



**HAL**  
open science

# Modélisation des transferts thermiques dans les dépôts d'encrassement des générateurs de vapeur

Thibaut Dupuy

► **To cite this version:**

Thibaut Dupuy. Modélisation des transferts thermiques dans les dépôts d'encrassement des générateurs de vapeur. Autre. Ecole Centrale Marseille, 2019. Français. NNT : 2019ECDM0007. tel-02523866

**HAL Id: tel-02523866**

**<https://theses.hal.science/tel-02523866>**

Submitted on 29 Mar 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.



**CENTRALE  
MARSEILLE**



École doctorale n°353 - Sciences pour l'ingénieur : Mécanique,  
Physique, Micro et Nanoélectronique

## **THÈSE**

pour obtenir le grade de docteur délivré par

**l'École Centrale de Marseille**

**Spécialité doctorale "Énergétique"**

# **Modélisation des transferts thermiques dans les dépôts d'encrassement des générateurs de vapeur**

*présentée et soutenue par*

**Thibaut DUPUY**

le 18 octobre 2019

Directeurs de thèse : **Marc JAEGER** et **Marcel LACROIX**  
Encadrants de thèse : **Thomas PRUSEK** et **Fadila OUKACINE**

### **Jury**

<b>Dr. Michel QUINTARD,</b>	Directeur de recherche, IMFT	Rapporteur
<b>Dr. Michel BELLIARD,</b>	Chercheur senior, CEA	Rapporteur
<b>Dr. Laurence BERGOUGNOUX,</b>	Maître de conférences, IUSTI	Examineur
<b>Dr. Nadia CANEY,</b>	Maître de conférences, LEGI	Examineur
<b>Pr. Rachid BENNACER,</b>	Professeur, ENS	Examineur
<b>Pr. Marc JAEGER,</b>	Professeur, M2P2	Co-directeur de thèse
<b>Pr. Marcel LACROIX,</b>	Professeur, Université de Sherbrooke	Co-directeur de thèse
<b>Dr. Thomas PRUSEK,</b>	Ingénieur-chercheur, EDF-R&D	Encadrant
<b>Mme. Fadila OUKACINE,</b>	Ingénieur-chercheur, EDF-R&D	Encadrant

---

# Résumé

La majorité des produits de corrosion transportés par le circuit secondaire se déposent sur la paroi externe des tubes des **Générateurs de Vapeur (GV)** pour former des dépôts d'encrassement. Sur le parc nucléaire EDF, le suivi de l'évolution de l'encrassement repose, en partie, sur l'évolution de la pression de vapeur dans le dôme du **GV**. L'effet de l'encrassement sur cet indicateur reste encore difficile à prédire. Sur le long terme, le suivi de cette mesure a mis en évidence des évolutions généralement à la baisse, mais avec des cinétiques variables selon les tranches nucléaires. Par ailleurs, différents événements de la vie d'une tranche (les arrêts en cours de cycle ou les nettoyages chimiques par exemple) engendrent des évolutions encore mal maîtrisées de la pression dôme. L'ensemble de ces éléments rend difficile une prédiction de l'évolution de la pression dôme sur le long, voire le moyen terme. Or celle-ci est essentielle à l'exploitant pour mieux maîtriser le pilotage des marges en pression, et ajuster, si besoin, la stratégie de maintenance du **GV**. L'objectif de ces travaux de thèse est de disposer d'une méthodologie globale multi-échelle prédisant l'évolution de cette pression vapeur au cours du temps. La méthodologie repose sur quatre modèles complémentaires : (1) un logiciel de thermohydraulique tri-dimensionnel qui modélise l'écoulement diphasique dans le **GV**; (2) son module de dépôt de matière qui modélise la croissance des dépôts; (3) un modèle de caractérisation qui modélise la microstructure poreuse des dépôts; et (4) un modèle thermique mono-dimensionnel qui modélise les transferts thermiques dans ces dépôts. Le modèle de caractérisation, basé sur une approche fractale statistique innovante, reproduit avec précision la distribution statistique des pores, la conductivité thermique et la perméabilité des dépôts. A partir de ces paramètres, le modèle de transfert thermique modélise la conduction thermique et les mécanismes d'ébullition dans la structure poreuse des dépôts. Les caractéristiques les plus influentes des dépôts sur ces mécanismes sont évidemment l'épaisseur mais également son profil de porosité. Les estimations du modèle thermique sont en accord avec les résultats expérimentaux disponibles, et en diffèrent par une erreur moyenne en valeur absolue de 12%. La méthodologie globale simule l'évolution des dépôts et leur morphologie au cours des années d'exploitation du **GV**, ainsi que leur impact sur la pression dôme. Les prédictions sont proches des observations réalisées sur des **GV** en exploitation : après une phase d'amélioration ou de stagnation de la pression dôme durant les premières années, celle-ci tend à diminuer au cours de la croissance du dépôt. Par une approche simplifiée, la méthodologie peut également tenir compte des effets des nettoyages chimiques et des arrêts de tranche. Si les premiers résultats sont encourageants, des travaux sont encore à mener pour démontrer le caractère prédictif de la méthodologie. Les limites de la méthodologie sont détaillées et des perspectives sont proposées.

**Mot-clefs :** générateur de vapeur, encrassement, ébullition, milieu poreux, fractal



# Abstract

Most corrosion products carried by the feed water in the steam generators (SG) of nuclear power plants ultimately settle down on the surface of the tubes and become fouling deposits. These fouling deposits affect the performance of the SGs. It is therefore imperative to understand and to predict their behavior. At EDF, the fouling of SGs is monitored by measuring the drum steam pressure. This strategy enables EDF operators to control the pressure margins and to plan the maintenance and the cleaning of the SGs during outages. However, the complex and intertwined phenomena that lead to the fouling of the SGs make it difficult to predict the evolution of the drum steam pressure. The present thesis remedies this situation by proposing an overarching computational methodology that simulates the time-varying fouling deposits and ultimately predicts the evolution of the steam pressure at the secondary side of the steam generators. The methodology rests on four complementary models of different space and time scales: (1) a three-dimensional thermal-hydraulic model that mimics the thermal-hydraulics behaviour of the entire SG; (2) a three-dimensional deposition model that simulates the time-varying fouling deposits on the SG-tubes; (3) a multi-layer statistical-fractal model that depicts the porous microstructure of the fouling deposits; and (4) a one-dimensional thermal-hydraulic model that exemplifies the thermal effect of fouling deposits. The statistical-fractal model captures and predicts the pore-size distribution, the thermal conductivity and the permeability of the fouling deposits. The thermal-hydraulic model simulates the thermal conduction and the boiling phenomena of the deposits porous structure. The overall computational strategy is thoroughly validated and shows good agreement with experimental data. It is found that the most influential parameters obviously are the deposit thicknesses but also their porosity profiles. The methodology is also employed to simulate the deposit morphology over several years of SG operation and to examine the effect of the steam pressure. The simulations reveal that the fouling deposits tend to increase the drum steam pressure during the first few years of operation. Afterwards, the drum steam pressure diminishes as the fouling deposits grow. The effect of chemical cleanings and reactor shutdowns on the drum steam pressure is also examined. The limits of the methodology are discussed and future improvements are proposed.

**Keywords:** steam generator, fouling, boiling heat transfer, porous media, fractal



# Remerciements

Le travail de thèse peut s'apparenter à un vrai marathon, composé de moments euphoriques, plaisants et joyeux mais aussi parfois difficiles et pénibles. Le sprint final et le franchissement de la ligne d'arrivée sont inoubliables, car c'est avec émotion que l'on repense à tout ce que l'on a enduré pour en arriver là. Mais ne croyez pas que cet exercice ne soit qu'une performance individuelle, et derrière les quelques pages qui vont suivre se cachent de nombreuses personnes qui ont rendu possible la réalisation de ce travail.

Tout d'abord, mes premières pensées vont à mon encadrement scientifique et industriel, qui a été essentiel et qui m'a fait grandir durant ma thèse. Je souhaite remercier mon directeur de thèse, Marc JAEGGER, pour sa grande implication et sa grande expertise technique. Je repense avec émotion à nos nombreuses heures à travailler sans relâche, ensemble, sur un sujet passionnant qui nous a conquis. Je souhaite également remercier mon co-directeur de thèse, Marcel LACROIX, pour sa supervision, ses conseils et son pragmatisme sans faille. Je tiens à remercier mon encadrant, Thomas PRUSEK, de m'avoir fait confiance et pour le soutien, technique et humain qu'il m'a apporté pendant l'ensemble de la thèse. Merci aussi à ma co-encadrante, Fadila OUKACINE, pour son regard critique, et pour avoir su garder à l'esprit la finalité industrielle de ces travaux.

Je souhaite vivement remercier l'ensemble de mes collègues de travail pour ces trois années passées à leur côté. J'ai découvert des personnes conviviales et bienveillantes, et pour certains même des amis. Nos relations professionnelles (mais aussi extra-professionnelles) ont rendu mon passage à Chatou très agréable.

Je souhaite enfin remercier ma famille pour son soutien indéfectible. Je tiens à remercier mes parents pour l'éducation et les valeurs qu'ils m'ont transmises. Je leur dois beaucoup dans la réussite de ma thèse qui illustre aussi la fin d'un long cursus scolaire. Merci à mes beaux-parents pour avoir relu à de nombreuses reprises ce manuscrit. Enfin, un grand merci à Lise, mon épouse, qui m'a aimé inconditionnellement et qui m'a soutenu tout au long de ce marathon...





# Table des matières

<b>Résumé</b>	<b>iii</b>
<b>Abstract</b>	<b>v</b>
<b>Remerciements</b>	<b>vii</b>
<b>Table des matières</b>	<b>ix</b>
<b>Liste des figures</b>	<b>xi</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>xv</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Contexte industriel</b>	<b>5</b>
1.1 Introduction . . . . .	6
1.2 Centrale nucléaire de production d'électricité . . . . .	6
1.3 Caractérisation des dépôts d'encrassement . . . . .	11
1.4 Conséquences de l'encrassement sur la performance du GV . . . . .	16
1.5 Enjeux et objectifs de la thèse . . . . .	21
1.6 Références . . . . .	22
<b>2 Modélisation de l'encrassement à l'échelle composant dans les GV</b>	<b>23</b>
2.1 Introduction . . . . .	24
2.2 Modèle de thermohydraulique - Le logiciel THYC . . . . .	24
2.3 Modèle de dépôt de matière - Le module BOUTHYC . . . . .	29
2.4 Chaînage des modèles à l'échelle composant . . . . .	43
2.5 Références . . . . .	46
<b>3 Modélisation de l'encrassement à l'échelle du dépôt</b>	<b>47</b>
3.1 Introduction . . . . .	48
3.2 Modèle de transfert thermique dans les dépôts . . . . .	48
3.3 Modèle de caractérisation des dépôts . . . . .	56
3.4 Les fractals statistiques, un nouveau paradigme . . . . .	72
3.5 Synthèse . . . . .	79
3.6 Références . . . . .	82
<b>4 Validation de la modélisation de l'encrassement à l'échelle du dépôt</b>	<b>85</b>
4.1 Introduction . . . . .	86
4.2 Validation par confrontation expérimentale . . . . .	86
4.3 Application de la modélisation . . . . .	106

---

4.4 Synthèse . . . . .	121
4.5 Références . . . . .	121
<b>5 Applications industrielles de la méthodologie globale</b>	<b>123</b>
5.1 Introduction . . . . .	124
5.2 Étude de sensibilité de la méthodologie . . . . .	125
5.3 Comparaison des résultats aux données "sites" . . . . .	141
5.4 Synthèse . . . . .	148
5.5 Références . . . . .	149
<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>151</b>
5.6 Références . . . . .	155
<b>A Annexes</b>	<b>I</b>
A.1 Expression des vitesses de dépôt et de précipitation . . . . .	I
A.2 Corrélation de Liu et Winterton . . . . .	V
A.3 Corrélation de Kovalev et Solov'ev . . . . .	VII
A.4 Corrélation de Pisani . . . . .	VIII
A.5 Calcul des propriétés fractales du dépôt . . . . .	X
A.6 Visualisation de la fraction d'espèces solubles dans le GV . . . . .	XX
A.7 Références . . . . .	XXI
<b>B Liste des acronymes</b>	<b>XXIII</b>
<b>C Glossaire</b>	<b>XXV</b>
<b>D Liste des symboles</b>	<b>XXVII</b>
<b>E Liste des indices</b>	<b>XXXI</b>

# Liste des figures

1.1	Schéma de fonctionnement d'une centrale nucléaire . . . . .	7
1.2	Ecorché d'un GV . . . . .	8
1.3	Photographie en vue de dessus du faisceau tubulaire du GV . . . . .	9
1.4	Schéma de principe d'un GV . . . . .	10
1.5	Photographie de dépôts d'encrassement dans un GV . . . . .	11
1.6	Photographie d'un tube extrait d'un GV . . . . .	12
1.7	Photographie d'écailles de dépôts d'encrassement . . . . .	12
1.8	Photographie d'une écaille d'un dépôt d'encrassement . . . . .	12
1.9	Exemple d'un contrôle non destructif par Courants de Foucault . . . . .	13
1.10	Coupe au microscope électronique d'un dépôt d'encrassement . . . . .	14
1.11	Photographie de cheminées d'ébullition et de pores dans les dépôts . . . . .	15
1.12	Relevé de pression dôme au début de la vie d'un GV . . . . .	17
1.13	Relevé de pression dôme après la phase de rodage du GV . . . . .	18
1.14	Relevés de pression dôme avec différents conditionnements chimiques . . . . .	19
1.15	Exemple d'un premier nettoyage sur les performances d'échange du GV . . . . .	20
1.16	Exemple d'un second nettoyage sur les performances d'échange du GV . . . . .	20
2.1	Approche « milieu poreux » utilisée dans le logiciel THYC . . . . .	25
2.2	Maillage décalé structuré cartésien utilisé dans le logiciel THYC . . . . .	28
2.3	Phénomènes de transfert de matière modélisés dans le module BOUTHYC . . . . .	30
2.4	Processus de construction des dépôts dans le module BOUTHYC . . . . .	33
2.5	Profil de porosité du dépôt après 20 ans d'encrassement . . . . .	34
2.6	Influence du pas de temps de croissance sur le profil de porosité . . . . .	35
2.7	Influence de la fraction d'espèces solubles sur le profil de porosité . . . . .	36
2.8	Influence de la porosité maximale sur le profil de porosité . . . . .	36
2.9	Influence de la porosité minimale sur le profil de porosité . . . . .	37
2.10	Algorithme de prise en compte d'un nettoyage chimique sur le dépôt . . . . .	39
2.11	Proportion d'épaisseur retirée en fonction de l'intensité du nettoyage . . . . .	40
2.12	Algorithme de prise en compte d'un arrêt de tranche sur le dépôt . . . . .	42
2.13	Impact d'un arrêt de tranche sur le profil de porosité . . . . .	43
2.14	Chaînage des modèles à l'échelle composant . . . . .	45
3.1	Comparaison du transfert thermique entre un tube encrassé et propre . . . . .	48
3.2	Modélisation du dépôt d'encrassement . . . . .	49
3.3	Algorithme de résolution des équations du modèle de transfert thermique . . . . .	55
3.4	Représentation des trois éléments résistifs constituant une couche de dépôt . . . . .	56
3.5	Tortuosité de la matrice poreuse de magnétite . . . . .	58
3.6	Porosité ouverte d'une couche de dépôt en fonction de sa porosité . . . . .	61
3.7	Fraction volumique des pores ouverts en fonction de leur rayon . . . . .	62

3.8	Photographies de cheminées d'ébullition et de capillaires dans les dépôts	63
3.9	Dimension fractale du nombre de pores	65
3.10	Fonction de distribution de la taille des pores ouverts	68
3.11	Distribution de la taille des pores ouverts	68
3.12	Détermination du rayon du ménisque au niveau de la couche supérieure	69
3.13	Tortuosité moyenne des pores ouverts	71
3.14	Tortuosité des pores ouverts	72
3.15	Tapis de Sierpinski	73
3.16	Nombre normalisé cumulé des fractures hydrologiques	76
3.17	Tapis de Sierpinski VS théorie fractale statistique	77
3.18	Fractures hydrologiques VS théorie fractale statistique	78
3.19	Schéma de la méthodologie d'évaluation de la pression dôme	81
4.1	Distribution de Tapping VS approche fractale statistique	87
4.2	Surface d'un dépôt VS approche fractale statistique	88
4.3	Distribution de Jeon VS approche fractale statistique	90
4.4	Cliché d'un dépôt créé artificiellement par frittage	91
4.5	Distributions de Uhle VS approche fractale statistique	92
4.6	Nombre de pores VS approche fractale statistique	93
4.7	Vue du bassin versant de l'Orthe en 1958	94
4.8	Nombre de haies VS approche fractale statistique	95
4.9	Conductivités thermiques mesurées VS modèle de caractérisation	97
4.10	Estimation de la conductivité thermique du dépôt	99
4.11	Perméabilités mesurées VS modèle de caractérisation	100
4.12	Estimation de la perméabilité liquide et vapeur du dépôt	101
4.13	Coefficients d'échange mesurés en fonction du flux thermique surfacique	103
4.14	Régime de transfert thermique sous ébullition nucléée et régime asséché	103
4.15	Présence des deux régimes de transfert thermique	104
4.16	Coefficients d'échange mesurés VS modèle de transfert thermique	105
4.17	Estimation du coefficient d'échange en fonction de l'épaisseur du dépôt	108
4.18	Puissance évacuée par ébullition et porosité ouverte dans le dépôt	109
4.19	Étude de sensibilité des propriétés des dépôts	111
4.20	Profil de porosité dans le dépôt en fonction du coefficient de densification	112
4.21	Coefficient d'échange VS coefficient de densification	113
4.22	Profil de porosité en fonction de la porosité de la couche supérieure	114
4.23	Coefficient d'échange VS porosité de la couche supérieure	115
4.24	Profil de porosité dans le dépôt en fonction de la porosité minimale	116
4.25	Coefficient d'échange VS porosité minimale	116
4.26	Coefficient d'échange VS seuil de percolation	117
4.27	Coefficient d'échange VS écart-type	118
4.28	Coefficient volumique d'ébullition VS écart-type	118
4.29	Coefficient d'échange VS dimension fractale de la surface	119
4.30	Coefficient volumique d'ébullition VS dimension fractale de la surface	120
5.1	Maillage THYC/BOUTHYC du faisceau tubulaire d'un GV	124
5.2	Visualisation de l'épaisseur des dépôts dans un GV	126
5.3	Épaisseurs de dépôt dans un GV après 20 ans d'exploitation	127
5.4	Résistances d'encrassement dans le GV après 20 ans d'exploitation	128
5.5	Évolution temporelle de la pression dôme du GV	128
5.6	Pression dôme VS pas de temps de croissance	129

