F.10b}) \\ \frac{dP}{dz} = \eta \frac{v_0}{R^2} \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \frac{\partial V_z}{\partial r^*} \right) \Big|_{r^*=1} \quad (\text{F.10c}) \end{array} \right.$$

La pression en chaque point et à chaque instant est obtenue à partir de la condition limite de pression à droite et du gradient de pression en chaque point.

Le nombre de Nusselt s'écrit :

$$Nu = \frac{h D_h}{\lambda} \quad (\text{F.11})$$

Avec ces choix de variables, le coefficient d'échange s'écrit, si ϕ est le flux échangé en paroi et \bar{T} la température moyennée radialement en z :

$$h = \frac{\phi}{T_p - \bar{T}} = \frac{-\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_R}{T_p - \bar{T}} = \frac{-\frac{1}{R} \lambda \frac{\partial \Theta}{\partial r^*} \Big|_1}{\bar{\Theta}} \quad (\text{F.12})$$

On a donc :

$$Nu = \frac{-2 \frac{\partial \Theta}{\partial r^*} \Big|_1}{\bar{\Theta}} \quad (\text{F.13})$$

$\bar{\Theta}$ est calculé à partir d'une moyenne enthalpique dans chaque maille axiale. Étant donné que l'on s'intéresse à un gaz parfait, sa capacité calorifique est constante. On obtient alors :

$$\bar{\Theta} = \frac{1}{\int_0^1 4 V_z 2r^* dr^*} \int_0^1 \Theta 4 V_z 2r^* dr^* \quad (\text{F.14})$$

F.3 ANALYSE DE LA SITUATION

On étudie la dépressurisation d'un seul tube de barre transitoire, de longueur 1,5 m et de diamètre 8,8 mm, de $t = 0$ à $t = t_{max}$. On se ramène donc à la situation présentée en fig. F.2.

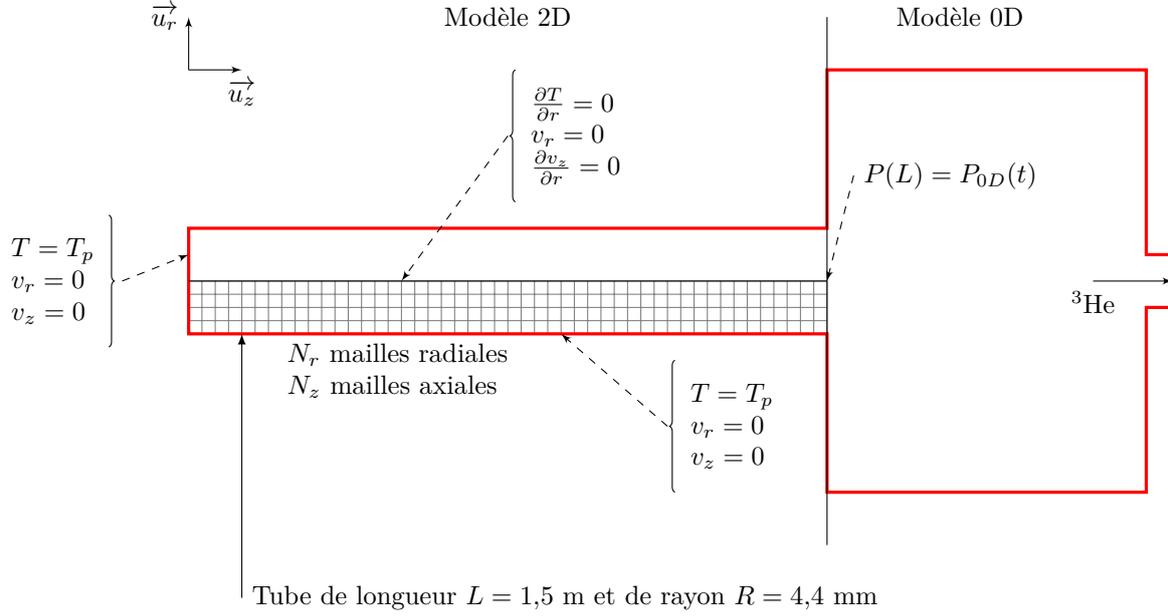


FIGURE F.2 – Situation étudiée dans le modèle 2D instationnaire de la dépressurisation d'un tube de barre transitoire

Le modèle 0D décrit en annexe E est chaîné avec le modèle 2D présenté ci-avant. Le modèle 0D permet de fournir une condition limite de pression à la sortie du tube cohérente avec ce qui est observé dans le circuit des barres transitoires. Un simple tube de barre transitoire constituant un volume très faible par rapport à l'ensemble du circuit des barres transitoires, un couplage entre le modèle 0D et le modèle 2D n'est pas nécessaire. Les conditions limites sont présentées sur la fig. F.2. Elles consistent en des relations de symétrie selon r au centre de l'écoulement (en $r = 0$), de vitesses nulles et de température imposée en paroi (en $r = R$).

F.4 DISCRÉTISATION DES ÉQUATIONS ET SCHÉMA NUMÉRIQUE

Ces équations sont discrétisées par la méthode des différences finies. On considère un maillage carré de pas Δr^* selon r et Δz^* selon z et un pas de temps Δt^* . L'indice de maille radiale est i , l'indice de la maille axiale est j et l'indice de pas de temps est n . La discrétisation appliquée au champ A (vitesse, température, etc.) est la suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial A}{\partial t^*} = \frac{A_{i,j,n} - A_{i,j,n-1}}{\Delta t^*} \end{array} \right. \quad (\text{F.15a})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial A}{\partial r^*} = \frac{A_{i,j,n} - A_{i-1,j,n}}{\Delta r^*} \end{array} \right. \text{ Pour les termes advectifs} \quad (\text{F.15b})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial A}{\partial z^*} = \frac{A_{i,j,n} - A_{i,j-1,n}}{\Delta z^*} \end{array} \right. \text{ Pour les termes advectifs} \quad (\text{F.15c})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial A}{\partial r^*} = \frac{A_{i+1,j,n} - A_{i-1,j,n}}{2\Delta r^*} \end{array} \right. \text{ Pour les termes diffusifs} \quad (\text{F.15d})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 A}{\partial r^{*2}} = \frac{A_{i+1,j,n} - 2A_{i,j,n} + A_{i-1,j,n}}{\Delta r^{*2}} \end{array} \right. \text{ Pour les termes diffusifs} \quad (\text{F.15e})$$

La vitesse intervenant dans les termes non linéaires (vitesse d'advection, énergie cinétique volumique etc.) est prise égale à la vitesse à l'itération précédente. Chaque pas de temps est donc simulé jusqu'à ce que le résidu, défini ici comme l'écart maximal relatif des solutions entre deux itérations, devienne inférieur à 10^{-6} ¹. La discrétisation ainsi réalisée permet de construire une matrice \mathbf{M} comprenant plusieurs blocs de dimensions égales contenant la discrétisation des équations du problème ainsi que les conditions limites. On résout alors l'équation suivante :

$$\mathbf{M}X = B \quad (\text{F.16})$$

B est le second membre contenant les termes à droite du signe "=" dans le système (F.9) et les conditions limites. Le vecteur solution X contient les inconnues (V_r, V_z, Θ) et donne donc, après convergence du schéma numérique, la solution au pas de temps considéré.