5.7	Pression dôme VS pas de temps de réactualisation de la thermohydraulique	130
5.8	Pression dôme VS concentration d'impuretés en entrée de GV . . . . .	132
5.9	Pression dôme VS proportion en espèces solubles en entrée de GV . . . . .	133
5.10	Pression dôme VS diamètres des particules de magnétite . . . . .	133
5.11	Masse d'impuretés en fonction du diamètre des particules . . . . .	134
5.12	Pression dôme VS porosité maximale du dépôt . . . . .	135
5.13	Pression dôme VS porosité minimale du dépôt . . . . .	135
5.14	Pression dôme VS date de réalisation du nettoyage chimique . . . . .	137
5.15	Pression dôme VS intensité du nettoyage chimique . . . . .	137
5.16	Gain en pression dôme VS intensité du nettoyage chimique . . . . .	138
5.17	Pression dôme VS intensité des arrêts de tranche . . . . .	139
5.18	Pression dôme VS fréquence des arrêts de tranche . . . . .	140
5.19	Cas n°1 : mesures VS méthodologie . . . . .	142
5.20	Cas n°2 : mesures VS méthodologie . . . . .	143
5.21	Cas n°3 : mesures VS méthodologie . . . . .	145
5.22	Cas n°4 : mesures VS méthodologie . . . . .	146
5.23	Cas n°5 : mesures VS méthodologie . . . . .	147
A.1	Schéma n°1 du modèle de Pisani . . . . .	IX
A.2	Schéma n°2 du modèle de Pisani . . . . .	IX
A.3	Schéma n°3 du modèle de Pisani . . . . .	X
A.4	Visualisation de la fraction d'espèces dissoutes dans le GV . . . . .	XXI



# Liste des tableaux

1.1	Concentrations des oxydes dans les dépôts d'encrassement des GV . . . . .	15
3.1	Données d'entrée du modèle de transfert thermique . . . . .	54
3.2	Valeurs des caractéristiques du dépôt choisies pour les simulations . . . . .	67
4.1	Synthèse de la validation de l'approche fractale statistique . . . . .	96
4.2	Synthèse des cas de dépôts provenant de la base de données CRUD . . . . .	104
4.3	Valeurs des propriétés des dépôts d'encrassement dans les GV . . . . .	108
5.1	Valeurs des données d'entrée utilisées pour la simulation de référence . . . . .	125
5.2	Intervalles de variation des données d'entrée dans l'étude de sensibilité . . . . .	131
5.3	Données d'entrée utilisées pour la comparaison avec les mesures sur sites . . . . .	147
5.4	Données d'entrée de la méthodologie d'évaluation de la pression dôme . . . . .	148
A.1	Domaine de validité de la corrélation de Liu et Winterton . . . . .	VII





# Introduction

En France, depuis le début des années 1950, la stratégie énergétique est de développer l'énergie nucléaire civile notamment pour sa capacité de production massive d'électricité et l'indépendance énergétique. C'est pourquoi aujourd'hui, l'électricité est produite à environ 80% par le parc de production électronucléaire, exploité par EDF. Il est composé de 58 tranches nucléaires ayant chacune une puissance de production électrique allant de 900 à 1450 MWe.

Dans ces tranches, des échangeurs de chaleur tubulaires appelés **Générateurs de Vapeur (GV)** sont utilisés pour évacuer l'énergie thermique provenant du cœur du réacteur. Composés de plusieurs milliers de tubes, les **GV** vaporisent de l'eau pour alimenter en vapeur les turbines destinées à produire de l'électricité. Néanmoins, ces échangeurs s'encrassent au fur et à mesure de leur exploitation. Après plusieurs années, des dépôts de plusieurs dizaines voire centaines de micromètres apparaissent sur la paroi externe des tubes, c'est ce que l'on appelle l'encrassement.

L'encrassement dans les **GV** influe sur leur performance thermique, ce qui constitue une problématique liée à un enjeu de production. Sur le parc nucléaire français, le suivi des performances thermiques des **GV** repose en partie sur l'évolution de la pression de la vapeur produite dans le dôme du **GV**. L'effet de l'encrassement sur cet indicateur reste encore difficile à prédire. Sur le long terme, le suivi de cette mesure a mis en évidence des évolutions généralement à la baisse, en cohérence avec le phénomène d'encrassement, mais avec des cinétiques variables selon les tranches. Par ailleurs, différents événements de la vie d'un **GV**, comme les arrêts de tranche ou encore les nettoyages chimiques, engendrent des évolutions encore mal maîtrisées de la valeur de la pression dôme. Si la majorité des nettoyages chimiques induisent une hausse des performances d'échange du **GV** et donc de la pression dôme, certains n'ont pas l'effet escompté. L'ensemble de ces éléments rend difficile une projection de l'évolution de la pression dôme sur le long, voire le moyen terme ; or cet indicateur est essentiel afin d'assurer le bon fonctionnement des **GV**.

C'est pourquoi, EDF s'efforce d'améliorer sa compréhension globale du mécanisme d'encrassement. Cela revient à mieux comprendre les mécanismes de croissance du dépôt au cours du temps, leur conséquence sur la performance du **GV**, mais aussi l'impact des nettoyages chimiques et des arrêts de tranche nucléaire sur la structure des dépôts. Cette thèse s'inscrit dans cette démarche et a pour objectif de proposer une méthodologie d'évaluation de la pression dôme au cours du temps à partir de calculs des transferts thermiques dans les dépôts. L'industrialisation de cette méthodologie permettrait de réaliser des études prédictives de l'évolution de la pression dôme. Elle pourra être exploitée en tant qu'outil d'aide à la décision pour mieux maîtriser le pilotage des marges en pression **GV** et ajuster, si besoin, la stratégie de maintenance des **GV**.

Le premier chapitre détaille le contexte industriel. Les dépôts d'encrassement, composés essentiellement de magnétite, ont une épaisseur qui varie suivant leur localisation dans le GV. Ils présentent de larges cheminées en surface, signe d'une ébullition s'effectuant au sein de leur structure poreuse. Si ces dépôts ne dégradent pas la performance du GV pour de faibles épaisseurs, voire l'améliorent, leur impact sur le fonctionnement du GV devient défavorable au fur et à mesure de leur épaissement. Des nettoyages chimiques sont alors réalisés pour dissoudre totalement ou partiellement ces dépôts mais l'amélioration des performances d'échange est plus ou moins importante, et peut dans certains cas ne pas être assurée.

Le deuxième chapitre expose les différents modèles destinés à simuler l'encrassement et son impact à l'échelle du GV. Le logiciel **Thermo-HYdraulique des Composants (THYC)** modélise l'écoulement diphasique tri-dimensionnel à l'extérieur des tubes du GV. Le **module de dépôt de matière (BOUTHYC)** du logiciel THYC modélise la croissance des dépôts d'encrassement et leur structure poreuse (épaisseur et profil de porosité) au cours du temps. Des développements sont réalisés dans le module BOUTHYC pour tenir compte, à l'aide d'une approche simplifiée, de l'impact des nettoyages chimiques et des arrêts de tranche sur la structure poreuse des dépôts (dissolution, densification). Afin de simuler l'impact des dépôts au cours du temps sur la pression vapeur dans le dôme, la modélisation de l'encrassement fait intervenir ces deux modèles à l'échelle du GV. Néanmoins, une modélisation fine des dépôts est requise pour convertir ses propriétés physiques en une résistance thermique d'encrassement, ce qui constitue l'objectif principal de cette thèse.

Cette modélisation fait l'objet du troisième chapitre. Elle fait intervenir un modèle de transfert thermique mono-dimensionnel et un modèle de caractérisation des dépôts. Le modèle de transfert thermique simule la conduction thermique et l'ébullition dans la structure poreuse du dépôt. Le modèle de caractérisation considère le dépôt comme constitué de plusieurs couches ayant leur propre porosité. Dans chacune de ces couches, une approche fractale statistique est utilisée pour déterminer les différentes propriétés requises par le modèle de transfert thermique (distribution de la taille des pores, conductivité thermique, perméabilité).

Le quatrième chapitre aborde la validation de la modélisation développée ci-dessus. Celle-ci s'effectue suivant trois niveaux : l'approche fractale statistique, la modélisation des propriétés effectives du modèle de caractérisation, et le modèle de transfert thermique. L'approche fractale statistique est validée par comparaison avec des données expérimentales provenant d'objets fractals tels que des dépôts naturels ou des dépôts synthétiques mais également d'autres géométries fractales comme les haies de bassins versants ou les fractures hydrologiques. Les mesures des dépôts synthétiques sont également utilisées pour valider la modélisation des propriétés effectives des dépôts (conductivité thermique, perméabilité). Le modèle de transfert thermique est quant à lui validé par comparaison avec des mesures de dépôts d'encrassement provenant de la surface externe des crayons combustibles situés dans le cœur du réacteur (seule base de données disponible à la connaissance de l'auteur). Néanmoins, la comparaison s'effectue pour des conditions thermohydrauliques semblables à celles rencontrées dans les GV. Une étude de sensibilité est ensuite menée sur la modélisation validée afin d'identifier les propriétés les plus importantes du dépôt pour le transfert thermique.

Le cinquième chapitre illustre l'application de la méthodologie globale développée à des cas réels de GV. Une étude de sensibilité est menée de manière à éprouver cette méthodolo-

gie. On regardera plus particulièrement l'évolution tendancielle des performances au cours du temps, mais aussi l'impact des nettoyages chimiques et des arrêts de tranche via l'utilisation d'hypothèses simplificatrices. Les résultats obtenus sont comparés aux données mesurées de pression issues de différents [GV](#) de manière à illustrer les potentialités prédictives de la méthodologie dans certains cas, et les limitations dans d'autres cas.

Enfin, les perspectives de la méthodologie sont abordées. Elles concernent des points spécifiques relatifs à la modélisation de l'encrassement à l'échelle du dépôt et à l'application de la méthodologie globale. Elles pourraient également concerner la modélisation des mécanismes de dépôt de matière dans le [GV](#).



# Chapitre 1

## Contexte industriel

### Sommaire

---

<b>1.1 Introduction</b> . . . . .	<b>6</b>
<b>1.2 Centrale nucléaire de production d'électricité</b> . . . . .	<b>6</b>
1.2.1 Fonctionnement général . . . . .	6
1.2.2 Présentation d'un GV . . . . .	7
1.2.3 Encrassement dans les GV . . . . .	9
<b>1.3 Caractérisation des dépôts d'encrassement</b> . . . . .	<b>11</b>
1.3.1 Épaisseur du dépôt . . . . .	11
1.3.2 Morphologie du dépôt . . . . .	14
1.3.3 Composition chimique des dépôts . . . . .	15
<b>1.4 Conséquences de l'encrassement sur la performance du GV</b> . . . . .	<b>16</b>
1.4.1 Impact de l'encrassement sur la pression dôme . . . . .	16
1.4.2 Moyens de lutte contre l'encrassement . . . . .	18
<b>1.5 Enjeux et objectifs de la thèse</b> . . . . .	<b>21</b>
<b>1.6 Références</b> . . . . .	<b>22</b>

---

## 1.1 Introduction

L'objectif de ce chapitre est d'expliquer, de la manière la plus complète possible, le phénomène d'encrassement dans les [Générateurs de Vapeur \(GV\)](#).

Une première partie est consacrée à la description de la centrale nucléaire : son fonctionnement global et le détail des [GV](#).

Dans une deuxième partie, les caractéristiques physico-chimiques des dépôts d'encrassement sont présentées. L'intérêt est d'appréhender au mieux leur impact sur les performances du [GV](#).

Dans un troisième temps, l'impact de l'encrassement sur les performances du [GV](#) et les différents moyens de lutte sont détaillés.

Enfin, les enjeux industriels et les objectifs de la thèse sont présentés dans une quatrième et dernière partie.

## 1.2 Centrale nucléaire de production d'électricité

### 1.2.1 Fonctionnement général

Une centrale nucléaire de production d'électricité est un site industriel utilisant du combustible nucléaire pour générer une puissance électrique. Une centrale nucléaire peut compter plusieurs tranches de production indépendantes entre elles. En France, EDF exploite 19 centrales nucléaires pour 58 tranches nucléaires.

Une tranche d'une centrale nucléaire se décompose en 3 parties : le bâtiment réacteur, la salle des machines et la source froide (voir figure 1.1). Le bâtiment réacteur comporte la cuve du réacteur nucléaire, un pressuriseur, les [GV](#) et les pompes primaires. La salle des machines accueille la turbine à vapeur, l'alternateur et le condenseur. La source froide provient soit de la mer, soit d'un fleuve ou d'une rivière avec l'utilisation possible d'une tour aéroréfrigérante.

Parmi les 58 réacteurs nucléaires français, 34 réacteurs produisent 900 MWe d'électricité et constituent un type de palier de production appelé « palier 900 MWe ». A cela s'ajoutent 20 réacteurs produisant 1300 MWe (palier 1300 MWe) et 4 réacteurs produisant 1450 MWe (palier 1450 MWe) [[ASN](#)].

Pour chaque tranche, les réactions de fissions atomiques ont lieu dans le réacteur nucléaire. La technologie utilisée en France est celle des [Réacteurs à Eau sous Pression \(REP\)](#) : de l'eau sous pression est utilisée pour évacuer la chaleur provenant des réactions nucléaires.

Cette eau sous pression circule dans un circuit appelé circuit primaire (partie orange sur la figure 1.1). Le circuit primaire est maintenu à 155 bars<sup>1</sup> pour éviter, en fonctionnement normal, une vaporisation dans la cuve du réacteur nucléaire. Le fluide du circuit primaire transfère son énergie à l'eau du circuit secondaire (partie bleue foncée pour le liquide et bleue claire pour la vapeur sur la figure 1.1) au travers de 3 [GV](#) pour les paliers 900 MWe et

---

<sup>1</sup> 1 bar = 10<sup>5</sup> Pa

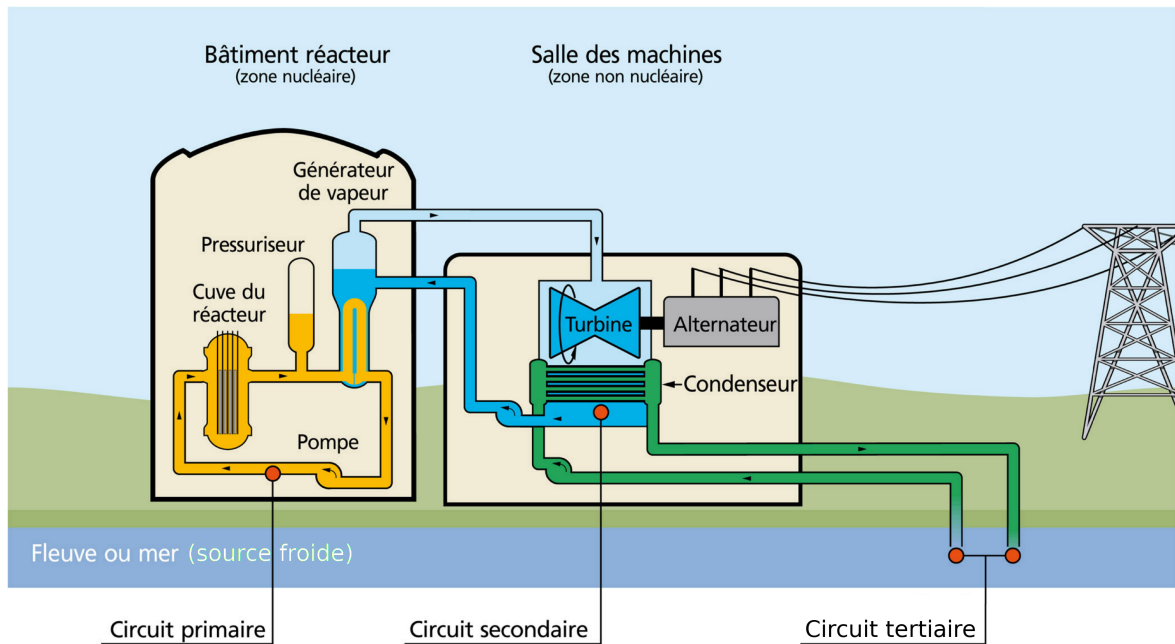


Figure 1.1: Schéma de fonctionnement d'une centrale nucléaire de type Réacteurs à Eau sous Pression (REP) [EDF]

4 GV pour les paliers 1300 et 1450 MWe. L'eau du circuit secondaire est maintenue à une pression comprise entre 57 et 73 bars, et se vaporise dans le GV pour actionner une turbine et générer une puissance électrique. La vapeur d'eau, en sortie de turbine, est ensuite condensée par le circuit tertiaire (partie verte sur la figure 1.1) au niveau du condenseur qui assure le refroidissement de la centrale nucléaire. Ainsi, en fonctionnement normal, l'évacuation de la puissance nucléaire et la conversion énergétique sont rendues possibles par l'utilisation des trois circuits d'eau (primaire, secondaire et tertiaire). Ils séparent la partie production d'énergie provenant des réactions nucléaires du reste de l'installation et de l'environnement, et constituent donc un intérêt essentiel pour la sûreté nucléaire. Pour garantir cette sûreté devant l'Autorité de Sûreté Nucléaire (ASN), trois barrières de confinement sont mises en place afin de prémunir l'environnement de toute contamination radioactive : la gaine des crayons combustibles, le circuit primaire et l'enceinte de confinement (bâtiment réacteur).

Tous les douze à dix-huit mois environ, chaque tranche nucléaire est arrêtée pendant quelques semaines pour remplacer une partie du combustible utilisé par du combustible neuf dans la cuve du réacteur. La durée entre deux rechargements successifs est appelée un cycle d'exploitation [EDF] et la période pendant laquelle le réacteur n'est pas exploité s'appelle un arrêt de tranche.

## 1.2.2 Présentation d'un Générateur de Vapeur

### Structure du Générateur de Vapeur

Le GV est un échangeur de chaleur tubulaire pour lequel un transfert thermique s'établit entre le circuit primaire et le circuit secondaire (voir figure 1.1). Cet échangeur de chaleur mesure environ 20 mètres de haut avec un diamètre de l'ordre de 3 mètres, pour une masse d'environ 300 tonnes (voir figure 1.2).