F.5 VALIDATION DU MODÈLE SUR UN TUBE OUVERT CHAUFFANT

Avant de s'intéresser à la dépressurisation des barres transitoires, on souhaite valider le modèle 2D développé sur un cas connu. On modélise pour cela un tube ouvert chauffé à température constante et avec une condition de vitesse en entrée. Les conditions limites en $z = 0$ sont :

$$V_z(r^*, 0, t^*) = 1, V_r(r^*, 0, t^*) = 0, \Theta(r^*, 0, t^*) = 1 \quad \forall (t^*; r^*) \in [0; 1]^2 \quad (\text{F.17})$$

On pose $v_0 = 5$ m/s dans cette étude, donnant un nombre de Reynolds de 400 environ. L'écoulement se développe librement selon z sans condition limite en sortie. Afin de se ramener à un cas d'étude incompressible, l'écart de température entre la paroi et l'entrée est faible (5 °C). Pour valider ce modèle, les résultats numériques doivent être en accord avec les éléments trouvés dans la littérature. Parmi eux, la corrélation de Shah-London [62] suit l'évolution axiale du nombre de Nusselt dans le cas d'un écoulement en développement thermique seul :

$$Nu = \begin{cases} 1,077 (x^*)^{-1/3} - 0,7 & \text{si } x^* \leq 0,001 \\ 3,657 + 6,874 (1000x^*)^{-0,488} e^{-57,2x^*} & \text{si } x^* > 0,001 \end{cases} \quad (\text{F.18})$$

Où $x^* = 1/Gz$ avec Gz le nombre de Graetz, défini comme :

$$Gz = \frac{D_h}{z} RePr \quad (\text{F.19})$$

De plus, le profil de vitesse en sortie doit être de type Poiseuille (parabolique). On réalise la validation du modèle à partir de ces éléments, présentés en fig. F.3. Le modèle donne une bonne adéquation avec les résultats théoriques. Le profil de vitesse obtenu est correct ainsi que la perte de charge en écoulement établi (issu de la loi de Poiseuille proportionnelle). Concernant le nombre de Nusselt, la valeur atteinte en écoulement établi est très proche des 3,656 théoriques [63] (à 0,2 % d'écart). Dans la partie de l'écoulement en développement thermique et dynamique (partie à gauche de la barre verticale en fig. F.3), le modèle suit bien la corrélation de Shah-London (équation (F.18)). Celle-ci n'est cependant tracée qu'à titre indicatif étant donné qu'elle donne l'évolution du Nusselt dans un écoulement en développement thermique seul, ce qui pourrait expliquer l'écart observé au début de l'établissement de l'écoulement. Au vu de ces résultats, on considère que le modèle numérique est valide.

Des résultats supplémentaires sont présentés en fig. F.4 et semblent cohérents avec les résultats de la littérature obtenus dans les mêmes conditions [65, 87] : la vitesse radiale adopte un profil physique et des valeurs négatives [87], le profil de vitesse axiale s'établit convenablement, tout comme le profil de température [65]. Ces éléments de comparaison sont présentés respectivement en figures F.5 et F.6. De plus, on constate que le fluide se réchauffe au fur et à

1. Il s'agit du processus itératif de Picard.

mesure de son avancée dans le tube, ce qui est cohérent. Ces résultats donnent confiance en ce modèle numérique. L'objectif va maintenant être de modéliser la dépressurisation d'un tube de barre transitoire de CABRI et d'en déduire une corrélation donnant le nombre de Nusselt dans les barres transitoires.

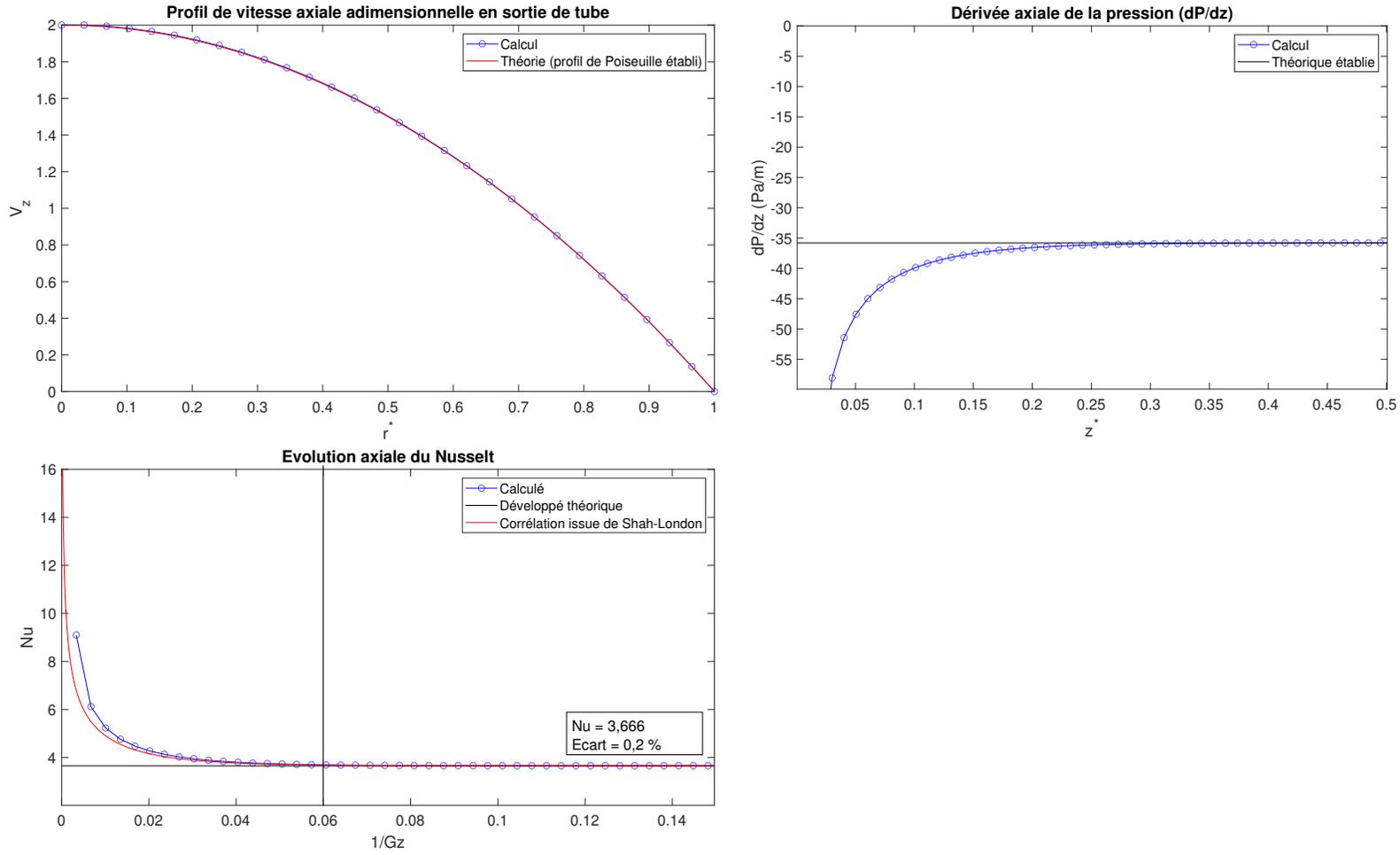


FIGURE F.3 – Validation du modèle numérique sur un tube ouvert chauffant

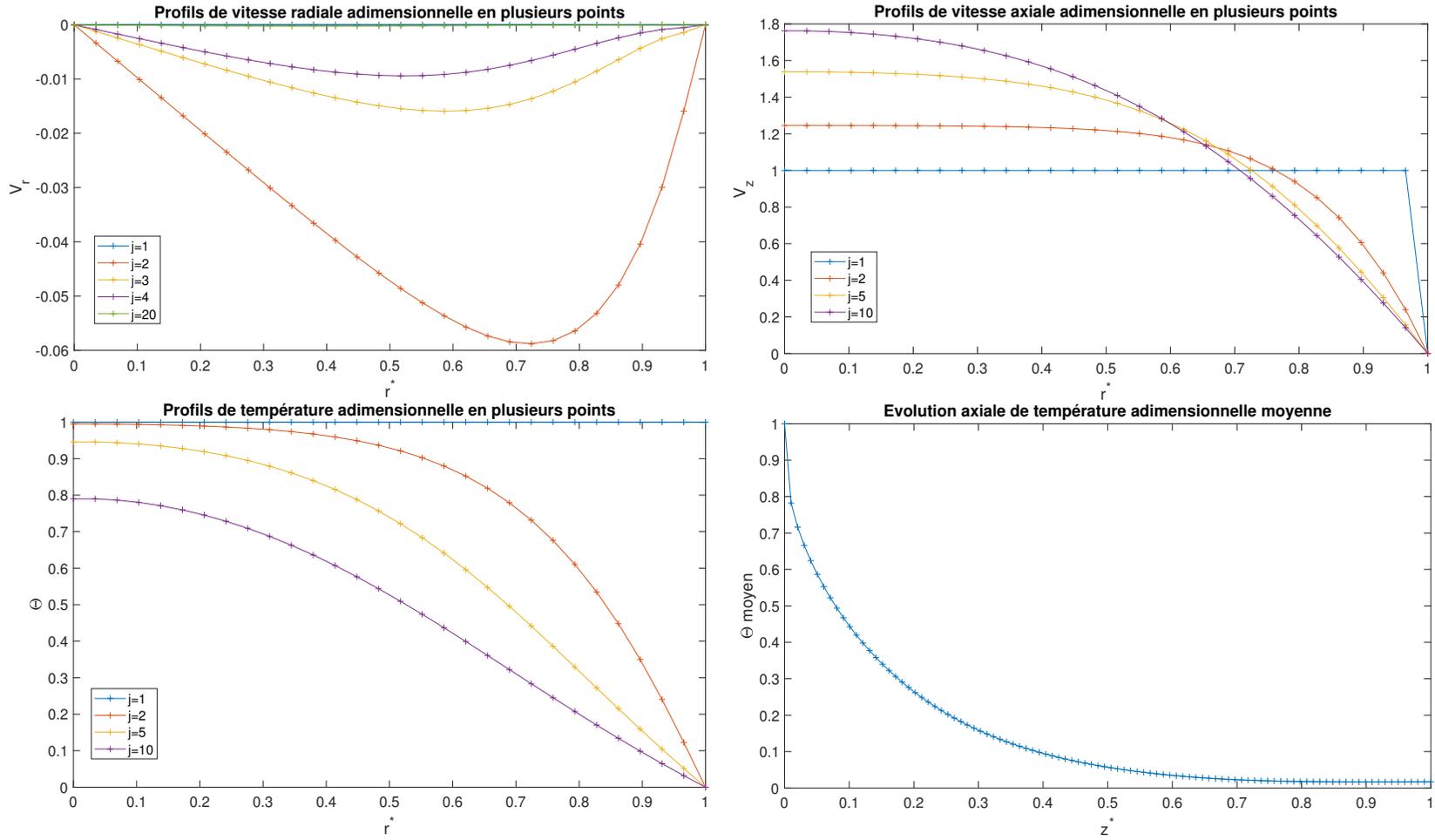


FIGURE F.4 – Résultats obtenus pour un tube ouvert chauffant

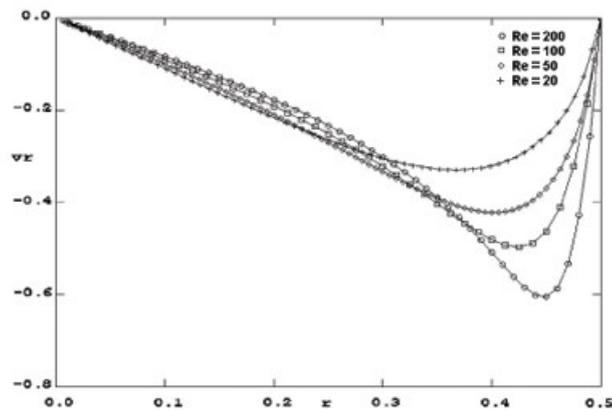


Figure 4. Radial velocity profiles at tube inlet for Re between 20 and 200.

FIGURE F.5 – Profils de vitesse radiale en entrée d'un tube pour plusieurs nombres de Reynolds [87]

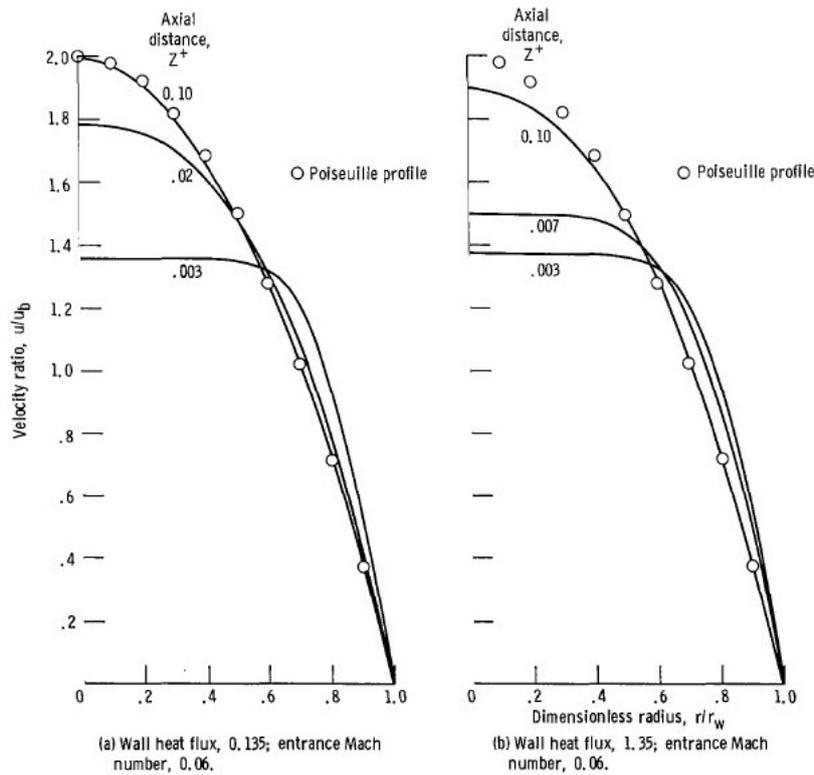


FIGURE F.6 – Établissement du profil radial de vitesse axiale [65]

F.6 DÉPRESSURISATION D'UN TUBE DE BARRE TRANSITOIRE

On réalise différentes dépressurisations selon la situation présentée en fig. F.2 avec plusieurs ouvertures de vannes (2,61 mm, 5,33 mm et 13,32 mm) et plusieurs pressions initiales (5 bar, 10 bar, 14 bar). Le pas de temps est pris égal à 1 ms. Le nombre de mailles (20 mailles), identique selon r et selon z , est choisi de telle sorte que les résultats ont suffisamment convergé.