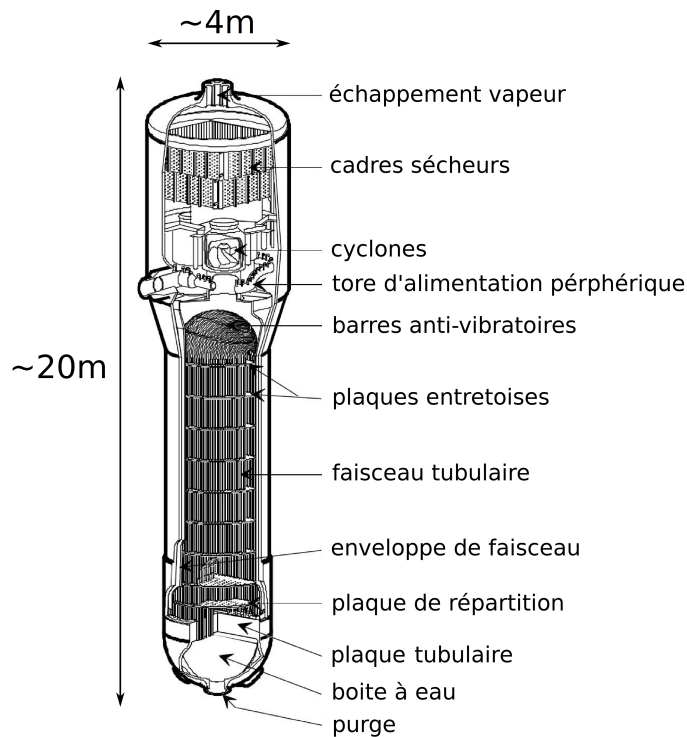


Figure 1.2: Ecorché d'un GV (source EDF)

Le GV est constitué de plusieurs éléments (voir figure 1.2) :

- l'échappement vapeur par où s'échappe la vapeur produite du GV ;
- les séparateurs à cyclones et les cadres sécheurs. Situés au sommet du GV, ils assèchent la vapeur d'eau afin d'éviter tout impact de gouttelettes d'eau liquide sur les pales de la turbine ;
- le tore d'alimentation périphérique, qui répartit l'eau alimentaire entre l'enveloppe de faisceau et la calandre du GV (retour d'eau) ;
- l'enveloppe de faisceau qui force l'eau secondaire à circuler au contact du faisceau tubulaire ;
- les barres anti-vibratoires, installées en haut du faisceau de tubes pour limiter les vibrations ;
- le faisceau tubulaire (voir figure 1.3), constitué de 3300 à 5600 tubes cintrés (en forme de U inversé). Le fluide primaire circule à l'intérieur des tubes, alors que le fluide secondaire s'écoule à l'extérieur des tubes. Il offre une surface d'échange au fluide secondaire comprise entre 4700 et 7300 m<sup>2</sup> ;
- la **Plaque Tubulaire (PT)**, la **Plaque de Répartition de Débit (PRD)** et 8 ou 9 **Plaques Entretoises (PE)** (suivant le type de GV). Les PE sont réparties uniformément sur toute la hauteur du faisceau tubulaire pour en assurer le maintien. La PRD et les PE assurent également un écoulement homogène du fluide secondaire dans le GV ;
- la boîte à eau, où entre et ressort le fluide primaire du GV ;
- la purge, située en bas de cet échangeur de chaleur, évacue une partie des produits de corrosion en suspension s'accumulant au fond du GV.

Suivant le palier de production de la centrale, différents types de GV sont utilisés. Ceux-ci diffèrent de par les matériaux utilisés, leurs paramètres de fonctionnement (surface d'échange, pression de saturation, taux de recirculation...) et leurs caractéristiques géométriques (nombre de tubes, diamètres des tubes...).

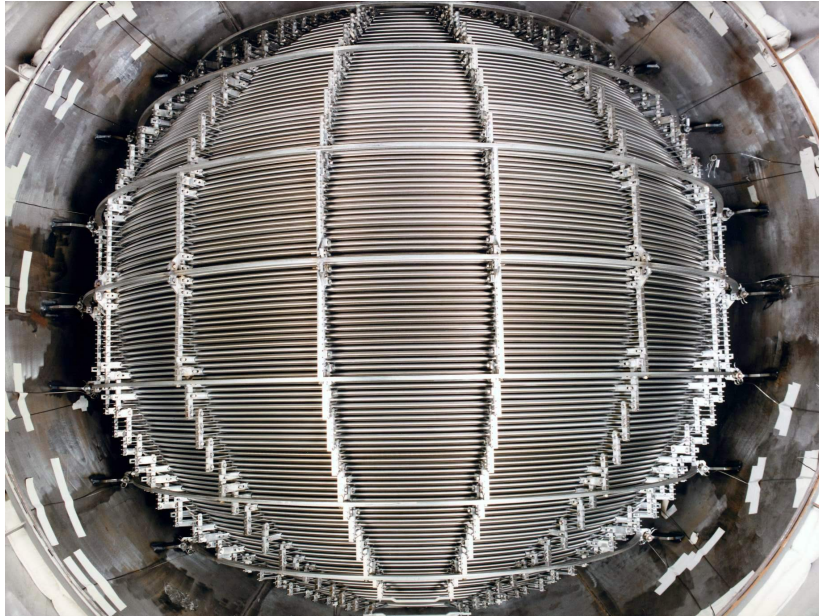


Figure 1.3: Photographie en vue de dessus du faisceau tubulaire du GV ([radioprotection.unblog.fr/page/5/](http://radioprotection.unblog.fr/page/5/))

### Fonctionnement du Générateur de Vapeur

L'eau du circuit primaire (en rouge, voir figure 1.4) atteint le GV par la partie inférieure et entre dans les tubes du faisceau tubulaire côté Branche Chaude (BC) à une température d'environ 320°C. L'eau remonte l'intérieur du faisceau puis redescend l'intérieur du faisceau tubulaire côté Branche Froide (BF). Lors de son parcours, l'eau du circuit primaire échange son énergie au fluide secondaire. L'eau primaire ressort du GV à une température d'environ 280°C [EDF].

L'eau alimentaire du circuit secondaire entre en haut du GV avant de redescendre dans le retour d'eau pour atteindre le bas du faisceau de tubes, au niveau de la PT. Le fluide secondaire s'échauffe le long des tubes, puis se vaporise. En fonctionnement normal, l'ébullition du fluide secondaire n'est que partielle de manière à ce que le faisceau tubulaire soit constamment immergé. La vapeur humide passe par des séparateurs à cyclones et des cadres sécheurs pour séparer la phase liquide de la phase vapeur. La phase liquide retombe dans le retour d'eau et se mélange avec l'eau alimentaire du circuit secondaire. Une recirculation de l'eau du circuit secondaire se met alors en place dans le GV, le débit recirculé étant en moyenne 4 fois supérieur au débit alimentaire. La phase vapeur sort du GV à une certaine pression appelée pression dôme, comprise entre 57 et 73 bars suivant le type du GV [EDF].

### 1.2.3 Encrassement dans les Générateurs de Vapeur

L'encrassement d'un composant se définit comme le dépôt de matière indésirable modifiant le fonctionnement nominal de celui-ci au fur et à mesure de son exploitation [GOUJON, 2014]. Lors de l'exploitation d'une centrale nucléaire, ce phénomène peut avoir lieu dans le GV. On distingue trois mécanismes d'encrassement :

- le dépôt de boues sur la plaque tubulaire, qui provient des matières en suspension

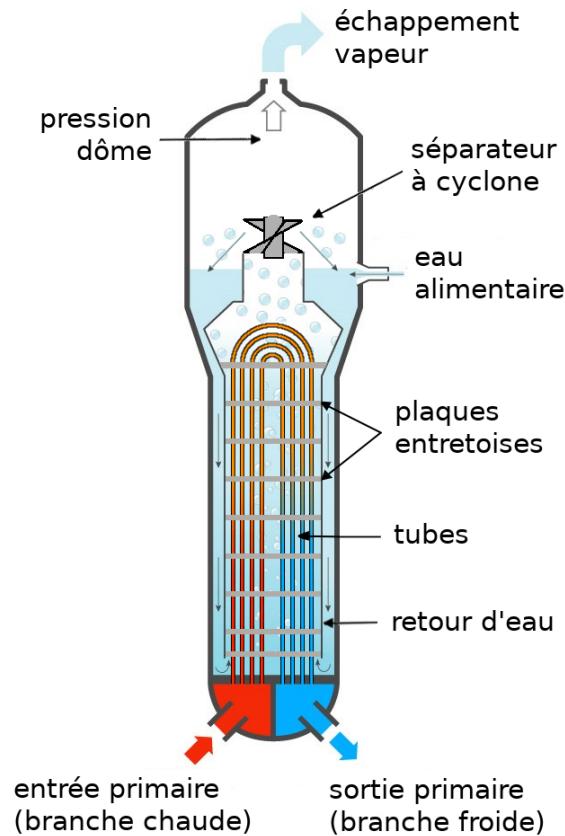


Figure 1.4: Schéma de principe d'un GV

s'accumulent dans les zones à faibles recirculations. Ces boues accroissent les mécanismes de corrosion au niveau des pieds de tubes ;

- le colmatage des plaques entretoises. Ce phénomène se traduit par le bouchage des passages foliés au niveau des PE. La réduction partielle ou totale de ces surfaces de passage induit des survitesses et des redirections de fluide. Un GV fortement colmaté peut ainsi être sujet à des vibrations entraînant des risques de fissures [PRUSEK, 2012] [PRUSEK et al., 2013] ;
- l'encrassement du faisceau tubulaire. Celui-ci se définit par un dépôt de matière sur la paroi externe des tubes du GV (voir figure 1.5). La masse déposée sur les tubes varie de plusieurs centaines de kilogrammes jusqu'à quelques tonnes, et constitue la majeure partie de la masse totale déposée dans le GV. Le dépôt formé dégrade à terme les performances d'échange du GV. Dans le cadre de la thèse, nous nous intéresserons exclusivement à ce mécanisme, et à partir de maintenant, l'appellation "encrassement" désigne seulement l'encrassement du faisceau tubulaire.

La photographie en figure 1.5 présente la partie centrale du GV, avec certains tubes du faisceau tubulaire côté BC à gauche et côté BF à droite. On observe des dépôts d'encrassement, essentiellement présents sur la partie BC du faisceau tubulaire.

Ces dépôts observés sont le résultat de différents phénomènes. Les matériaux constituant le circuit secondaire sont principalement en acier, et c'est pourquoi, des phénomènes de corrosion s'établissent avec l'eau du circuit secondaire [GOUJON, 2014], [ARDON, 2017]. La corrosion conduit à l'apparition de particules et d'espèces solubles (produits de corrosion) dans le fluide du circuit secondaire. Ces impuretés parcourent le circuit secondaire

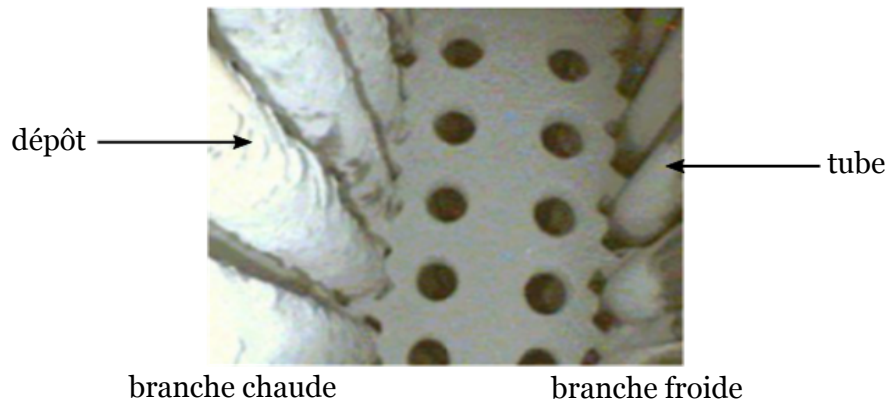


Figure 1.5: Photographie de dépôts d'encrassement dans un GV - Source EDF DI

jusqu'à atteindre le GV. Lors de la vaporisation du fluide secondaire au contact des tubes du GV, ces produits de corrosion s'accumulent autour du faisceau tubulaire pour constituer un dépôt d'encrassement. Les phénomènes liés à la chimie de la corrosion ne sont pas abordés dans cette thèse mais de nombreuses études portent sur ce sujet [GOUJON, 2014], [ARDON, 2017].

### 1.3 Caractérisation des dépôts d'encrassement

L'objectif de cette partie est de caractériser, à partir d'une bibliographie la plus complète possible, les dépôts d'encrassement rencontrés dans les GV. La caractérisation constitue un enjeu crucial pour la détermination des conséquences des dépôts sur le transfert thermique.

L'encrassement se caractérise à partir d'une multitude de paramètres, qui permet in fine d'aboutir aux propriétés suivantes :

- son épaisseur ;
- sa morphologie ;
- sa composition chimique.

#### 1.3.1 Épaisseur du dépôt

Pour mesurer l'épaisseur des dépôts, EDF s'appuie principalement sur 2 moyens :

- les mesures sur tubes extraits ;
- les mesures sur des écailles de dépôts ;

Des mesures d'épaisseur de dépôts peuvent être réalisées sur des tubes extraits de GV (voir figure 1.6).

Ils révèlent qu'en général, l'épaisseur moyenne des dépôts est comprise entre 20 et 120 micromètres, suivant les échantillons mesurés.

Lors des arrêts de tranche de centrales nucléaires, des opérations de lançage au niveau du GV peuvent être réalisées. Ils consistent à propulser un fluide à haute pression sur les



Figure 1.6: Photographie d'un tube extrait d'un GV (source : EDF)

tubes pour essayer d'arracher les dépôts situés en partie basse des GV. Ces dépôts sont ensuite récupérés et les écailles de dépôts (portion de dépôts arrachée) les plus grandes sont extraites par tamisage (voir figure 1.7).

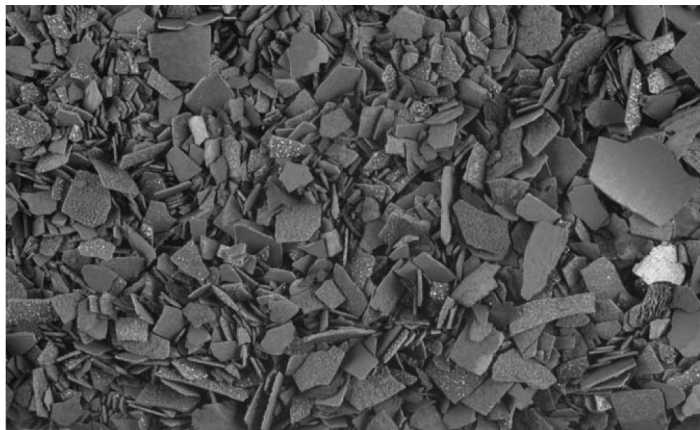


Figure 1.7: Photographie d'écailles de dépôts d'encrassement (source : EDF)

Pour chaque échantillon comprenant une vingtaine d'écailles, des mesures d'épaisseur sont réalisées en vue d'estimer une épaisseur moyenne d'écailles. Localement, les dépôts d'encrassement peuvent atteindre de plus fortes épaisseurs que précédemment, supérieures à 500 micromètres.

Il est à noter que les écailles de dépôts possèdent un rayon de courbure qui correspond à celui du tube (voir figure 1.8). Ces écailles constituent donc bien un dépôt d'encrassement sur le faisceau tubulaire, et ne provient pas d'une autre partie du GV (PT, PE).

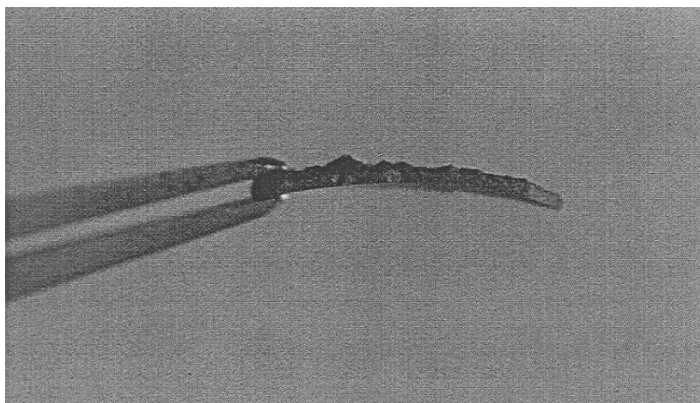


Figure 1.8: Photographie d'une écaille d'un dépôt d'encrassement (source : EDF)

Ces deux types de mesures constituent la preuve que l'encrassement possède une épaisseur non uniforme dans le GV. Les mesures sur tubes extraits sont réalisées sur de grandes

portions de tubes, ce qui permet de quantifier une valeur moyenne d'épaisseur, représentative de l'état d'encrassement du GV. Les écailles ont de plus fortes épaisseurs (ce sont généralement les épaisseurs maximales mesurées) mais ne concernent qu'une très faible portion du faisceau tubulaire. Néanmoins, ces deux types de mesures ne permettent pas d'estimer la répartition de l'encrassement dans le GV.

Une méthode récente, appelée "Deposit Mapping" [MERTENS et GRIFFITH, 2008] permettrait d'obtenir localement les épaisseurs de dépôt de matière sur le faisceau tubulaire du GV. Cette méthode de mesure s'appuie sur des données issues d'inspections par Courants de Foucault via une sonde axiale. Il s'agit d'une méthode de contrôle non destructive<sup>2</sup> fondée sur la circulation de courants induits dans un matériau conducteur électrique. Initialement prévue pour vérifier l'absence de fissures au niveau des tubes, le domaine d'utilisation de cette méthode a été étendue pour tenter de quantifier localement les épaisseurs de dépôt.

Pour ce faire, une bobine émettant un champ magnétique variable (dans le temps ou dans l'espace) est insérée dans le tube (voir figure 1.9).

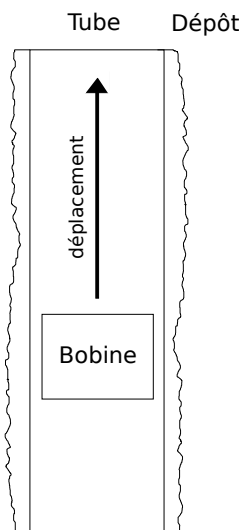


Figure 1.9: Exemple d'un contrôle non destructif par Courants de Foucault

La variation du champ magnétique provoque l'apparition de courants induits. En présence d'une anomalie, leurs déplacements sont modifiés provoquant une variation de l'impédance apparente du capteur. Ces variations sont ensuite comparées à des signaux provenant d'une pièce de référence, comportant des anomalies caractérisées [MERTENS et GRIFFITH, 2008].

Cette méthode de mesures n'est actuellement pas mature, et de fortes incertitudes sont générées lors du processus d'acquisition et de traitement du signal. Néanmoins, d'après l'ensemble des mesures disponibles provenant des centrales nucléaires françaises, la répartition de l'encrassement différerait selon les GV, tout en présentant certaines caractéristiques communes :

- les dépôts se répartissent préférentiellement en BC du GV, lieu où l'ébullition est la plus intense ;
- une quantité non nulle de dépôts d'encrassement se situe sur la partie cintrée du faisceau tubulaire.