F.6.1 Étude d'une dépressurisation

On présente ici les résultats obtenus pour une dépressurisation de type SD2 à une pression initiale de 5 bar et une course de 2,61 mm. Les résultats sont présentés en fig. F.7. Tout d'abord, on constate que la masse totale dans le tube diminue bien : le tube se vide au fur et à mesure du temps. En ce qui concerne la température, on constate qu'elle diminue (*i.e.* Θ augmente) au début de la dépressurisation (en raison de la détente du gaz) puis augmente à nouveau sous l'effet des échanges thermiques. Cette tendance ainsi que les valeurs atteintes, moyennant bien entendu les échanges thermiques, sont cohérentes avec ce que l'on observe dans la modélisation 1D CATHARE de la dépressurisation. La vitesse, initialement nulle en tout point du tube, augmente progressivement et rediminue lorsque le gaz commence à se raréfier dans les barres. Le dernier graphique représente l'évolution du nombre de Nusselt en fonction du temps en deux points du tube. La valeur finale atteinte est d'environ 5,62, supérieur au 3,66 théorique déterminé dans le cas d'un tube ouvert. On constate également que le temps nécessaire à l'atteinte de cette valeur n'est pas forcément négligeable. Pour cette dépressurisation, il faut que $t > 0,35$ s pour atteindre la valeur finale de Nusselt. En revanche, le nombre de Nusselt dépend assez peu de l'abscisse z .

L'ensemble des résultats obtenus est cohérent et une comparaison code à code avec CATHARE2 confirme la tendance observée pour ces grandeurs ainsi que pour d'autres : débit massique en chaque point en fonction du temps, évolution de la pression etc.

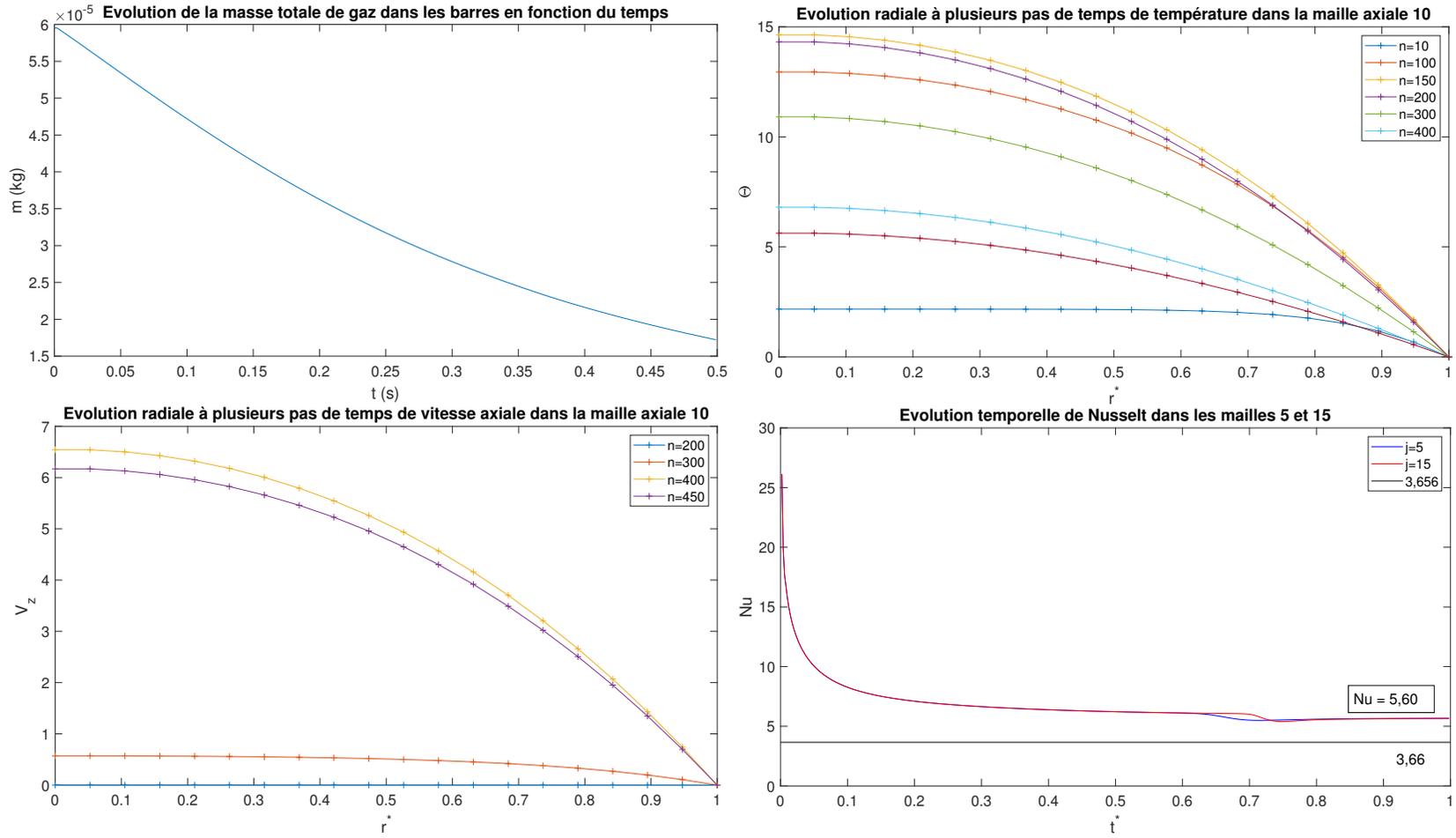


FIGURE F.7 – Résultats obtenus pour un tube de barre transitoire en dépressurisation

F.6.2 Proposition d'une corrélation de nombre de Nusselt laminaire transitoire dans un tube fermé

Comme on a pu le constater, le nombre de Nusselt dans cet écoulement dépend très peu de l'abscisse z dans le tube. Afin de réduire le nombre de variables et d'avoir une corrélation applicable dans CATHARE2, on étudie l'évolution d'un nombre de Nusselt moyenné axialement en fonction du temps :

$$\overline{Nu}(t^*) = \int_0^1 Nu(z^*, t^*) dz^* \quad (\text{F.20})$$

De plus, on a constaté que la diminution en fonction du temps de Nu (cf. fig. F.7) a lieu alors que l'écoulement est à Reynolds quasi nul dans le tube. Le nombre de Reynolds augmente plus tardivement². Cet effet transitoire est donc dû en majeure partie à la diminution de température due à la détente du gaz, très dépendante de la dépressurisation étudiée. On se retrouve donc dans un cas où la paroi reste à température constante et échange majoritairement par conduction avec un fluide dont la température diminue rapidement. La résolution analytique de ce phénomène est en revanche très complexe et ne permet pas d'élaborer directement un modèle analytique simplifié. Une corrélation a donc été cherchée en fonction de l'évolution de la température adimensionnelle et du nombre de Fourier, caractéristique de l'échange thermique par conduction, sous la forme :