<sup>2</sup>Ensemble de méthodes qui caractérise l'état d'intégrité de matériaux sans les dégrader.

### 1.3.2 Morphologie du dépôt

Bien que la morphologie des dépôts d'encrassement soit complexe, comme l'illustre la coupe au microscope électronique (voir figure 1.10), les dépôts d'encrassement sont généralement constitués de deux couches, une couche interne et une couche externe [R. VARRIN, 1996] :

- la couche interne est plutôt compacte, avec une porosité comprise entre 0% et 30% (couche dense). Du fait de sa structure consolidée, les porosités de cette couche sont fermées à l'écoulement, c'est à dire que l'écoulement extérieur ne peut pas pénétrer ;
- la couche externe possède une porosité comprise entre 30% et 70% (couche poreuse). Les porosités de cette couche friable sont ouvertes à l'écoulement, c'est à dire que l'écoulement extérieur peut s'engouffrer dans la couche et en ressortir.

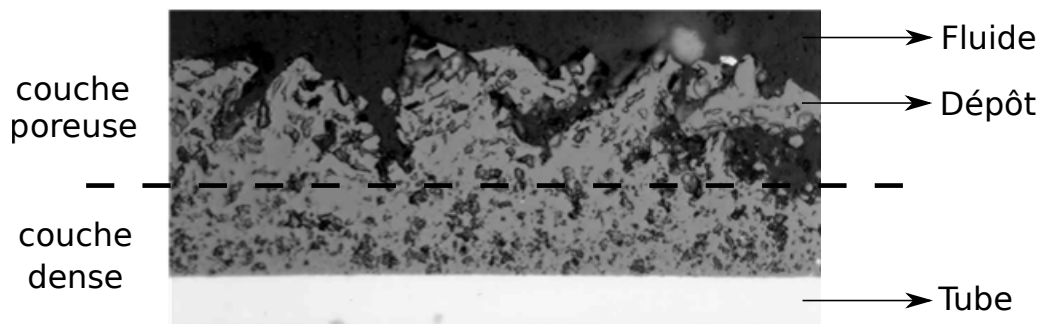


Figure 1.10: Coupe au microscope électronique d'un dépôt d'encrassement (source : EDF)

Cette configuration en deux couches provient des mécanismes de formation des dépôts, à savoir un mécanisme de dépôt particulaire et un mécanisme de consolidation par précipitation d'espèces solubles. La couche consolidée correspondrait à la couche interne et la couche poreuse correspondrait à la couche externe. Les caractéristiques morphologiques de ces deux couches sont différentes [R. VARRIN, 1996], [SEMMLER et ROUSSEAU, 1995], [KLIMAS et al., 1998].

D'après différentes observations [SHERBURNE et al., 1992], [KLIMAS et al., 1998], la proportion d'épaisseur de la couche interne varie d'un dépôt à l'autre. Elle se situerait néanmoins autour de 25% de l'épaisseur totale du dépôt.

Les **porosités fermées** de la couche interne sont de petites tailles et sont supposées être remplies d'eau provenant du circuit secondaire.

La couche externe se caractérise comme une matrice dans laquelle est présente un réseau de **capillaires** et de **cheminées d'ébullition (porosités ouvertes)**. Ces cheminées sont observées sur de nombreux dépôts d'encrassement (Fig. 1.11) [TAPPING et al., 1991], [JEON et al., 2018] et sont le signe d'un mécanisme d'ébullition dans le dépôt.

D'après le retour d'expérience des différentes tranches nucléaires américaines [R. VARRIN, 1996], les cheminées d'ébullition auraient un diamètre compris entre 10 et 20  $\mu\text{m}$  et seraient alimentées en eau liquide par des capillaires, d'un diamètre inférieur au micromètre. Ce mécanisme est présenté en détail dans le chapitre 3.

La densité des cheminées d'ébullition est très changeante d'un dépôt à un autre, et varie de 1000 par  $\text{mm}^2$  jusqu'à 12000 par  $\text{mm}^2$ , avec une valeur moyenne de 5000 par  $\text{mm}^2$

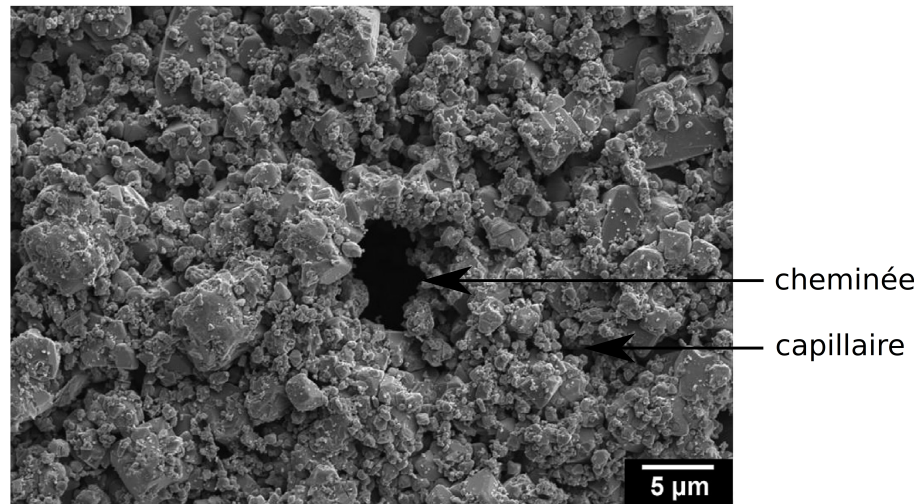


Figure 1.11: Photographie de cheminées d'ébullition et de capillaires dans les dépôts d'encrassement [JEON et al., 2018]

[R. VARRIN, 1996]. La densité de capillaires est plus élevée et s'évalue autour de  $1.10^6$  par  $\text{mm}^2$  [R. VARRIN, 1996]. Une cheminée d'ébullition se retrouve donc entourée en moyenne par environ 1000 capillaires.

### 1.3.3 Composition chimique des dépôts

Les dépôts d'encrassement sont constitués majoritairement d'oxydes de fer [ARDON, 2017], puisque le fer est le constituant majoritaire du circuit secondaire et que le terme source majoritaire des dépôts dans le GV est la corrosion des composants de ce circuit. Des espèces minoritaires peuvent être présentes dans les dépôts (cuivre, zinc, nickel), soit sous forme d'inclusions métalliques, soit sous forme d'oxydes.

Les analyses chimiques de boues réalisées par EDF nous renseignent sur la composition moyenne des dépôts d'encrassement (voir tableau 1.1).

Oxyde	Teneur massique moyenne (%)	Teneur massique minimale (%)	Teneur massique maximale (%)
$\text{Fe}_3\text{O}_4$	83,8	59,1	101,2
Cu	10,4	0,3	35,5
ZnO	4,6	0,5	14,1
Autres espèces	2,0	0,4	11,5

Tableau 1.1: Concentrations des oxydes dans les dépôts d'encrassement des GV

La teneur massique moyenne pour chaque constituant est obtenue en moyennant les proportions mesurées entre les sept études. Les valeurs minimales et maximales correspondent aux valeurs extrêmes des différentes analyses.

Les trois éléments majoritaires sont respectivement la magnétite ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ), le cuivre (Cu) et l'oxyde de zinc (ZnO). La forte présence des oxydes de fer et du cuivre est justifiée puisque les réactions de corrosion majoritaires dans le circuit secondaire concernent les alliages ferreux et cuivreux [ARDON, 2017].



On remarque dans le tableau que certaines concentrations peuvent dépasser les 100% (comme la concentration maximale du fer). Cette surestimation est due à l'incertitude de mesure.

Ainsi, il est possible de distinguer deux cas de figure, en fonction de la présence ou non, d'alliages cuivreux dans le circuit secondaire :

- en l'absence d'alliages cuivreux dans le circuit secondaire, les dépôts d'encrassement sont formés à plus de 95% par des oxydes de fer ;
- en présence d'alliages cuivreux dans le circuit secondaire, le cuivre constitue généralement entre 5% et 20% du dépôt et peut même atteindre une teneur massique de 35% dans le dépôt. Il se concentre majoritairement dans la couche dense du dépôt.

## 1.4 Conséquences de l'encrassement sur la performance du Générateur de Vapeur

### 1.4.1 Impact de l'encrassement sur la pression dôme

La performance d'échange thermique d'un **GV** se traduit par la valeur de sa pression dôme, c'est à dire la pression de la vapeur dans le dôme du **GV**. Une pression de la vapeur élevée signifie que le **GV** évacue efficacement la chaleur. En effet, le coefficient d'échange thermique total est lié à la pression du circuit secondaire (et donc de la pression dôme) au travers de la température du fluide secondaire :

$$P_{th} = h_{tot} S_{tot} \overline{\Delta T_{fp \rightarrow fs}} \quad (1.1)$$

où	$P_{th}$	puissance thermique totale du <b>GV</b>
	$h_{tot}$	coefficient d'échange total du <b>GV</b>
	$S_{tot}$	surface d'échange totale du <b>GV</b>
	$\overline{\Delta T_{fp \rightarrow fs}}$	écart moyen de température entre le fluide primaire et secondaire

A puissance thermique fixée, une baisse de l'efficacité de l'échange (i.e. baisse du coefficient d'échange) se traduit directement par une hausse de la différence de température moyenne entre les deux fluides (Eq. 1.1). Cependant, la température du fluide primaire est fixée par les conditions d'exploitation du cœur du réacteur nucléaire. Ainsi, seule la température du fluide secondaire peut diminuer pour augmenter l'écart moyen de température  $\overline{\Delta T_{fp \rightarrow fs}}$ . Le fluide secondaire étant à l'état diphasique, la baisse de la température est directement liée à la baisse de la pression du fluide secondaire. Celle-ci est effectuée sur sites par l'ouverture de vannes d'admissions vapeur.

La pression dôme dépend d'un grand nombre d'éléments conditionnés par le pilotage du réacteur, tels que la température du fluide primaire, la puissance extraite du cœur du réacteur ou bien l'encrassement de l'échangeur.

Pour réaliser un suivi du niveau d'encrassement d'un **GV**, l'utilisation de la pression dôme est un choix adapté, et utilisé à EDF. Cependant, la dépendance de ce terme aux différentes conditions d'exploitation rend difficile l'établissement d'un lien explicite entre

l'encrassement et la pression dôme. Pour s'absoudre de cette difficulté, les pressions dômes mesurées sont "corrigées" de sorte à ce qu'elles correspondent aux mêmes conditions d'exploitation et qu'elles ne dépendent que de l'état d'encrassement du GV. L'indicateur principal du degré d'encrassement (et donc du degré d'efficacité de l'échangeur) devient donc l'écart relatif, noté  $\bar{E}$ , entre la pression dôme à l'instant  $t$  et la pression dôme correspondant à un état de référence :

$$\bar{E} = \frac{P_{\text{dôme}}^t - P_{\text{dôme}}^{\text{ref}}}{P_{\text{dôme}}^{\text{ref}}} \quad (1.2)$$

où  $\left\{ \begin{array}{l} P_{\text{dôme}}^t \text{ pression dôme corrigée à l'instant } t \\ P_{\text{dôme}}^{\text{ref}} \text{ pression dôme corrigée de référence} \end{array} \right.$

Comme en témoigne la figure 1.12, l'état de référence usuellement choisi correspond au début de la **Mise en Service Industriel (MSI)** du GV.

Lors des premières années de l'exploitation d'un GV, on observe en général une phase de maintien ou d'amélioration de l'échange : la pression dôme augmente ou reste globalement stable (Fig. 1.12).

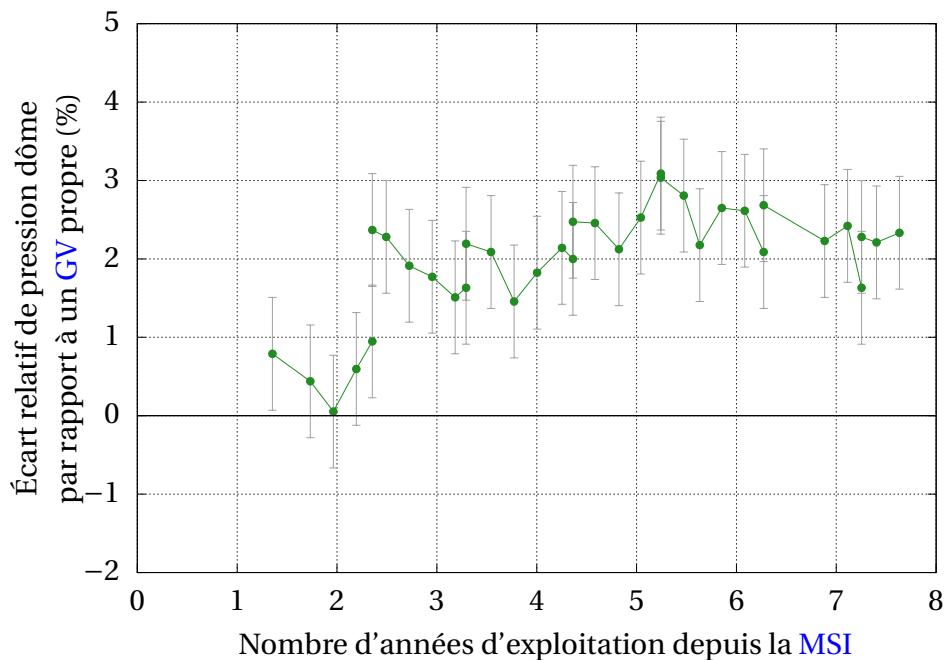


Figure 1.12: Relevé de pression dôme au début de la vie d'un GV

Cette phase d'amélioration de l'échange constitue ce que l'on appelle la période de "rodage" du GV. Des mécanismes d'ébullition s'effectuant dans le réseau de pores de la couche externe du dépôt pourraient expliquer ce gain en efficacité pour évacuer la chaleur par rapport à un GV sans dépôt [UHLE, 1997].

Néanmoins, au-delà de 5 à 10 ans, une diminution de la pression dôme du GV est observée (Fig. 1.13), ce qui peut conduire à une pression dôme inférieure à celle de sa MSI. Un épaissement du dépôt, se traduisant par un accroissement de la résistance de conduction de l'encrassement, pourrait être à l'origine d'une dégradation de l'échange thermique.

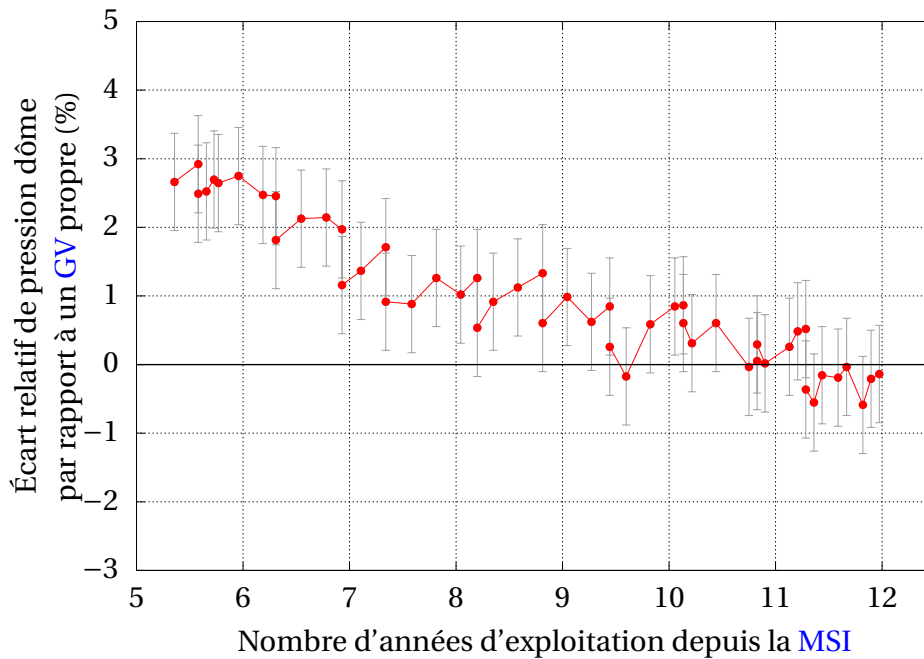


Figure 1.13: Relevé de pression dôme après la phase de rodage du GV

Au travers de ces deux relevés de pression, on présente une compétition entre le phénomène d'ébullition, qui améliorerait l'échange, et le phénomène de conduction thermique, qui le dégraderait.

Nous remarquons aussi un impact non négligeable du mode de fonctionnement de la tranche nucléaire, notamment les arrêts de tranche : ils sont responsables de l'évolution en "dents de scie" de la pression dôme, induisant généralement une baisse de la pression dôme lors du redémarrage du réacteur. Classiquement, la pression dôme augmente à nouveau sans toutefois atteindre sa valeur à la fin du précédent cycle. L'impact des arrêts de tranche apparaît distinctement sur la figure 1.13. Après chaque arrêt (coupure de la ligne rouge), la pression dôme chute avant de remonter durant le cycle d'exploitation suivant.

La perte de pression dôme dans les GV est une problématique industrielle relative à la production. L'enjeu pour l'exploitant (EDF) est de maintenir des conditions d'encrassement favorables à l'échange thermique et éviter une dégradation trop importante de la performance du GV. Pour cela, les exploitants ont plusieurs moyens à leur disposition.

## 1.4.2 Moyens de lutte contre l'encrassement

Il existe des mesures préventives qui visent à diminuer le terme source responsable de la formation des dépôts d'encrassement dans les GV. Ces mesures consistent en un conditionnement chimique limitant la corrosion des constituants du circuit secondaire, et donc des produits de corrosion candidats au dépôt dans les GV. Des espèces chimiques sont ajoutées dans l'eau pour maintenir le circuit secondaire dans des conditions réductrices et basiques. Le conditionnement chimique réduit la cinétique d'encrassement et retarde ainsi la phase de dégradation du transfert thermique.

La figure 1.14 illustre l'évolution de la pression dôme de GV avec deux conditionnements

chimiques différents. Avec un conditionnement haut pH générant peu de corrosion, la pression dôme du GV reste supérieure à la pression dôme initiale même au-delà de 10 ans.

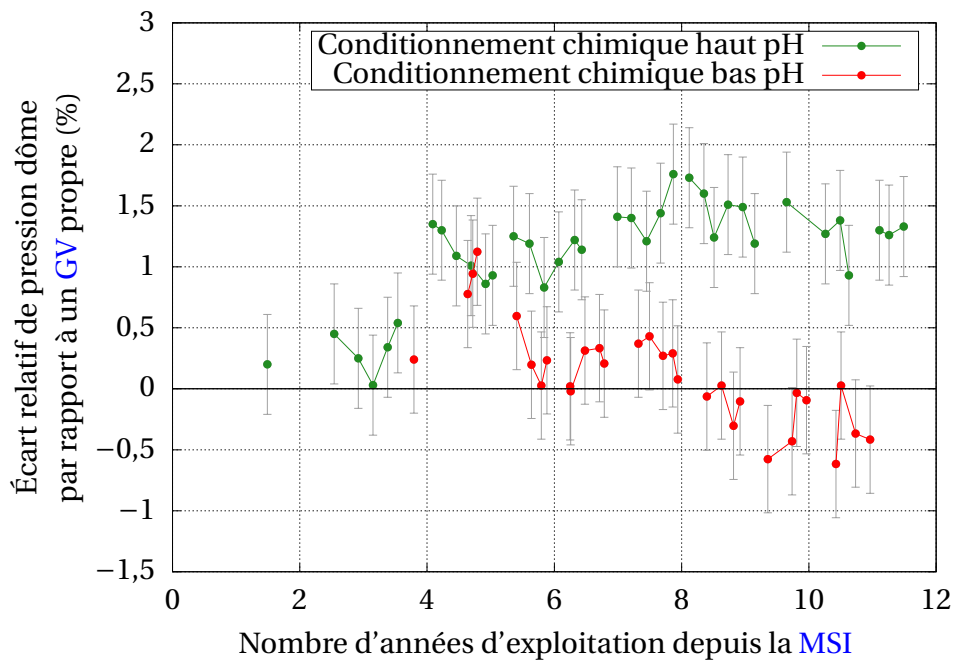


Figure 1.14: Relevés de pression dôme de deux GV ayant des conditionnements chimiques différents

Cependant, lorsque le conditionnement chimique est de type bas pH (générant davantage de corrosion), la pression dôme du GV devient inférieure à la pression dôme initiale avant même d'atteindre les 10 ans d'exploitation.

Il existe également des méthodes curatives pour restaurer les performances d'échange. Ces méthodes consistent en un nettoyage chimique pour dissoudre partiellement ou totalement le dépôt d'encrassement. Elles imposent cependant un arrêt complet de la tranche et sont de plus relativement onéreuses.

Un nettoyage chimique peut avoir différents impacts sur les performances d'échange du GV. Celui présenté en figure 1.15 a permis de restaurer la totalité des performances d'échange : un gain relatif de la pression dôme d'environ 1,5% est constaté.

Celui présenté en figure 1.16 ne présente pas les effets escomptés. La pression dôme chute brutalement d'environ 2%, puis augmente à nouveau d'environ 5 points en 2-3 ans.

Ces écarts de comportement entre les nettoyages ou entre les conditionnements chimiques soulignent la complexité des mécanismes d'encrassement et de leur impact sur la performance des GV.

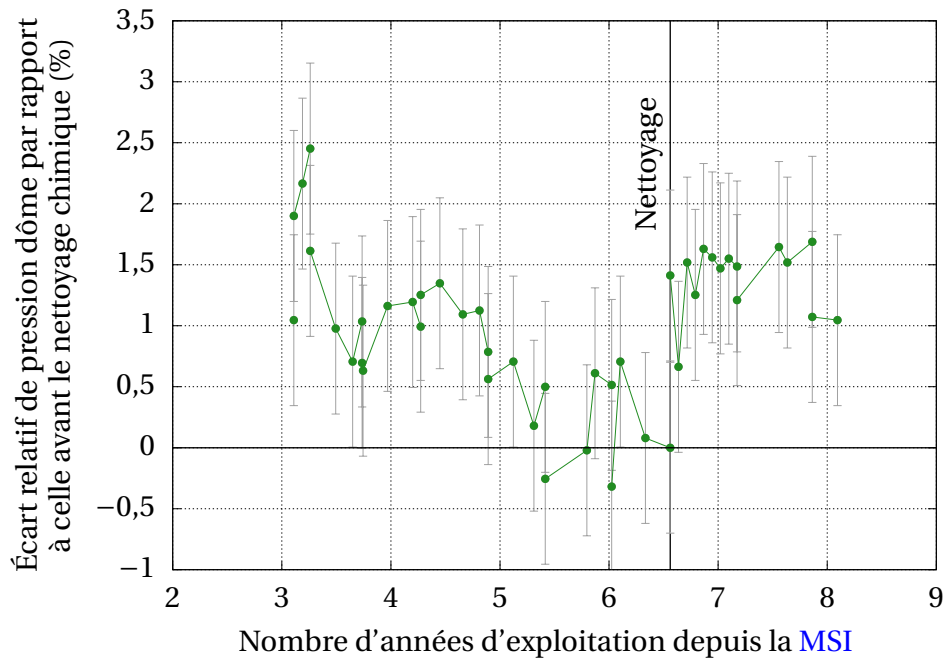


Figure 1.15: Exemple d'un premier nettoyage chimique sur les performances d'échange du GV

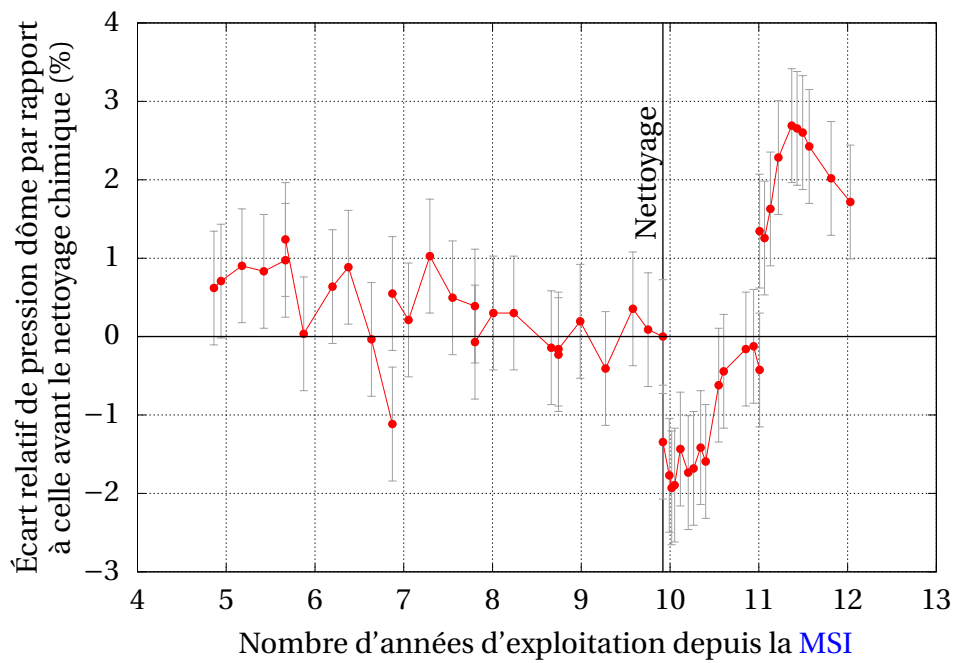


Figure 1.16: Exemple d'un second nettoyage chimique sur les performances d'échange du GV

## 1.5 Enjeux et objectifs de la thèse

La compréhension du phénomène d'encrassement présente un réel enjeu économique et industriel. La dégradation des échanges thermiques provoquée par l'encrassement a des répercussions sur le rendement et la rentabilité de la tranche concernée.

Sur le parc électronucléaire EDF, le suivi des performances thermiques des GV repose, en partie, sur l'évolution de la pression de vapeur dans le dôme du GV. Cette pression, directement reliée à la température de saturation du côté du circuit secondaire, est un indicateur régulièrement mesuré sur site pour suivre l'évolution de l'encrassement des GV.

Malgré cela, l'effet de l'encrassement sur cet indicateur reste encore difficile à prédire. Sur le long terme, le suivi de la pression dôme a mis en évidence des évolutions généralement à la baisse, en cohérence avec le phénomène d'encrassement, mais avec des cinétiques variables selon les tranches. Par ailleurs, différents événements de la vie d'une tranche (les arrêts de tranche, ou encore les nettoyages chimiques des GV) engendrent des évolutions encore mal maîtrisées de la valeur de la pression dôme. L'ensemble de ces éléments rend difficile une projection sur le long, voire le moyen terme de l'évolution de la pression dôme. Un travail d'approfondissement est donc nécessaire pour améliorer la compréhension du phénomène d'encrassement et, surtout, son impact sur le fonctionnement du GV.

La thèse s'inscrit dans ces travaux, et son objectif est de proposer une méthodologie d'évaluation de la pression dôme, afin de mieux maîtriser le pilotage des marges en pression du GV, et ajuster, si besoin, la stratégie de maintenance du GV. Cette méthodologie repose sur une description complète du phénomène d'encrassement afin d'estimer de manière prédictive l'évolution de la pression dôme au cours du temps.

Ces travaux de recherche s'inscrivent dans une démarche multidisciplinaire puisque la modélisation complète du phénomène d'encrassement fait intervenir des notions de transport d'impuretés, de mécanismes de constitution des dépôts, de microstructure poreuse des dépôts, d'écoulement diphasique et de transferts thermiques en milieu poreux.

Ces différents mécanismes ne s'établissent pas nécessairement à la même échelle spatiale. C'est pourquoi, nous distinguerons deux échelles de modélisation : l'échelle composant (celle du GV) et l'échelle du dépôt (d'ordre micrométrique).

Le transport d'impuretés, la constitution des dépôts et l'aspect thermohydraulique sont simulés à l'échelle composant. Nous parlerons alors de modélisation de l'encrassement à l'échelle composant.

La modélisation de la microstructure poreuse du dépôt et du transfert thermique dans le dépôt requiert une échelle de modélisation plus fine. Nous parlerons alors de modélisation de l'encrassement à l'échelle du dépôt (échelle de sous-maille par rapport à l'échelle composant).

Nous aborderons successivement au cours de ces deux prochains chapitres ces deux échelles de modélisation.

## 1.6 Références

- «Site internet de EDF», <https://www.edf.fr/groupe-edf/espaces-dedies/l-energie-de-a-a-z/tout-sur-l-energie/produire-de-l-electricite/le-cycle-de-vie-d-une-centrale-nucleaire>. Accessed: 2017-10-09. 7, 9
- «Site internet de l'Autorité de Surêté Nucléaire», <https://www.asn.fr/Informer/Dossiers-pedagogiques/La-surete-des-centrales-nucleaires/Le-parc-francais-des-centrales-nucleaires>. Accessed: 2017-10-09. 6
- ARDON, K. 2017, *Micro-caractérisations de l'encrassement des générateurs de vapeur*, Mines ParisTech. 10, 11, 15
- GOUJON, C. 2014, *Conséquences des nettoyages chimiques sur la réactivité de la surface externe des tubes de générateurs de vapeur des centrales*, thèse de doctorat, Institut de recherche Chimie-Paris. 9, 10, 11
- JEON, S.-H., S. HONG, H.-C. KWON et D. H. HUR. 2018, «Characteristics of steam generator tube deposits in an operating pressurized water reactor», *Journal of Nuclear Materials*, vol. 507, p. 371–380. 14, 15
- KLIMAS, S., D. MILLER et C. TURNER. 1998, *The effect of the removal of steam generator tube ID deposits on heat transfer*, AECL Research. 14
- MERTENS, J. et J. GRIFFITH. 2008, «Cartographie des dépôts sur tubes : une solution pour lutter efficacement contre l'encrassement des gv», . 13
- PRUSEK, T. 2012, *Modélisation et simulation numérique du colmatage à l'échelle du sous-canal dans les générateurs de vapeur*, thèse de doctorat, Aix-Marseille Université. 10
- PRUSEK, T., E. MOLEIRO, F. OUKACINE, A. ADOBES, M. JAEGER et M. GRANDOTTO. 2013, «Deposit models for tube support plate flow blockage in steam generators», *Nuclear Engineering and Design*, vol. 262, doi:10.1016/j.nucengdes.2013.05.017, p. 418–428. 10
- R. VARRIN, J. 1996, *Characterization of PWR Steam Generator Deposits*, EPRI. 14, 15
- SEMMLER, J. et S. ROUSSEAU. 1995, *Characterization and Dissolution Studies of Bruce A (Unit 2) and Pickering B (Unit 5) Steam Generator Secondary Side Deposits.*, AECL Research. 14
- SHERBURNE, P., K. R. REDMOND, J. M. JEVEC et T. F. HABIB. 1992, *Ginna Station Steam Generator U-Bend Tube Analysis for Chemical Cleaning Data*, EPRI. 14
- TAPPING, R., C. TURNER, R. THOMPSON et R. THOMPSON. 1991, «Steam generator deposits - a detailed analysis and some inferences», *Corrosion*, vol. 47, p. 489–495. 14
- UHLE, J. L. 1997, *Boiling Heat Transfer Characteristics of Steam Generator U-Tube Fouling Deposits*, thèse de doctorat, B.S. Nuclear Engineering Massachusetts Institute of Technology. 17

# Chapitre 2

## Modélisation de l'encrassement à l'échelle composant dans les GV

### Sommaire

---

<b>2.1 Introduction</b> . . . . .	<b>24</b>
<b>2.2 Modèle de thermohydraulique - Le logiciel THYC</b> . . . . .	<b>24</b>
2.2.1 Échelle de modélisation . . . . .	24
2.2.2 Modélisation de l'écoulement . . . . .	25
2.2.3 Prise en compte de l'encrassement dans le logiciel THYC . . . . .	27
<b>2.3 Modèle de dépôt de matière - Le module BOUTHYC</b> . . . . .	<b>29</b>
2.3.1 Objectif du module BOUTHYC . . . . .	29
2.3.2 Présentation du module BOUTHYC . . . . .	29
2.3.3 Développement d'un modèle de constitution du dépôt . . . . .	32
2.3.4 Prise en compte des nettoyages chimiques et des arrêts de tranche	37
<b>2.4 Chaînage des modèles à l'échelle composant</b> . . . . .	<b>43</b>
<b>2.5 Références</b> . . . . .	<b>46</b>

---



## 2.1 Introduction

Dans le cadre de cette thèse, la modélisation à l'échelle composant (échelle centimétrique) de l'encrassement dans les GV repose sur le logiciel THYC et son module de dépôt de matière (BOUTHYC).

Le logiciel THYC modélise la thermohydraulique dans le GV et le module BOUTHYC modélise les mécanismes de dépôt de matière et de croissance des dépôts d'encrassement sur les tubes de GV.

La présentation du logiciel THYC fera l'objet de la première partie (section 2.2). Une deuxième partie est dédiée au module BOUTHYC (section 2.3). Enfin, une dernière partie présente la modélisation de l'encrassement à l'échelle composant dans son ensemble, à savoir la manière dont le logiciel THYC et son module BOUTHYC sont chaînés (section 2.4).

## 2.2 Modèle de thermohydraulique - Le logiciel THYC

### 2.2.1 Échelle de modélisation

La modélisation des écoulements thermohydrauliques peut se faire suivant trois échelles :

- l'échelle CFD (Computational Fluid Dynamics) ;
- l'échelle système ;
- l'échelle composant, c'est l'échelle adoptée dans le logiciel THYC.

L'échelle CFD est utilisée pour réaliser des simulations numériques qui reproduisent les phénomènes physiques intervenant localement. Elle se caractérise par un maillage raffiné au vu de ce que l'on souhaite modéliser. Ce type de modélisation requiert généralement des temps de calcul longs pouvant parfois durer plusieurs jours et des processeurs de calcul performants. Cette échelle est idoine lorsque l'on s'intéresse à des phénomènes locaux. Dans le cas d'une modélisation de la thermohydraulique d'un fluide, la dimension caractéristique d'une maille est de l'ordre du millimètre, voir du micromètre dans les zones d'intérêt qui sont raffinées.

L'échelle système se caractérise par une modélisation globale d'un système. Les efforts ne portent pas sur la simulation de phénomènes locaux mais plutôt sur la modélisation du système dans son ensemble. Cette échelle ne requiert pas nécessairement des temps de calcul très longs ni du matériel informatique performant. L'intérêt est de simuler les systèmes et leurs interactions entre eux de manière macroscopique. Le maillage est ainsi moins raffiné (de l'ordre du mètre pour des études thermohydrauliques) et les phénomènes locaux sont approximés par des corrélations empiriques.

L'échelle composant est une échelle intermédiaire, qui se situerait entre l'échelle CFD et l'échelle système. Elle est utilisée pour modéliser l'écoulement dans un seul composant d'une centrale nucléaire tel que le GV. La dimension caractéristique d'une maille est de l'ordre du centimètre. Cette taille limite la durée des calculs et reste compatible avec les temps ingénierie et production (quelques heures pour le calcul d'un GV intégral) tout en modélisant l'écoulement dans les trois dimensions.

Le logiciel **THYC** est le logiciel de référence développé et utilisé par EDF pour modéliser les écoulements thermohydrauliques 3D à l'échelle composant [DAVID, 1999].

## 2.2.2 Modélisation de l'écoulement

### Modélisation du fluide secondaire dans le Générateur de Vapeur

La physique de l'écoulement du fluide du circuit secondaire dans le **GV** peut être modélisée à l'aide des trois équations de conservation (masse, énergie et quantité de mouvement) pour chacune des phases : la phase liquide et la phase vapeur. Néanmoins, dans le logiciel **THYC**, on ne considère qu'une seule phase appelée « mélange » puisqu'on ne s'intéresse qu'à l'écoulement moyen dans le **GV**.

L'approche poreuse modélise un écoulement en milieu encombré par les tubes en un écoulement homogène à l'échelle de la maille. Les mailles fluides sont considérées avec une certaine porosité  $\epsilon_f$  pour prendre en compte notamment la présence des tubes de **GV** (voir figure 2.1).