$$\overline{Nu} = f(\Theta, Fo) \quad (\text{F.21})$$

Cette méthode a d'abord permis de constater que, quelle que soit la dépressurisation étudiée et pendant la diminution de température du gaz :

$$\frac{\overline{Nu}}{\ln \Theta} = a \frac{1}{Fo_0} + b \quad (\text{F.22})$$

Avec Fo_0 le nombre de Fourier dans le gaz dans des conditions normales de température et de pression :

$$Fo_0 = \frac{\alpha_0 t}{D_h^2} \quad (\text{F.23})$$

Les coefficients a et b dépendent de la dépressurisation étudiée. Étant donné que cette corrélation aura une utilisation limitée aux barres transitoires du réacteur CABRI, on fait dépendre ces coefficients de la pression initiale et de la course du pointeau de la vanne de réglage, conditions caractérisant les transitoires CABRI. On obtient finalement :

$$\overline{Nu} = \max \left(5,62; \left[a \frac{1}{Fo_0} + b \right] \ln \Theta \right) \quad (\text{F.24})$$

Avec :

$$\begin{cases} a = \left(8,66 \cdot 10^{-3} h_{04}^2 - 1,20 \cdot 10^{-3} h_{04} + 1,59 \cdot 10^{-2} \right) P_0^{0,3} \\ \quad - 2,09 \cdot 10^{-3} h_{04}^2 + 1,33 \cdot 10^{-2} h_{04} - 0,38 \end{cases} \quad (\text{F.25a})$$

$$b = -0,23 h_{04}^{0,5} + 2,17 \quad (\text{F.25b})$$

Avec P_0 la pression initiale dans les barres en Pa et h_{04} la course du pointeau de la vanne de réglage en mm. Cette corrélation a été établie pour $t > 0,01$ s pour les différents transitoires étudiés. Les résultats de cette corrélation sont comparés aux résultats numériques sur la figure F.8. On constate que la majorité des points est comprise à ± 25 % autour des résultats de la corrélation. Quelques points sortent de ce domaine, il s'agit des instants auxquels on observe

2. Son augmentation brutale est d'ailleurs responsable de la singularité observée à $t^* = 0,7$ sur la figure F.7.

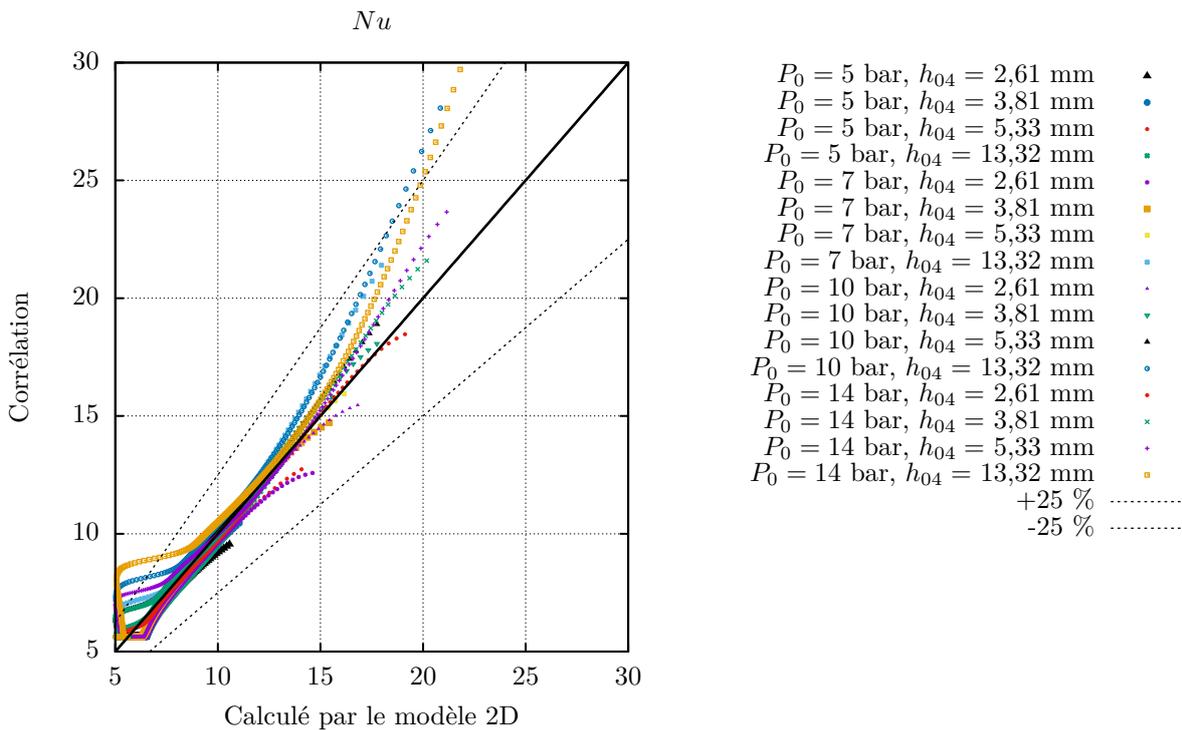


FIGURE F.8 – Résultats de la corrélation de Nusselt laminaire dans les barres transitoires

une diminution de Nu due à l'augmentation rapide de Re . Cette corrélation ne dépendant que de nombres adimensionnels liés au phénomène de conduction, elle est en ce sens limitée. Son comportement semble cependant correct pour des nombres de Nusselt compris entre 5 et 15. Les valeurs supérieures (qui ne suivent pas ce comportement) sont constatées dans la simulation au tout début du transitoire, pour des temps inférieurs à 0,02 s.

REMARQUE :
On constate plus généralement que cette corrélation oublie une dépendance à un paramètre encore indéterminé, étant donné que les points d'un même essai ne sont pas aléatoirement répartis de part et d'autre de la bissectrice sur la fig. F.8. Ce point constitue sans doute un manque qui pourrait être corrigé, mais le problème qui se pose alors est son implémentation dans le code CATHARE. Si la température moyenne entre le modèle 2D et CATHARE2 est très similaire, il n'en est pas de même pour le nombre de Reynolds, qui suit au début de la dépressurisation de grandes oscillations dans CATHARE, en raison des turbulences provoquées par la descente de l'onde de raréfaction dans le tube, qui ne sont pas observées dans le modèle 2D instationnaire utilisé ici. Créer une corrélation prenant en compte cette dépendance ne permettrait pas son implémentation directe dans PALANTIR et ne donnerait pas de bons résultats. L'expression retenue est donc celle présentée en équation (F.24).