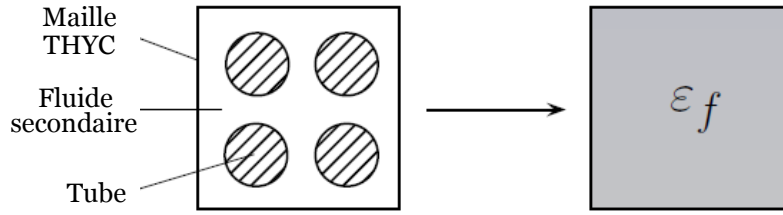


Figure 2.1: Approche « milieu poreux » utilisée dans le logiciel **THYC**

La modélisation de ce mélange s'effectue par un système de trois équations de conservation de la masse, de l'énergie et de la quantité de mouvement (Eq. 2.1). Ces équations sont moyennées en temps et en espace pour obtenir respectivement un mélange homogène et une approche de type milieux poreux.

$$\frac{\partial \epsilon_f \rho_{fs}}{\partial t} + \text{div}(\epsilon_f \rho_{fs} \mathbf{v}_{fs}) = 0 \quad (2.1a)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \epsilon_f \rho_{fs} \mathbf{v}_{fs}}{\partial t} + \text{div}(\epsilon_f \rho_{fs} \mathbf{v}_{fs} \wedge \mathbf{v}_{fs}) + \text{div}(\epsilon_f \rho_{fs} \Gamma_{l,fs} \Gamma_{g,fs} \mathbf{v}_r \wedge \mathbf{v}_r) \\ & = -\epsilon_f \text{grad } P_{fs} + \text{div}(\epsilon_f \boldsymbol{\sigma}_v) + \epsilon_f \rho_{fs} \mathbf{G} + \mathbf{I} \end{aligned} \quad (2.1b)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \epsilon_f \rho_{fs} H_{fs}}{\partial t} + \text{div}(\epsilon_f \rho_{fs} H_{fs} \mathbf{v}_{fs}) + \text{div}(\epsilon_f \rho_{fs} \Gamma_{l,fs} \Gamma_{g,fs} H_{lg} \mathbf{v}_r) \\ & = \epsilon_f \frac{\partial P_{fs}}{\partial t} - \text{div}(\epsilon_f \boldsymbol{\phi}_{fs}) + \epsilon_f E_{fs} + \epsilon_f \left[ \mathbf{v}_{fs} + \rho_{fs} \Gamma_{l,fs} \Gamma_{g,fs} \mathbf{v}_r \left( \frac{1}{\rho_g} - \frac{1}{\rho_l} \right) \right] \text{grad } P_{fs} \end{aligned} \quad (2.1c)$$

où	$\epsilon_f$ $\rho_{fs}$ $v_{fs}$ $\Gamma_{l,fs}$ $\Gamma_{g,fs}$ $v_r$ $P_{fs}$ $\sigma_v$ $I$ $G$ $H_{fs}$ $H_{lg}$ $\Phi_{paroi,fs}$ $E_{fs}$	porosité de la maille <b>THYC</b> (volume de fluide/volume total) masse volumique du fluide secondaire vitesse du fluide secondaire titre massique liquide du fluide secondaire titre massique vapeur du fluide secondaire vitesse relative entre la phase liquide et la phase vapeur pression du fluide secondaire tenseur de viscosité turbulente terme d'interaction fluide structure terme de gravité ( $\approx 9,81 m.s^{-2}$ ) enthalpie massique du fluide secondaire chaleur latente de vaporisation flux thermique surfacique provenant de la paroi (externe) du tube du GV puissance volumique échangée entre les solides et le fluide secondaire
----	---	---

Les grandeurs indicées "fs" sont les grandeurs du mélange homogène dans la maille **THYC**. Les principales inconnues de ce système d'équations sont la vitesse  $v_{fs}$ , la pression  $P_{fs}$  et l'enthalpie  $H_{fs}$ .

En complément de ce jeu d'équations, le code **THYC** a besoin de relations de fermeture. On retrouve parmi elles l'équation de Fourier par exemple. Avec ces relations de fermeture spécifiques au logiciel **THYC**, les différentes caractéristiques physiques du fluide secondaire sont calculées en tout point du **GV**.

### Modélisation du fluide primaire

Le fluide primaire est modélisé de manière simplifiée car seul l'aspect thermique est résolu dans **THYC**, les efforts de modélisation étant portés sur la partie secondaire de l'écoulement. Ce choix est suffisant puisque les données importantes, côté primaire, pour le couplage avec le champ thermohydraulique du fluide secondaire est d'ordre thermique (température des tubes, flux thermique). Puisque le fluide primaire est à l'état monophasique, et qu'il s'écoule de manière mono-directionnelle à l'intérieur des tubes des **GV**, seule une équation de l'énergie 1D est utilisée :

$$\frac{\partial T_{fp}}{\partial t} + \frac{Q_{fp}}{\rho_{fp}} \frac{\partial T_{fp}}{\partial s} = - \frac{E_{fs}}{\rho_{fp} C_{p,fp}} \quad (2.2)$$

où	$T_{fp}$ $Q_{m,fp}$ $\rho_{fp}$ $s$ $C_{p,fp}$	température du fluide primaire débit massique surfacique du fluide primaire masse volumique du fluide primaire abscisse curviligne le long des tubes de <b>GV</b> capacité calorifique du fluide primaire
----	--	---

Les grandeurs indicées "fp" sont les grandeurs du fluide primaire. La pression et le débit sont des grandeurs hydrauliques qui sont des données d'entrée du logiciel **THYC** à fournir en tant que conditions aux limites du calcul.

### Modélisation de l'énergie dans les tubes

Le profil de température dans les tubes de GV est piloté par l'équation de conservation de l'énergie :

$$\rho_{\text{tube}} C_{p,\text{tube}} \frac{\partial T_{\text{tube}}}{\partial t} + \text{div}(-\lambda_{\text{tube}} \text{grad}(T_{\text{tube}})) = 0 \quad (2.3)$$

où	$\rho_{\text{tube}}$	masse volumique des tubes
	$C_{p,\text{tube}}$	capacité calorifique des tubes
	$T_{\text{tube}}$	température des tubes
	$\lambda_{\text{tube}}$	conductivité thermique des tubes

Les transferts thermiques au niveau des tubes de GV permettent de faire le lien entre la modélisation du fluide primaire et celle du fluide secondaire. Entre le fluide primaire et le tube, ils sont modélisés de la manière suivante :

$$\Phi_{\text{paroi,fp}} = h_{\text{fp}} (T_{\text{fp}} - T_{\text{paroi,fp}}) \quad (2.4)$$

où	$\Phi_{\text{paroi,fp}}$	flux thermique surfacique à la paroi interne du tube (côté primaire)
	$h_{\text{fp}}$	coefficient d'échange entre le tube du GV et le fluide primaire
	$T_{\text{paroi,fp}}$	température au niveau de la paroi interne du tube du GV

Entre le fluide secondaire et le tube, ils sont modélisés de la même manière :

$$\Phi_{\text{paroi,fs}} = h_{\text{fs}} (T_{\text{paroi,fs}} - T_{\text{fs}}) \quad (2.5)$$

où	$h_{\text{fs}}$	coefficient d'échange entre le fluide secondaire et le tube
	$T_{\text{paroi,fs}}$	température à la paroi (externe) du tube

### Base de la résolution numérique

Le logiciel THYC modélise tout type d'écoulement monophasique ou diphasique sur un maillage structuré cartésien (voir figure 2.2). La méthode des Volumes Finis est utilisée afin de résoudre les différentes équations constitutives du modèle. Le maillage est créé par un préprocesseur qui prend en compte les différents solides constituant le composant (plaques entretoises, plaques tubulaires, tubes, etc.).

Pour faciliter la résolution numérique des équations, les grandeurs vectorielles sont calculées sur les faces des mailles et les grandeurs scalaires sont calculées au centre des mailles (voir figure 2.2).

#### 2.2.3 Prise en compte de l'encrassement dans le logiciel THYC

Le logiciel THYC utilise des corrélations empiriques pour déterminer le coefficient d'échange entre le tube et le fluide secondaire  $h_{\text{fs}}$  [CHEN, 1966],[JENS et LOTTES],[THOM

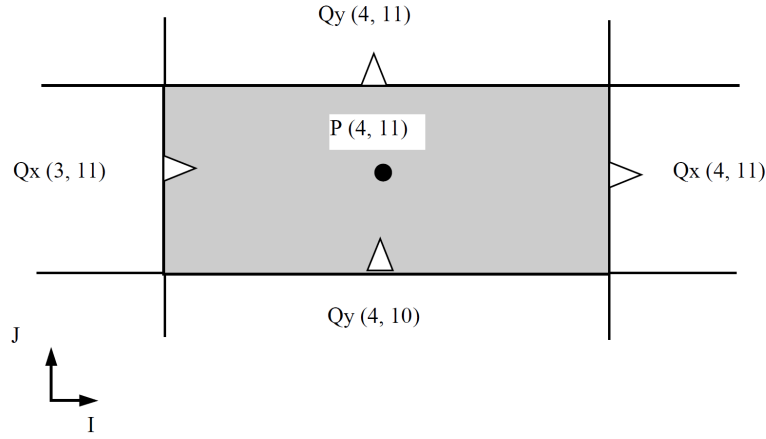


Figure 2.2: Maillage décalé structuré cartésien utilisé dans le logiciel THYC

et al., 1965]. Pour prendre en compte la présence des dépôts d'encrassement sur la paroi externe des tubes de GV, la stratégie adoptée dans le logiciel THYC est de se baser sur les corrélations considérées fiables pour le calcul de l'état propre du GV, puis de les "corriger" par l'ajout d'une résistance thermique d'encrassement. Cette résistance modifie directement le coefficient d'échange  $h_{fs}$  suivant cette relation [PRUSEK et al., 2017] :

$$h_{fs} = h_{fs,encrasse} = \left( \frac{1}{\frac{1}{h_{fs,propre}} + R_f} \right) \quad (2.6)$$

où  $h_{fs,propre}$  coefficient d'échange entre le fluide secondaire et le tube propre  
 $R_f$  résistance thermique d'encrassement

Lorsque cette résistance thermique d'encrassement est négative, le coefficient d'échange avec encrassement devient supérieur à celui sans encrassement. L'échange est ainsi amélioré. Lorsque cette résistance est positive, l'échange se dégrade puisque le coefficient d'échange chute. Si elle vaut 0, le coefficient d'échange encrassé est égal au coefficient d'échange propre:  $h_{fs,encrasse} = h_{fs,propre}$ .

La résistance d'encrassement  $R_f$  modifie directement le terme d'énergie échangée entre le fluide et le tube  $E_{fs}$  dans l'équation de conservation de l'énergie :

$$E_{fs} = \frac{4}{d_H} (h_{fs,encrasse} (T_{paroi,fs} - T_{fs})) \quad (2.7)$$

où  $d_H$  est le diamètre hydraulique de l'écoulement.

La modification de ce terme impacte à son tour les grandeurs thermohydrauliques de l'écoulement (enthalpie du fluide, titre, flux thermique, pression, débit, etc.) lors de la résolution des équations du modèle. Il est ainsi possible, à partir de l'ajout d'une résistance thermique d'encrassement, d'évaluer son impact sur la thermohydraulique globale du GV.

La détermination de la résistance thermique d'encrassement constitue l'un des principaux enjeux scientifiques de la thèse. L'influence du dépôt sur le transfert thermique entre les tubes et le fluide secondaire est contenue dans cette grandeur. Sa valeur dépend

alors fortement des principales propriétés des dépôts, telles que leur épaisseur et leur porosité. Un modèle de dépôt de matière (section 2.3) est alors utilisé pour déterminer ces caractéristiques. Un modèle de transfert thermique associé à un modèle de caractérisation de la microstructure des dépôts, développés dans le cadre de la thèse, sont ensuite utilisés pour quantifier les résistances thermiques d'encrassement associées (chapitre 3).

## 2.3 Modèle de dépôt de matière - Le module BOUTHYC

### 2.3.1 Objectif du module BOUTHYC

Le module BOUTHYC modélise en 3D l'encrassement dans les GV [PUJET et al., 2004]. Ce module se base sur un modèle de transport des particules et des espèces solubles dans le GV et un modèle de formation de dépôt sur les parois des tubes. In fine, il détermine l'évolution temporelle de la masse déposée, et de sa répartition dans le GV.

### 2.3.2 Présentation du module BOUTHYC

#### Hypothèses principales

Le module BOUTHYC repose sur plusieurs hypothèses [PUJET et al., 2004] :

- l'écoulement du fluide est stationnaire ;
- le dépôt est formé de magnétite  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ , qui est introduite dans le GV par l'eau alimentaire sous deux formes, les espèces solubles et les particules ;
- les particules ont toutes le même diamètre (diamètre  $d_{\text{part}}$ ) ;
- la précipitation des espèces solubles crée instantanément des particules mais leur dissolution de ces dernières n'est pas considérée ;
- les effets du dépôt sur l'écoulement et inversement de l'écoulement sur le dépôt sont négligeables. Dans cette thèse, l'interaction entre le dépôt et l'écoulement sera considérée par un chaînage entre le logiciel THYC et son module BOUTHYC (section 2.4).

Le modèle a pour objectif de fournir les informations suivantes :

- $L_{\text{dep}}$ , l'épaisseur du dépôt dans chaque maille THYC ;
- $\Phi_p(x)$ , le profil axial mono-dimensionnel de porosité du dépôt dans chaque maille THYC.

#### Équations de transport

Le modèle comporte une équation de transport pour les espèces solubles ( $i = \text{sol}$ ) et pour les particules ( $i = \text{part}$ ) [PUJET et al., 2004] :

$$\frac{\partial \epsilon_f \rho_{fs} \Gamma_{l,fs} \Gamma_i}{\partial t} + \text{grad}(\epsilon_f \rho_{fs} \Gamma_{l,fs} \Gamma_i v_{fs}) + \text{grad}(\epsilon_f \rho_{fs} \Gamma_{l,fs} D_{td} \nabla \Gamma_i) = A_i + B_i \quad (2.8)$$

où	$A_i$ terme de transfert volumique entre les particules et les espèces solubles $B_i$ terme de transfert volumique entre les impuretés et le dépôt $\Gamma_{part}$ fraction massique de particules dans l'écoulement $\Gamma_{sol}$ fraction massique d'espèces solubles dans l'écoulement $D_{td}$ coefficient de diffusivité turbulente
----	---

L'objectif de ces équations est de calculer les fractions massiques des espèces solubles  $\Gamma_{sol}$  et celles des particules  $\Gamma_{part}$  dans l'ensemble du GV.

Les termes  $A_i$  et  $B_i$  correspondent respectivement au transfert volumique entre les particules et les espèces solubles, et au transfert volumique entre le dépôt sur les tubes du GV et les impuretés en suspension dans l'écoulement (particules ou espèces solubles). La figure 2.3 illustre les mécanismes de transfert de matière modélisés dans le module BOUTHYC.

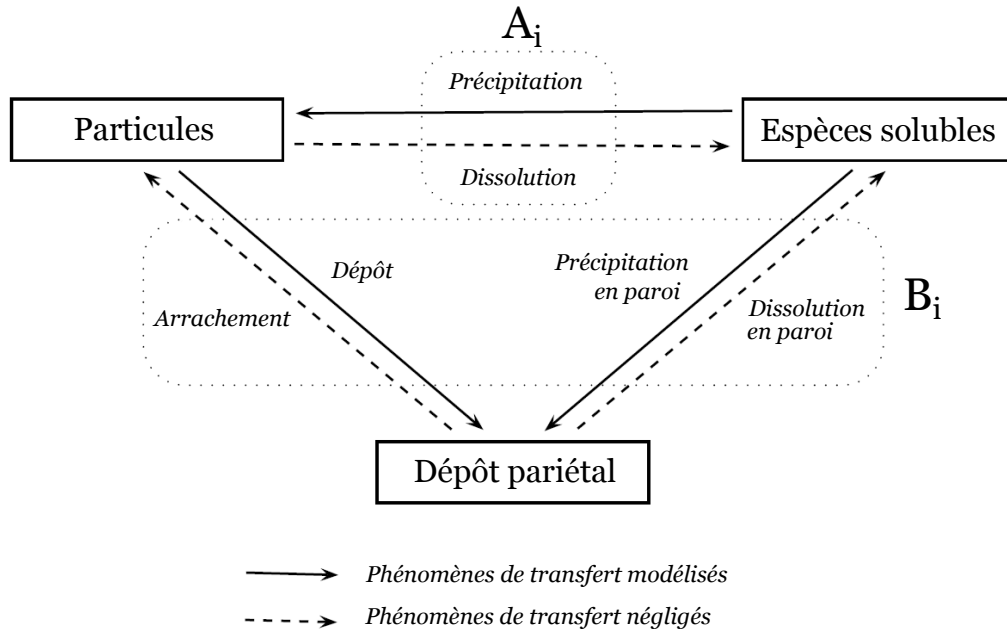


Figure 2.3: Phénomènes de transfert de matière modélisés dans le module BOUTHYC [PRUSEK, 2012]

Le terme de transfert entre les particules et les espèces solubles prend en compte uniquement la précipitation des espèces solubles. Ainsi, nous avons :

$$A_{part} = -A_{sol} = \epsilon_f \Gamma_{fs} \rho_l (\Gamma_{sol} - \Gamma_{sol}^{max}) / \Delta t_{tr} \quad (2.9)$$

où	$\Gamma_{sol}^{max}$ solubilité des espèces solubles dans l'écoulement $\Delta t_{tr}$ pas de temps de transport
----	---

Le terme de transfert entre les particules et le dépôt d'encrassement  $B_{part}$  s'écrit au travers d'une vitesse de dépôt  $k_{part}$  :

$$B_{part} = -k_{part} \frac{S_{tube}}{V_{maille}} \Gamma_{fs} \rho_l \Gamma_{part} \quad (2.10)$$

où	$k_{\text{part}}$	vitesse de dépôt de matière
	$S_{\text{tube}}$	surface des tubes dans une maille THYC/BOUTHYC
	$V_{\text{maille}}$	volume d'une maille THYC/BOUTHYC

Cette vitesse de dépôt  $k_{\text{part}}$  prend en compte les différents mécanismes de dépôt de matière. Son expression est présentée en annexe A.1.1.

Le terme de transfert entre les espèces solubles et le dépôt  $B_{\text{sol}}$  se décompose en deux vitesses pour modéliser deux mécanismes différents (annexe A.1.2) :

$$B_{\text{sol}} = -\frac{S_{\text{tube}}}{V_{\text{maille}}} (k_{\text{sol}}\rho_l(\Gamma_{\text{sol}} - \Gamma_{\text{sol}}^{\text{max}}) + k_{\text{eb,sol}}\rho_l\Gamma_{\text{sol}}) \quad (2.11)$$

où	$k_{\text{sol}}$	vitesse de précipitation des espèces solubles
	$k_{\text{eb,sol}}$	vitesse de dépôt par ébullition des espèces solubles

Ces équations de transport sont résolues avec un pas de temps de transport  $\Delta t_{\text{tr}}$  adapté aux mécanismes mis en jeu. Après une analyse de convergence en pas de temps, il est estimé autour de  $10^{-4}$  s.

### Équations de croissance

Le modèle comporte également une équation de croissance locale de la masse de dépôt [PUJET et al., 2004] :

$$\frac{dm_{s,i}}{dt} = -\frac{V_{\text{maille}}}{S_{\text{tube}}} B_i \quad (2.12)$$

où	$m_{s,i}$	masse surfacique de dépôt engendrée par les impuretés ( $i = \text{part,sol}$ )
----	-----------	---

La croissance du dépôt est donc liée au transport des impuretés au travers du terme de transfert  $B_i$ .

La croissance du dépôt s'effectue sur une autre échelle de temps que le transport d'impuretés. En effet, le pas de temps de résolution des équations de croissance  $\Delta t_{\text{cr}}$  est plutôt de l'ordre de la journée (voire du mois). C'est la raison pour laquelle les équations de croissance et de transport ne sont pas résolues en même temps.

Dans un premier temps, le transport des impuretés est simulé jusqu'à atteindre un état stationnaire (Eq. 2.8). Le champ de fraction massique d'impuretés dans le GV est alors obtenu, et les termes de transfert entre ces impuretés et les dépôts sur les tubes sont calculés.

Puisqu'il est supposé que le mécanisme de dépôt de matière ne dépend pas de la présence du dépôt d'encrassement (équation A.1 à A.20), les fractions et les termes de transfert calculés n'évoluent pas pendant le processus de croissance des dépôts<sup>1</sup>. La masse déposée de particules et d'espèces solubles est alors simulée en résolvant l'équation de croissance (Eq. 2.12)

---

<sup>1</sup>Il existe certains cas où les mécanismes de dépôts de matière dépendent de la croissance et donc des masses déposées (colmatage, arrachement, etc.). Il devient alors nécessaire de réactualiser régulièrement les fractions d'impuretés et leur terme de transfert vers les dépôts durant le processus de croissance.



### 2.3.3 Développement d'un modèle de constitution du dépôt

#### Équation de constitution

Grâce au système à deux équations ci-dessus, le module **BOUTHYC** détermine les masses d'impuretés  $\Delta m_{s,part}$  et  $\Delta m_{s,sol}$  qui se déposent dans chacune des mailles et à chaque pas de temps de croissance  $\Delta t_{cr}$ . Cette information est utile afin d'estimer par exemple la répartition en masse du dépôt dans le **GV**. Néanmoins, elle ne permet pas d'estimer les propriétés macroscopiques du dépôt, comme son épaisseur ou sa porosité notamment. Pourtant, ces propriétés sont fondamentales pour estimer l'impact des dépôts sur le transfert thermique, comme nous le verrons dans le chapitre 3.

Dans le cadre de la thèse, des équations de constitution du dépôt ont alors été implémentées (Eq. 2.13 à Eq. 2.17) afin de convertir la masse déposée calculée par **BOUTHYC** en une épaisseur et une porosité. Pour cela, deux étapes sont réalisées (figure 2.4) :

- premièrement, la masse de particules déposées  $\Delta m_{s,part}$  à chaque pas de temps de croissance est ajoutée sur le dépôt existant (ou sur le tube propre). Une nouvelle couche de dépôt est alors créée avec une forte porosité  $\Phi_{max}$ . Cette valeur de porosité est une donnée d'entrée du module **BOUTHYC**. Nous prendrons une valeur de référence  $\Phi_{max} = 50\%$  [**TAPPING et al., 1991**] ;
- deuxièmement, la masse d'espèces solubles qui précipitent  $\Delta m_{s,sol}$  à chaque pas de temps de croissance colmate les porosités existantes du dépôt. Cette précipitation d'espèces solubles s'effectue dans l'ensemble des couches du dépôt, en proportion de leur porosité. En effet, plus la couche est poreuse, plus le volume offert au fluide chargé en espèces solubles est conséquent. Ces couches sont alors plus sujettes aux mécanismes de précipitation, et sa porosité se réduit d'autant plus. Il est supposé que la précipitation n'est plus possible en dessous d'une porosité minimale  $\Phi_{min}$ . Cette valeur de porosité est une donnée d'entrée du module **BOUTHYC**. Nous prendrons une valeur de référence  $\Phi_{min} = 5\%$  [**KLIMAS et al., 1998**]. Si plus aucune couche de dépôt n'est disponible à la précipitation, la masse d'espèces solubles restante est ajoutée à la couche supérieure du dépôt avec une porosité de  $\Phi_{min}$ .

En réalisant ces deux étapes, nous pouvons faire les constats suivants :

- la porosité du dépôt est forcément comprise entre  $\Phi_{max}$  (porosité maximale) et  $\Phi_{min}$  (porosité minimale) ;
- il y a autant de couches de dépôt que de pas de temps de croissance nécessaires pour atteindre le temps final souhaité par l'utilisateur pour la simulation d'encrassement ;
- les premières couche déposée (proche du tube du **GV**) sont celles qui ont la porosité la plus faible. En effet, une couche de dépôt proche du tube aura subi plus de précipitation d'espèces solubles qu'une couche de dépôt proche du fluide secondaire. Ce gradient de porosité traduit le vieillissement des couches de dépôt au cours du temps qui est observé dans des dépôts réels [**KLIMAS et al., 1998**], [**JEON et al., 2018**].

La retranscription mathématique de la première étape s'écrit (indice 1) :

$$L_{dep}^{(1)}(t + \Delta t_{cr}) = L_{dep}^{(2)}(t) + \frac{\Delta m_{s,part}}{\rho_{mag}(1 - \Phi_{max})} \quad (2.13)$$

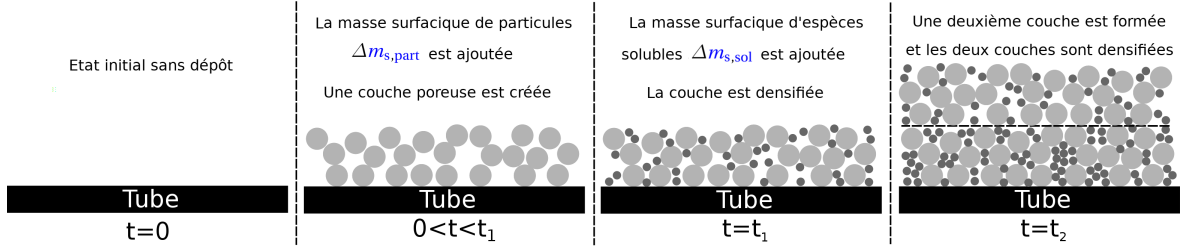


Figure 2.4: Illustration du processus de construction itératif des dépôts d'encrassement dans chacune des mailles de modélisation BOUTHYC

$$\Phi_p^{(1)}(x, t + \Delta t_{cr}) = \begin{cases} \Phi_p^{(2)}(x, t), & x \in [0; L_{dep}(t)] \\ \Phi_{max}, & x \in [L_{dep}(t); L_{dep}(t + \Delta t_{cr})] \end{cases} \quad (2.14)$$

où	$L_{dep}$	épaisseur du dépôt
	$\Phi_p$	porosité du dépôt
	$\Delta t_{cr}$	pas de temps de croissance
	$\Delta m_{s,part}$	masse surfacique de particules déposée sur $\Delta t_{cr}$
	$\rho_{mag}$	masse volumique de la magnétite
	$\Phi_{max}$	porosité maximale du dépôt

Pour retranscrire la deuxième étape, introduisons  $\Delta m_{s,vide}$ , la masse surfacique d'espèces solubles nécessaire pour remplir le dépôt jusqu'à ce qu'il atteigne une porosité minimale  $\Phi_{min}$ . Cette masse s'exprime comme :

$$\Delta m_{s,vide} = \rho_{mag} \int_0^{L_{dep}^{(1)}(t + \Delta t_{cr})} (\Phi_p^{(1)}(x, t + \Delta t_{cr}) - \Phi_{min}) dx \quad (2.15)$$

Ainsi, la deuxième étape s'écrit (indice 2) :

$$L_{dep}^{(2)}(t + \Delta t_{cr}) = \begin{cases} L_{dep}^{(1)}(t + \Delta t_{cr}), & \Delta m_{s,vide} \geq \Delta m_{s,sol} \\ L_{dep}^{(1)}(t + \Delta t_{cr}) + \frac{\Delta m_{s,sol} - \Delta m_{s,vide}}{\rho_{mag} \Phi_{min}}, & \Delta m_{s,vide} < \Delta m_{s,sol} \end{cases} \quad (2.16)$$

$$\Phi_p^{(2)}(x, t + \Delta t_{cr}) = \begin{cases} \Phi_p^{(1)}(x, t + \Delta t_{cr}) - \frac{(\Phi_p^{(1)}(x, t + \Delta t_{cr}) - \Phi_{min}) \Delta m_{s,sol}}{\Delta m_{s,vide}}, & \Delta m_{s,vide} \geq \Delta m_{s,sol} \\ \Phi_{min}, & \Delta m_{s,vide} < \Delta m_{s,sol} \end{cases} \quad (2.17)$$

où  $\Delta m_{s,sol}$  masse surfacique d'espèce solubles précipitées sur  $\Delta t_{cr}$

### Application numérique

Pour éprouver le modèle de constitution du dépôt, prenons comme exemple un GV ayant une surface  $S_{GV} = 5000 \text{ m}^2$  avec 2 tonnes d'encrassement au bout de 20 ans. Rappelons

que la masse volumique de la magnétite vaut  $\rho_{\text{mag}} = 5200 \text{ kg.m}^{-3}$ .

Supposons un pas de temps de croissance  $\Delta t_{\text{cr}}$  de 30 jours. La masse surfacique totale déposée à chaque pas de temps de croissance  $\Delta m_{\text{s,tot}}$  vaut alors:

$$\Delta m_{\text{s,tot}} \simeq \frac{2000 * \Delta t_{\text{cr}}}{S_{\text{GV}} * 20 * 365} \simeq 1,67 \times 10^{-3} \text{ kg.m}^{-2} \quad (2.18)$$

Considérons maintenant que les fractions solubles constituent 30% de la masse totale d'impuretés. Alors,  $\Delta m_{\text{s,part}} \simeq 1,17 \times 10^{-3} \text{ kg.m}^{-2}$  et  $\Delta m_{\text{s,part}} \simeq 0,5 \times 10^{-3} \text{ kg.m}^{-2}$ .

La figure 2.5 illustre le profil de porosité du dépôt, dit de "référence", engendré par les conditions ci-dessus et obtenu à partir de la résolution des équations 2.13 à 2.17.

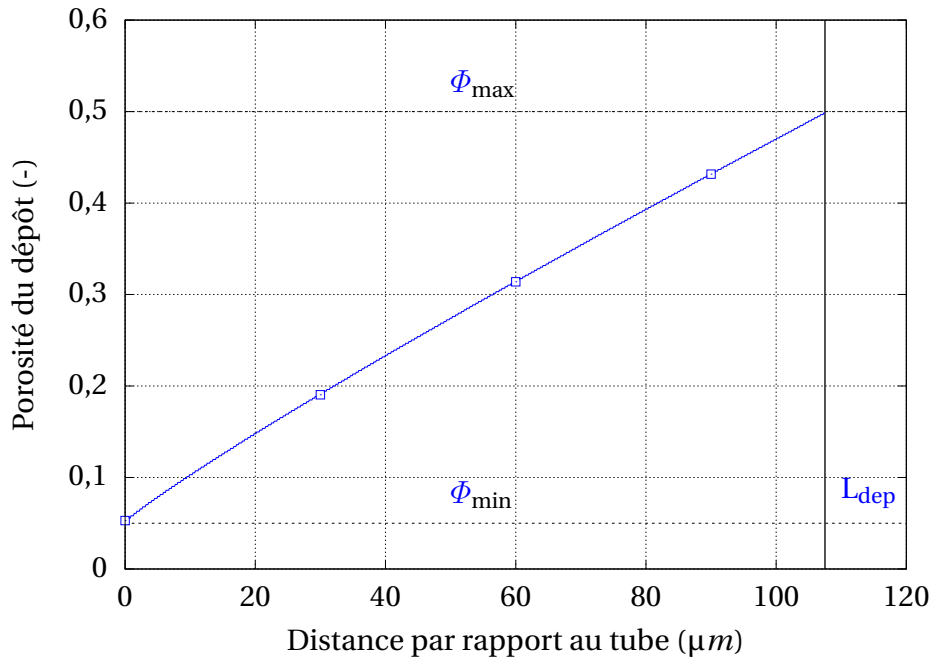


Figure 2.5: Profil de porosité du dépôt après 20 ans d'encrassement

On constate qu'avec un pas de temps de croissance de 30 jours, le profil de porosité est quasiment continu et linéaire.

### Variation du pas de temps de croissance

La valeur du pas de temps de croissance contribue à la continuité ou non du profil de porosité (Fig. 2.6).

Avec un pas de temps de croissance trop élevé, le profil de porosité du dépôt obtenu est discontinu. Par rapport au cas de référence, il conduit à une sous-estimation de la porosité du dépôt pour les couches proches du fluide secondaire et à une sur-estimation de la porosité pour les couches de dépôt proches du tube. La discontinuité du profil de porosité est un artefact numérique du fait du processus de constitution du dépôt par étapes. En réalité, les mécanismes de dépôt et de précipitation ont lieu simultanément, ce qui laisse penser qu'un profil continu est plus réaliste qu'un profil discontinu. Une étude de convergence en pas de temps de croissance sera réalisée dans le chapitre 5 pour déterminer le pas de temps de croissance le plus adapté.

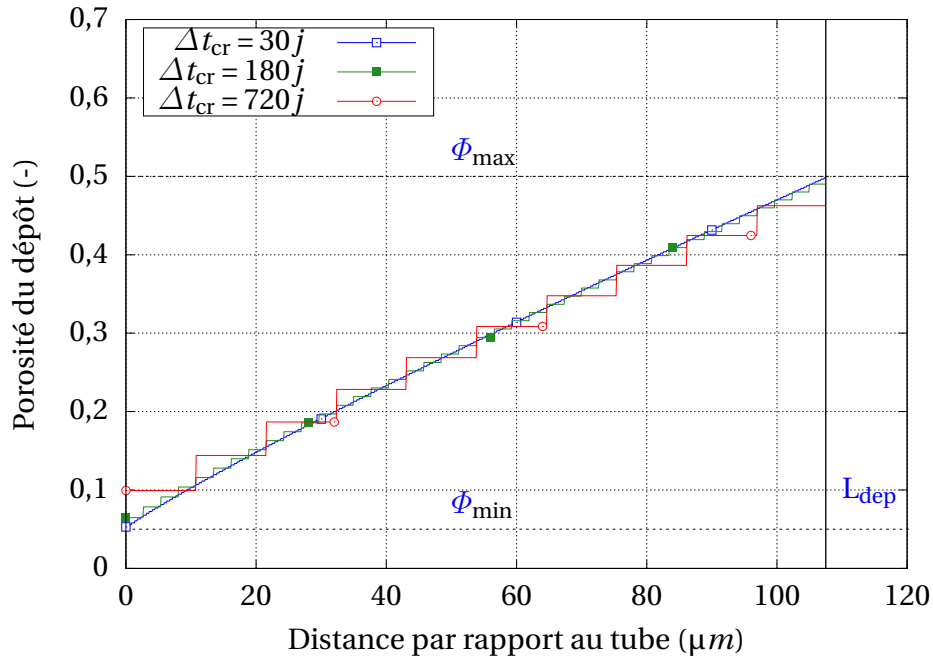


Figure 2.6: Influence du pas de temps de croissance sur le profil de porosité

Le profil de porosité n'est pas impacté par une hausse de la masse surfacique totale  $m_{s,tot}$  déposée à chaque pas de temps de croissance. Celle-ci n'induit qu'une hausse de l'épaisseur du dépôt. Néanmoins, le profil de porosité est fortement impacté par la fraction d'espèces solubles  $\frac{\Delta m_{s,sol}}{\Delta m_{s,tot}}$ , la porosité minimale  $\Phi_{min}$  et la porosité maximale du dépôt  $\Phi_{max}$ , comme montré ci-dessous.

### Variation de la proportion d'espèces solubles à fraction totale d'impuretés fixe

Lorsque la fraction d'espèces solubles est relativement faible (à 20% de la fraction totale), la porosité est globalement élevée dans l'ensemble du dépôt (Fig. 2.7). Le profil de porosité a une forme concave et l'épaisseur du dépôt est élevée du fait d'un dépôt constitué d'un plus grand nombre de particules. Cependant, plus la fraction d'espèces solubles augmente, et plus le dépôt se densifie. L'épaisseur du dépôt diminue et le profil de porosité devient de plus en plus convexe. Le cas limite où le dépôt atteint la porosité minimale dans la totalité du dépôt est obtenu lorsqu'à chaque pas de temps de croissance, le volume d'espèces solubles qui précipite comble toutes les porosités du dépôt :  $\frac{\Delta m_{s,sol}}{\Delta m_{s,tot}} = \frac{(\Phi_{max} - \Phi_{min})}{(1 - \Phi_{min})} \approx 47\%$ . C'est pourquoi, la proportion d'espèces solubles de 50% correspond à un dépôt totalement densifié.

### Variation de la porosité maximale

La porosité maximale du dépôt possède une forte influence sur l'épaisseur totale du dépôt (Fig. 2.8). Une hausse de la porosité maximale des dépôts induit une hausse de l'épaisseur totale du dépôt et une augmentation globale de la porosité (les profils de porosité deviennent de plus en plus concaves). En effet, un plus grand volume poreux est disponible pour une même quantité d'espèces solubles.