Bibliographie

- [1] Le fonctionnement d'un réacteur nucléaire électrogène. <http://www.cea.fr/comprendre/Pages/energies/nucleaire/essentiel-sur-fonctionnement-reacteur-nucleaire-electrogene.aspx>.
- [2] M. COSTE-DELCLAUX, C. DIOP, A. NICOLAS et B. BONIN : *Neutronique*. CEA Saclay ; Groupe Moniteur, juin 2013.
- [3] P. REUSS : *Précis de neutronique*. EDP sciences, 2012.
- [4] J. BUSSAC et P. REUSS : *Traité de Neutronique - Physique et calcul des réacteurs nucléaires avec application aux réacteurs à eau pressurisée et aux réacteurs à neutrons rapides*. Hermann, 1978.
- [5] M. FAUCHER : *Coupling between Monte Carlo neutron transport and thermal-hydraulics for the simulation of transients due to reactivity insertions*. Thèse de doctorat, CEA - Université Paris-Sud, 2019.
- [6] A. LAUREAU : *Développement de modèles neutroniques pour le couplage thermohydraulique du MSFR et le calcul de paramètres cinétiques effectifs*. Thèse de doctorat, CNRS - Université Grenoble-Alpes, 2015.
- [7] R. BARJON : *Physique des réacteurs nucléaires*. Institut des Sciences Nucléaires, 1993.
- [8] A. KOSSOLAPOV, G-Y. SU, T. MCKRELL, M. BUCCI et J. BUONGIORNO : Transient flow boiling and CHF under exponentially escalating heat inputs. page 12.
- [9] T. FUJISHIRO, K. YANAGISAWA, K. ISHIJIMA et K. SHIBA : Transient fuel behavior of preirradiated PWR fuels under reactivity initiated accident conditions. *Journal of Nuclear Materials*, 188:162–167, juin 1992.
- [10] L.O. JERNKVIST et A. R. MASSIH : *Nuclear Fuel Behaviour under Reactivity-initiated Accident (RIA) Condition : State-of-the-art Report*. Nuclear Energy Agency, Organisation for Economic Co-operation and Development (OECD), 2010.
- [11] L'accident nucléaire de Tchernobyl et son déroulement. https://www.irsn.fr/FR/connaissances/Installations_nucleaires/Les-accidents-nucleaires/accident-tchernobyl-1986/2016-Tchernobyl-30ans-apres/Pages/1-Tchernobyl-2016-30ans-apres-accident-deroulement.aspx#.XhR_SVVKhzU.
- [12] INSAG : INSAG-7 The Chernobyl Accident : Updating of INSAG-1. Rapport technique 75-INSAG-7, IAEA, 1992.
- [13] S. DAY : SPERT IV D-12/25 : Facility specification. février 2015.
- [14] J-P. HUDELLOT, E. FONTANAY, C. MOLIN, A. MOREAU, L. PANTERA, J. LECERF, Y. GARNIER et B. DUC : CABRI facility : upgrade, refurbishment, recommissioning and experimental capacities. *In Proc. Int. Conf. PHYSOR2016*, Sun Valley, USA, 2016.
- [15] O. CLAMENS : *Analyse et propagation des incertitudes associées à la dépressurisation de l'Hélium 3 sur les transitoires de puissance du réacteur CABRI*. Thèse de doctorat, CEA - Université Grenoble-Alpes, 2018.

-
- [16] G. KUSSMAUL, W. VAETH, J. WOLFF, J. DADILLON, M. HAESSLER et F. SABATHIER : The CABRI project - overall status and achievements. 1986.
- [17] Nuclear safety : successful test in the CABRI experimental reactor for the CIP programme. https://www.irsn.fr/EN/newsroom/News/Pages/20180417_Nuclear-safety-successful-test-in-the-CABRI-experimental-reactor-for-the-CIP-programme.aspx.
- [18] F. JEURY, L. PANTERA et Y. GARNIER : CABRI Experimental Reactor : Experimental Reassessment of CABRI Core Power and Measurement Uncertainties. *Proc. Technology Mtg. IGORR (2013)*, pages 13–18, 2013.
- [19] J. LECERF, Y. GARNIER, J-M. GIRARD, C. DOMERGUE, L. GAUBERT et C. MANENC : Study of the linearity of CABRI experimental chambers during RIA transients. *In Proc. Int. Conf. ANIMMA2017*, Liege, juin 2017.
- [20] H. GOLFIER, R. LENAIN, C. CALVIN, J. J. LAUTARD, A. M. BAUDRON, P. FOUGERAS, P. MAGAT, E. MARTINOLLI et Y. DUTHEILLET : APOLLO3 : A common project of CEA, AREVA and EDF for the development of a new deterministic multi-purpose code for core physics analysis. 2009.
- [21] E. BRUN, E. DUMONTEIL, F-X. HUGOT, N. HUOT, C. JOUANNE, Y-K. LEE, F. MALVAGI, A. MAZZOLO, O. PETIT, J-C. TRAMA *et al.* : Overview of TRIPOLI-4 version 7, Continuous-energy Monte Carlo Transport Code. *In Proceedings of ICAPP 2011*, 2011.
- [22] M. FAUCHER, D. MANCUSI et A. ZOIA : New kinetic simulation capabilities for tripoli-4 : Methods and applications. *Annals of Nuclear Energy*, 120:74–88, 2018.
- [23] A. MOAL, V. GEORGENTHUM et O. MARCHAND : SCANAIR : A transient fuel performance code : Part One : General modelling description. *Nuclear Engineering and Design*, 280:150–171, décembre 2014.
- [24] G. GEFFRAYE, O. ANTONI, M. FARVACQUE, D. KADRI, G. LAVIALLE, B. RAMEAU et A. RUBY : CATHARE 2 V2.5_2 : A single version for various applications. *Nuclear Engineering and Design*, 241(11):4456–4463, novembre 2011.
- [25] D. BESTION : The physical closure laws in the CATHARE code. *Nuclear Engineering and Design*, 124(3):229–245, décembre 1990.
- [26] N. SEILER-MARIE : *Modélisation et simulation des phénomènes d'ébullition et du transfert de chaleur dans la zone d'impact d'un jet sur une plaque chaude*. Thèse de doctorat, EDF - INP Toulouse, 2004.
- [27] N. H. BADRUN, M. H. ALTAF, M. A. MOTALAB, M. S. MAHMOOD et M. J. H. KHAN : Modeling of SPERT IV Reactivity Initiated Transient Tests in EUREKA-2/RR Code. *International Journal of Nuclear Energy*, 2014/167426, décembre 2014.
- [28] Nuclear Energy AGENCY : RIA Fuel Codes Benchmark. Rapport technique NEA/CSNI/R(2013)7, OECD, novembre 2013.
- [29] Nuclear Energy AGENCY : *PIRT : R&D priorities for loss-of-cooling and loss-of coolant accidents in Spent Nuclear Fuel Pools*. NEA/CSNI/R(2017)18, juin 2018.
- [30] J. P. INCROPERA et D. P. DEWITT : *Fundamentals of Heat and Mass Transfer - 5th Edition*. Wiley.
- [31] S. NUKIYAMA : The maximum and minimum values of the heat Q transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure. *J. Japan Soc. Mech. Eng. (Traduction : Int. J. Heat Mass Transfer)*, 37:367–374, 1934.
- [32] A. SAKURAI et M. SHIOTSU : Transient Pool Boiling Heat Transfer—Part 1 : Incipient Boiling Superheat. *Journal of Heat Transfer*, 99(4):547–553, novembre 1977.
- [33] A. SAKURAI et M. SHIOTSU : Transient Pool Boiling Heat Transfer—Part 2 : Boiling Heat Transfer and Burnout. *Journal of Heat Transfer*, 99(4):554–560, novembre 1977.

- [34] M. W. ROSENTHAL : An Experimental Study of Transient Boiling. *Nuclear Science and Engineering*, mai 1957.
- [35] G-Y. SU, M. BUCCI, T. MCKRELL et J. BUONGIORNO : Transient boiling of water under exponentially escalating heat inputs. Part I : Pool boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 96:667–684, mai 2016.
- [36] G-Y. SU, M. BUCCI, T. MCKRELL et J. BUONGIORNO : Transient boiling of water under exponentially escalating heat inputs. Part II : Flow boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 96:685–698, mai 2016.
- [37] D. BESTION, M. VALETTE, P. FILLION et P. GAILLARD : 3D core thermohydraulic phenomena in PWR SBLOCAS and IBLOCAS. *In Proc. Int. Conf. NURETH-17*, Xian, China, septembre 2017.
- [38] MASONEILAN : *Masoneilan Control Valve Sizing Handbook*, volume Bulletin OZ1000. 1998.
- [39] J. K. WRIGHT : *Shock Tubes*, volume 1. London Methuen, 1961.
- [40] X. FANG et A. DONG : A comparative study of correlations of critical heat flux of pool boiling. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 54(1):1–12, 2017.
- [41] D. C. GROENEVELD, J. Q. SHAN, A. Z. VASIĆ, L. K. H. LEUNG *et al.* : The 2006 CHF look-up table. *Nuclear Engineering and Design*, 237:1909–1922, 2007.
- [42] D.E. LAMKIN : *Analytical stress analysis solution for a simplified model of a reactor fuel element*. Thèse de doctorat, The University of Arizona, 1975.
- [43] K. HERBRETEAU : *Développement d'un outil physique orienté conception pour la simulation des excursions de puissance non protégées dans un RNR-Na*. Thèse de doctorat, CEA - Université Grenoble-Alpes, 2018.
- [44] Équipe CATHARE : CATHARE 2 v2.5_2 : description of the base revision 6.1 physical laws used in the 1d, 0d and 3d modules. Note Technique CEA/DEN/GRE/DER/SSTH/LDAS/EM/2008-044, CEA, novembre 2008.
- [45] Les paramètres de Larson-Miller. <https://nte.mines-albi.fr/SciMat/co/SM6uc4-3.html>.
- [46] A. MEISTER et A. SANTAMARINA : The effective Doppler Broadening of Neutron Resonances in UO₂. Long Island (NY), USA, octobre 1998.
- [47] A. RONDEAUX : Caractérisation de la puissance déposée dans les barres transitoires du système d'injection de réactivité CABRI. Technological research report, INPG/CEA, Cadarache, avril 2011.
- [48] N. AKSAN, F. D'AURIA, H. GLAESER, R. POCHARD, C. RICHARDS et A. SJOBERG : Separate effects test matrix for thermal-hydraulic code validation. Rapport technique NEA/CSNI/R(93)14, OECD/NEA-CSNI, septembre 1993.
- [49] ASN : Qualification des outils de calcul scientifique utilisés dans la démonstration de sûreté nucléaire - 1ère barrière. Rapport technique, ASN-IRSN, juillet 2017.
- [50] P. FERNEY : Mise en oeuvre de la cinétique 3D sous TRIPOLI4 : application aux transitoires CABRI. Note technique CEA/DEN/CAD/DER/SPRC/LPN/NT/20-1850 indice A, CEA, mars 2020.
- [51] M. ISHII et T. HIBIKI : *Thermo-Fluid Dynamics of Two-Phase Flow*. Springer, 2011.
- [52] D. BESTION et J-C. MICAELLI : A two-fluid stratified model suitable for a pressurized water safety code. *In 4th Miami Int. Symp. on Multiphase Transport & Particulate Phenomena*, Miami, USA, décembre 1986.
- [53] J-M. DELHAYE : *Thermohydraulique des réacteurs*. Génie atomique. EDP Sciences, 2013.

-
- [54] G. TRUCHET, P. LECONTE, A. SANTAMARINA, E. BRUN, F. DAMIAN et A. ZOIA : Computing adjoint-weighted kinetics parameters in TRIPOLI-4@ by the Iterated Fission Probability method. *Annals of Nuclear Energy*, 85:17–26, novembre 2015.
- [55] AUSY et M. MAILLOT : Étude neutronique de référence du coeur CABRI dans la configuration boucle à eau pressurisée (BEP). Note Technique CEA/DEN/CAD/DER/DER/SPRC/LPN/NT/16-1735 Ind. A, CEA, décembre 2016.
- [56] AUSY : Modélisation TRIPOLI pour la caractérisation neutronique du réacteur CABRI dans la configuration BEP. Note Technique CEA/DEN/CAD/DER/SPRC/LPN/NT/16-1728 Indice 1, CEA, Cadarache, décembre 2016.
- [57] F. GAUDIER : URANIE : The CEA/DEN uncertainty and sensitivity platform. *In Procedia - Social and Behavioral Sciences*, volume 2(6), pages 7660–7661, mars 2010.
- [58] AUSY : Caractérisation géométrique et bilan matière du réacteur CABRI dans la configuration BEP. Note Technique CEA/DEN/CAD/DER/SRES/LPRE/NT/066 Ind 1, CEA, septembre 2016.
- [59] I.E IDEL'CIK : Mémento des pertes de charge, 1979.
- [60] B. LE NEINDRE : *Conductivite thermique des liquides et des gaz*. Techniques de l'ingénieur, 1996.
- [61] B. LE NEINDRE : *Viscosité - Gaz à la pression atmosphérique*. Techniques de l'ingénieur, 2005.
- [62] R. K. SHAH et A. L. LONDON : *Laminar flow forced convection in ducts : a source book for compact heat exchanger analytical data*. Academic Press, 1978.
- [63] W. NUSSELT : Die abhängigkeit der wärmeübergangszahl von der rohrlänge (de la dépendance du coefficient d'échange thermique à la longueur d'un tube chauffant). *VDI*, 54:1154–1158, 1910.
- [64] A. BELHOCINE et W.Z. WAN OMAR : Exact solution of boundary value problem describing the convective heat transfer in fully-developed laminar flow through a circular conduit. *Songklanakarın Journal of Science and Technology*, 40:840–853, septembre 2018.
- [65] A.F. PRESLER : Analytical and experimental study of compressible laminar-flow heat transfer and pressure drop of a gas in a uniformly heated tube. NASA TECHNICAL NOTE TN D-6333, NASA, Lewis Research Center, Cleveland, Ohio, avril 1971.
- [66] B. DUC : Recommandations sur les caractéristiques thermiques de l'UO₂ et de la gaine à utiliser pour les études sur les crayons coeur CABRI. Note Technique CEA/DEN/CAD/DER/SRES/LPRE 04.003 Ind 0, CEA, janvier 2005.
- [67] G. RITTER : Recommandations sur les caractéristiques thermiques de l'UO₂ et de la gaine à utiliser pour les études sur les crayons coeur CABRI. Note Technique CEA/DEN/CAD/DER/SRES/LPRE 06/001, CEA, Cadarache, 2006.
- [68] K. LASSMAN et F. HOHLEFELD : The revised URGAP model to describe the gap conductance between fuel and cladding. *Nuclear Engineering and Design*, 103:215–221, 1987.
- [69] J. SERCOMBE : Estimation de la hauteur des plis primaires des crayons CABRI par des calculs 3D. Note Technique CEA/DEN/CAD/DEC/SESC/LSC 08-005 – Ind. 0, CEA, février 2008.
- [70] Y. Y. HSU : On the size range of active nucleation cavities on a heating surface. *Journal of Heat Transfer*, 14:67–82, 1971.
- [71] W. H. JENS et P. A. LOTTES : Analysis of heat transfer, burnout, pressure drop and density date for high-pressure water. Rapport technique, Argonne National Lab., 1951.
- [72] D. BESTION : Recommandations de modèles d'échange pour les simulations de pulses CABRI - corrélation de flux critique en transitoire. Note Technique CEA/DEN/GRE/DER/SSTH/LMDL, CEA, Grenoble, 2007.

- [73] J-M. LABIT, N. MARIE, E. MERLE et O. CLAMENS : Transient heat convective exchanges under fast reactivity insertion accident. *Nuclear Engineering and Design*, 2020.
- [74] A. KOSSOLAPOV : Transient flow boiling CHF under exponentially escalating heat inputs. Thèse de master, Massachusetts Institute of Technology, février 2018.
- [75] D. BESTION : Synthèse des réflexions du groupe de travail sur le flux critique CABRI. Note Technique CEA/DEN/DER/SSTH/LMDL/2006-012, CEA, juin 2006.
- [76] A. DIGONNET et F. FALK : Études thermohydrauliques des grappes basse pression - conclusions sur les essais réalisés sur la boucle CAPRI. Note technique CEA-TT N°578, CEA, juin 1978.
- [77] A. MEMPONTEIL : Analyse des essais PATRICIA-RIA. Note technique CEA/DRN/DTP/SETEX/LTDF/00-118, CEA, juin 2000.
- [78] A. SAKURAI, M. SHIOTSU, K. HATA et K. FUKUDA : Photographic study on transitions from non-boiling and nucleate boiling regime to film boiling due to increasing heat inputs in liquid nitrogen and water. *Nuclear Engineering and Design*, 200(1):39–54, août 2000.
- [79] A. SERIZAWA : Theoretical prediction of maximum heat flux in power transients. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1983.
- [80] K. O. PASAMEHMETOGLU, R. A. NELSON et F. S. GUNNERSON : Critical heat flux modeling in forced convection boiling during power transients. *Journal of Heat Transfer*, 112:1058–1062, 1990.
- [81] A. SAKURAI : Mechanisms of transitions to film boiling at CHF in subcooled and pressurized liquids due to steady and increasing heat inputs. *Nuclear Engineering and Design*, 197(3):301–356, mai 2000.
- [82] Nicolas DORVILLE : Etat de l'art de la modélisation de la thermohydraulique des transitoires BORAX au STMF. août 2018.
- [83] Barres Transitoires - Essais complémentaires - Maquette. NT 210-09-55-40N305, Technicatome /BPM, 1977.
- [84] N. SEILER-MARIE, A. MARREL et K. HERBRETEAU : Statistical methodology for a quantified validation of sodium fast reactor simulation tools. *Journal of Verification, Validation and Uncertainty Quantification*, 4, 10 2019.
- [85] Max D. MORRIS et Toby J. MITCHELL : Exploratory designs for computational experiments. *Journal of Statistical Planning and Inference*, 43(3):381–402, février 1995.
- [86] Gas flow in control valves. <https://www.valin.com/resources/blog/gas-flow-control-valves>.
- [87] R. G. SANTOS et J. R. FIGUEIREDO : Laminar elliptic flow in the entrance region of tubes. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, 29:233–239, septembre 2007.

MODÉLISATION MULTIPHYSIQUE DES TRANSITOIRES D'INSERTION DE RÉACTIVITÉ ET MÉTHODOLOGIE DE VALIDATION APPLIQUÉE AU RÉACTEUR CABRI

Par leur aspect éminemment multiphysique, les accidents de réactivité, plus communément appelés RIA (*Reactivity-Initiated Accident*), sont extrêmement complexes et leur modélisation présente un certain nombre de défis, en lien notamment avec la pertinence des modèles physiques mis en œuvre dans les outils de calcul scientifique (OCS) utilisés. Ils mènent à une augmentation exponentielle de puissance qui peut avoir des conséquences dramatiques si le réacteur ne dispose pas, naturellement, de contre-réactions permettant de faire diminuer la puissance. Le réacteur CABRI, situé sur le site du CEA de Cadarache a été fondé par l'IRSN dans l'objectif d'étudier le comportement du combustible au cours de ce type de transitoires. Par ses caractéristiques uniques, il offre la possibilité de valider des outils de calcul dans le cadre de la modélisation des transitoires de type RIA. Dans un premier temps, les transitoires CABRI sont étudiés sur le plan théorique par des calculs de temps caractéristiques et d'ordres de grandeur d'énergie déposée caractérisant l'occurrence des différents phénomènes. Cela permet de classer les transitoires CABRI selon une grille à deux dimensions temps-énergie et de construire un QPIRT (*Quantified Phenomena Identification and Ranking Table*) des transitoires CABRI. Par ailleurs, cela permet d'élaborer une démarche de validation de l'outil de calcul en fonction des mesures disponibles dans le réacteur CABRI. Cette démarche est progressive et séquentielle, pour une validation de la modélisation des différents phénomènes séparément en accord avec les mesures disponibles. La seconde partie du travail présente la réalisation de modèles nécessaires à la simulation des phénomènes physiques spécifiques aux RIA et aux transitoires CABRI. Ces différents modèles neutroniques, thermohydrauliques et thermomécaniques ont été implémentés dans l'OCS CATHARE2, au sein d'une version dédiée nommée PALANTIR. Enfin, les premiers travaux de validation sont présentés à travers les résultats obtenus pour les différents transitoires de la matrice de validation. La sensibilité aux différents modèles développés est ensuite également abordée.

MOTS CLEFS : RIA, CABRI, multiphysique, modélisation, validation, CATHARE

MULTIPHYSIC MODELLING OF REACTIVITY INSERTION TRANSIENTS AND VALIDATION METHODOLOGY APPLIED TO CABRI REACTOR

Regarding their multiphysic nature, the modelling of RIA (Reactivity-Initiated Accident) raises some challenges, especially on the relevance of the models used in current calculation tools. These transients lead to an exponential power evolution that comes out of control if the reactor does not have natural feedback effects able to make the power decrease. CABRI is an experimental pulse reactor, funded by the french Institute for Radiological protection and Nuclear Safety (IRSN) and operated by CEA at the Cadarache nuclear center, France. Its aim is to study and thus to better understand effects of RIA on nuclear fuels. It offers the opportunity to validate tools involving multiphysic calculation schemes on reactivity insertions transients. First, the CABRI transients are studied on a theoretical point of view, by calculating characteristic times and energy deposit inside the core needed in order to observe different physical phenomena. This allows to build a QPIRT (Quantified Phenomena Identification and Ranking Table) of CABRI transients and, on this basis, a validation methodology. This methodology is progressive and sequential and enables validating separately phenomena modelling with CABRI experiments. Then, some specific neutronic, thermal-hydraulic and thermal-mechanic models for the modelling of CABRI transients are presented. They are implemented in CATHARE2, in a dedicated version for the modelling of RIA named PALANTIR. Results obtained with this modelling are presented in accordance with the validation matrix, and the sensitivity to the models is studied on some transients.

KEYWORDS : RIA, CABRI, multiphysics, modelling, validation, CATHARE