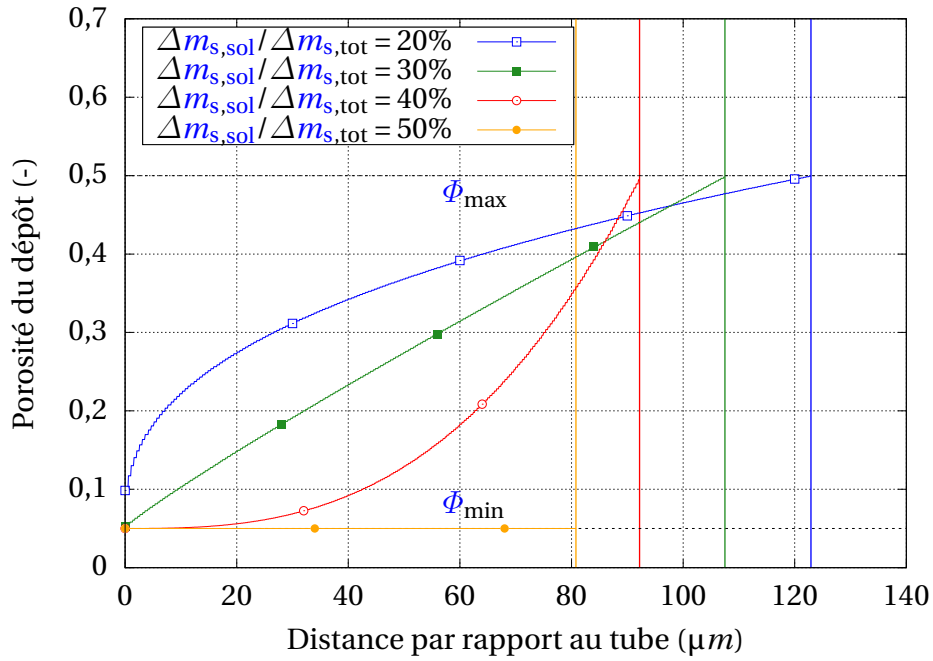


Figure 2.7: Influence de la fraction d'espèces solubles sur le profil de porosité

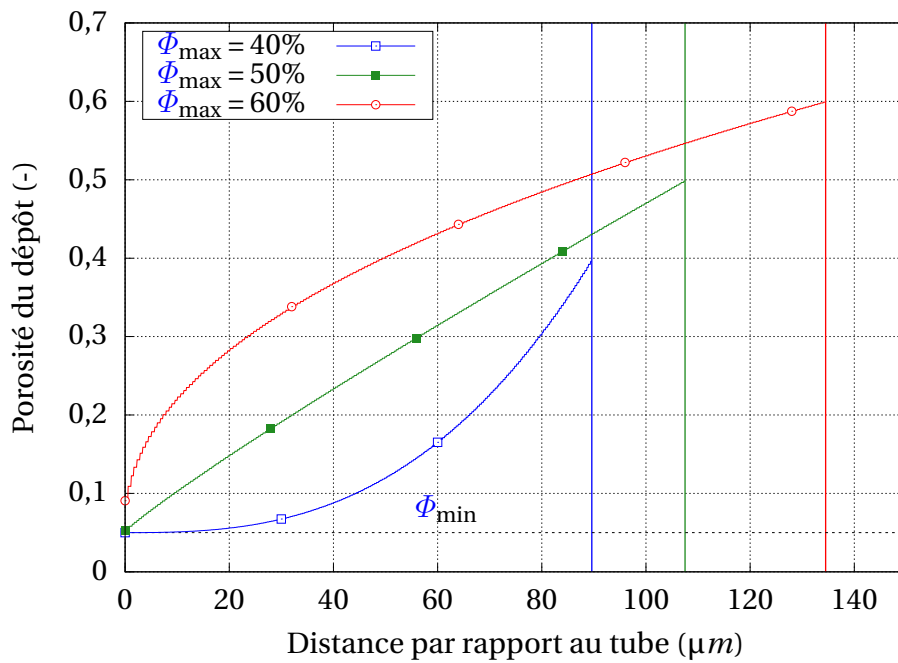


Figure 2.8: Influence de la porosité maximale sur le profil de porosité

### Variation de la porosité minimale

Lorsque la porosité minimale augmente, la forme du profil de porosité devient de plus en plus convexe (Fig. 2.9). Une hausse de la porosité minimale induit une baisse locale de la porosité du dépôt dans les couches proches du fluide secondaire. En effet, pour une même quantité d'espèces solubles, la quantité de pores à "comblers" diminue, d'où une densification plus élevée dans le dépôt.

Cette analyse montre que les paramètres tels que la proportion d'espèces solubles, les porosités maximale et minimale ont un fort impact sur le profil de porosité du dépôt. Ce constat sera d'ailleurs corroboré par les différentes analyses de sensibilité menées dans le chapitre 4 et dans le chapitre 5.

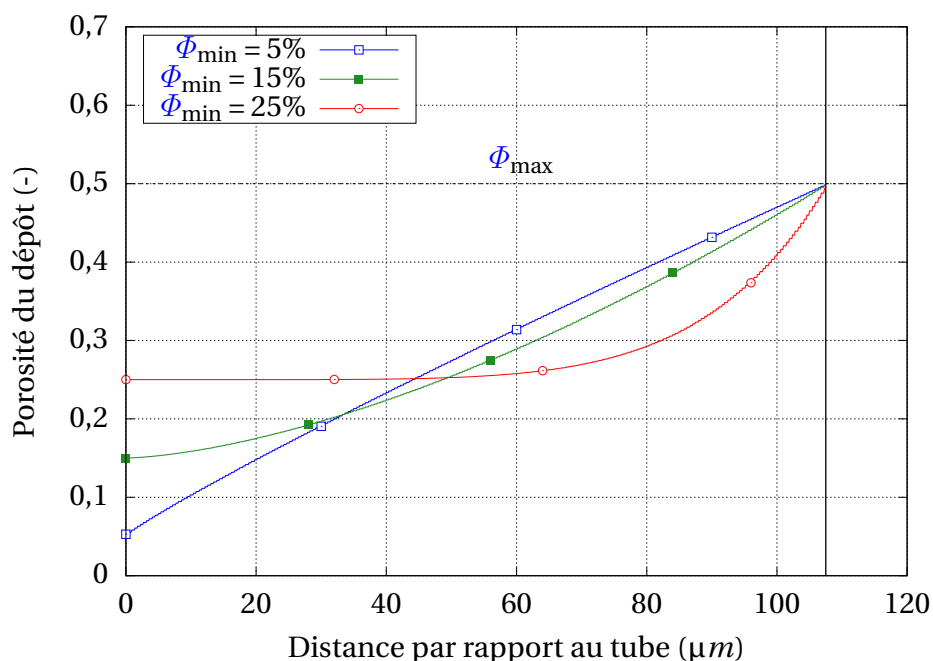


Figure 2.9: Influence de la porosité minimale sur le profil de porosité

### 2.3.4 Prise en compte des nettoyages chimiques et des arrêts de tranche

Les nettoyages chimiques et les arrêts de tranches sont des opérations complexes. Des hypothèses fortes doivent alors être faites pour prendre en compte leur impact sur la performances des GV. Ainsi, deux modèles simplifiés ont été développés et intégrés au module BOUTHYC dans le cadre de la thèse. Ils tentent de simuler leur impact sur la microstructure des dépôts en supposant, dans une toute première approche, une seule modification de l'épaisseur et/ou de la porosité du dépôt.

#### 2.3.4.1 Nettoyages chimiques

Les nettoyages chimiques d'un GV dissolvent partiellement ou totalement les dépôts d'encrassement. Suivant le type de procédé chimique utilisé et les différentes contraintes d'opération, la fraction massique de dépôt dissout varie d'un nettoyage chimique à l'autre.

Pour prendre en compte cette disparité, nous supposons qu'un nettoyage chimique possède une intensité  $\eta_{\text{NC}}$  qui varie entre 0% et 100%. Cette intensité fait référence à la fraction massique de dépôt dissout dans chacune des mailles. Une intensité de 0% indique qu'aucune dissolution n'a lieu. Au contraire, une intensité de 100% traduit une dissolution totale du dépôt.

On suppose que ce sont les couches proches du fluide secondaire qui sont les premières dissoutes dans notre modèle. Le nettoyage chimique n'influe donc pas sur le profil de porosité du dépôt mais seulement sur l'épaisseur du dépôt en supprimant successivement les couches en contact avec le fluide.

Un algorithme itératif estime l'épaisseur de dépôt retirée dans chacune des mailles suite à un nettoyage chimique. Cet algorithme est présenté dans la figure 2.10.

En phase d'initialisation, un pas de discrétisation  $\Delta x = 0,01 \mu m$  (faible vis-à-vis des épaisseurs de dépôt mises en jeu) est utilisé pour "parcourir" le dépôt. La masse surfacique totale du dépôt  $m_{s,\text{tot}}$  avant le nettoyage est calculée et la masse dissoute cumulée  $m_{s,\text{dissout}}$  est fixée à 0. Nous appellerons "masse à dissoudre", la masse de dépôt dissoute par le nettoyage d'intensité  $\eta_{\text{NC}}$  ( $\eta_{\text{NC}} \times m_{s,\text{tot}}$ ).

A chaque itération, la masse cumulée  $m_{s,\text{dissout}}$  est incrémentée de la masse de la couche d'épaisseur  $\Delta x$  au contact du fluide. Une comparaison est alors effectuée pour savoir si la masse dissoute cumulée  $m_{s,\text{dissout}}$  est supérieure à la "masse à dissoudre". Si ce n'est pas le cas, l'épaisseur du dépôt est amputée du pas de discrétisation  $\Delta x$  et l'on ré-itére. Si la masse dissoute cumulée  $m_{s,\text{dissout}}$  est supérieure à la masse à dissoudre, l'épaisseur ne doit pas être amputée de  $\Delta x$  car cela conduirait à une dissolution excessive du dépôt (au-delà de la masse à dissoudre). Seule la masse correspondante à la différence entre  $m_{s,\text{dissout}}$  et la masse à dissoudre est retirée du dépôt, de manière à ce que la masse totale qui a été dissoute pendant l'ensemble du processus itératif corresponde à la "masse à dissoudre".

Nous noterons tout de même que la fonction de porosité  $\Phi_p(x, t)$  n'est définie que pour  $x \in [0; L_{\text{dep}}(t)]$ . Lorsque qu'une épaisseur de couche est retirée, la fonction de porosité n'est plus définie dans l'intervalle de la couche retirée.

La figure 2.11 illustre la baisse en proportion de l'épaisseur en fonction de l'intensité du nettoyage chimique pour le dépôt de référence.

On observe que la proportion d'épaisseur dissoute est toujours supérieure à l'intensité du nettoyage chimique. En effet, l'intensité du nettoyage chimique fait référence à une proportion de masse dissoute. Les premières couches dissoutes sont les plus poreuses et donc les moins denses. Leur dissolution s'effectue sur une plus grande épaisseur puisque celle-ci comportent de larges porosités qui ne sont pas comptabilisées dans la masse dissoute par le nettoyage chimique.

#### 2.3.4.2 Arrêts de tranche

Juste après un arrêt de tranche (Fig. 1.13), une dégradation soudaine de la performance de l'échangeur est généralement observée sur site. Pour expliquer cette dégradation, nous supposons qu'un arrêt de tranche induit une densification du dépôt. Celle-ci pourrait provenir des mécanismes de dissolution-précipitation d'espèces solubles (mûrissement d'Ostwald) qui réorganisent la structure cristalline des dépôts. Puisqu'il n'y a pas

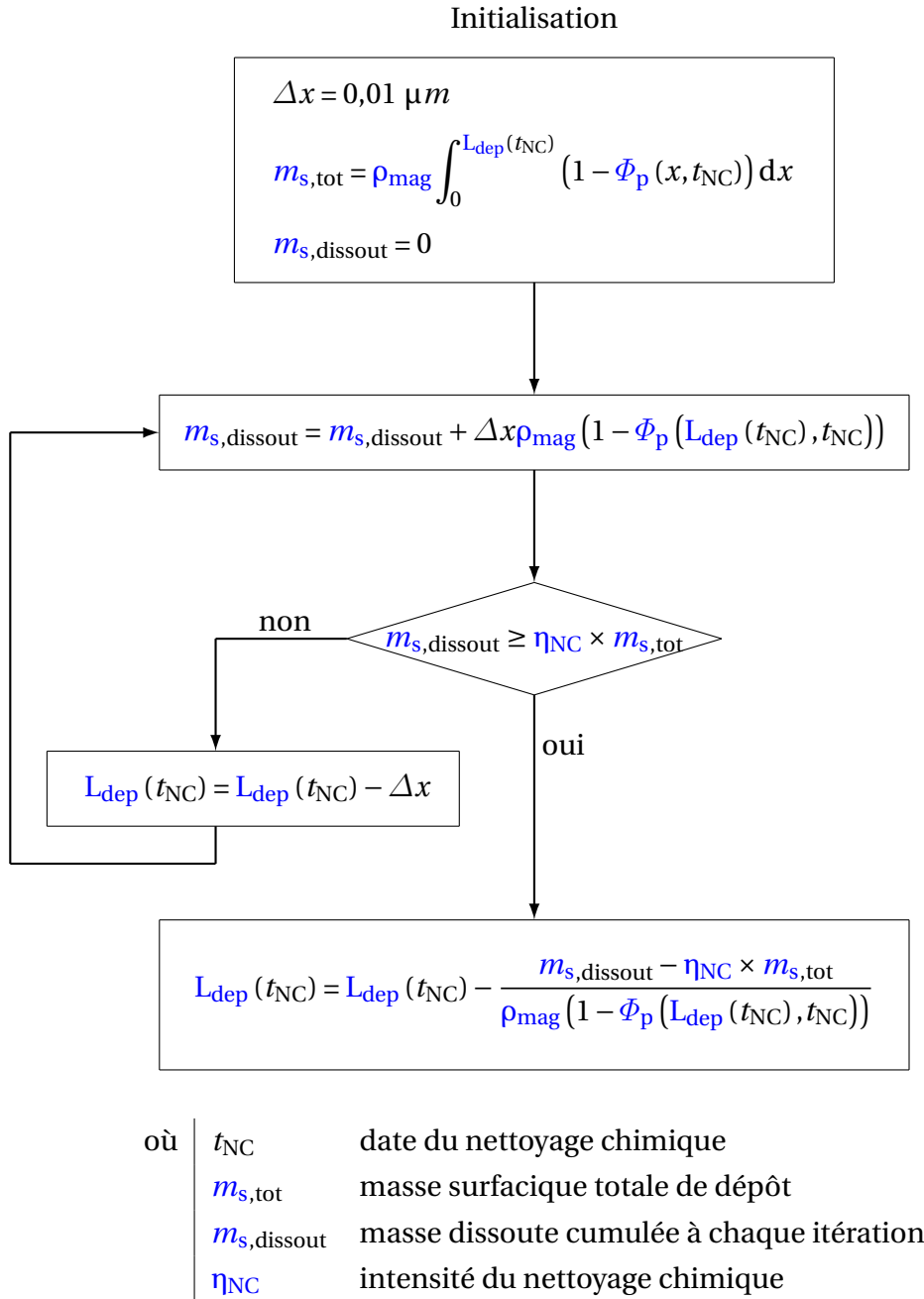


Figure 2.10: Algorithme de prise en compte d'un nettoyage chimique sur le dépôt



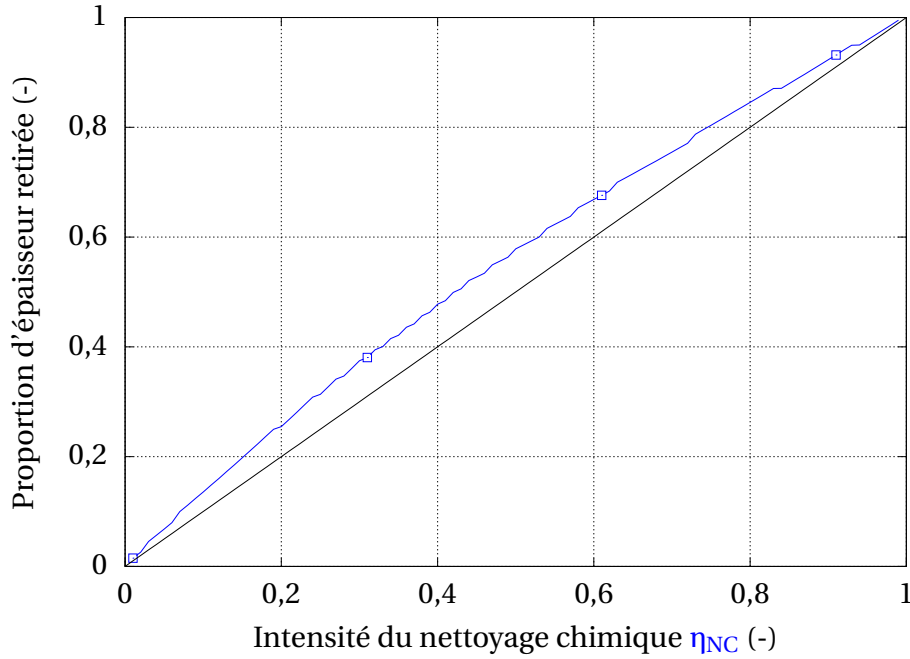


Figure 2.11: Proportion d'épaisseur retirée en fonction de l'intensité du nettoyage

d'écoulement de fluide secondaire à proprement parler dans le GV durant un arrêt de tranche, nous admettons que cette densification s'effectue sans apport d'impuretés, c'est-à-dire à masse constante de dépôt.

De la même manière que pour les nettoyages chimiques, les arrêts de tranche n'ont pas tous le même impact sur la performance de l'échangeur. Pour prendre en compte cette diversité, nous supposons alors qu'un arrêt de tranche possède une intensité  $\eta_{AT}$  qui varie entre 0% et 100%. Cette intensité correspond au niveau de densification du dépôt. Un arrêt de tranche ayant une intensité de 0% n'influe pas sur le profil de porosité du dépôt. Au contraire, un arrêt de tranche avec une intensité de 100% correspond à une densification totale du dépôt : la porosité du dépôt devient constante et égale à la porosité minimale.

Lors de la densification du dépôt, la diminution de la porosité s'accompagne d'une diminution de l'épaisseur du dépôt puisque celle-ci se réalise à masse constante.

Un algorithme itératif est utilisé pour estimer la modification du profil de porosité du dépôt et son épaisseur dans chacune des mailles. Cet algorithme est présenté dans la figure 2.12.

En phase d'initialisation, un pas de discrétisation  $\Delta x = 0,01 \mu m$  est utilisé pour "scanner" le dépôt. L'épaisseur scannée cumulée du dépôt  $L_{it}$  est fixée à 0. L'épaisseur totale du dépôt densifié après l'arrêt de tranche  $L_{dep}^{après AT}$  est aussi fixé à 0.

A chaque itération, on incrémente la valeur de l'épaisseur scannée du dépôt  $L_{it}$  du pas de discrétisation  $\Delta x$ . L'idée est de "scanner la totalité du dépôt" au travers des différentes itérations réalisées. Une comparaison est alors réalisée pour savoir si l'épaisseur scannée est supérieure à l'épaisseur du dépôt avant l'arrêt de tranche  $L_{dep}^{avant AT}$ . Si ce n'est pas le cas, la porosité de la couche de dépôt scannée avant l'arrêt de tranche  $\Phi_p^{avant AT}$  est réactualisée à une nouvelle valeur  $\Phi_{it}$  qui dépend de l'intensité de densification, à l'aide de la relation ci-dessous :

$$\Phi_p^{\text{après AT}} = \Phi_p^{\text{avant AT}} - \left( \Phi_p^{\text{avant AT}} - \Phi_{\text{min}} \right) \times \eta_{\text{AT}} \quad (2.19)$$

Du fait de la densification de cette couche d'épaisseur  $\Delta x$ , celle-ci s'affine, et obtient une nouvelle épaisseur, notée  $L_{\text{ajout}}$  :

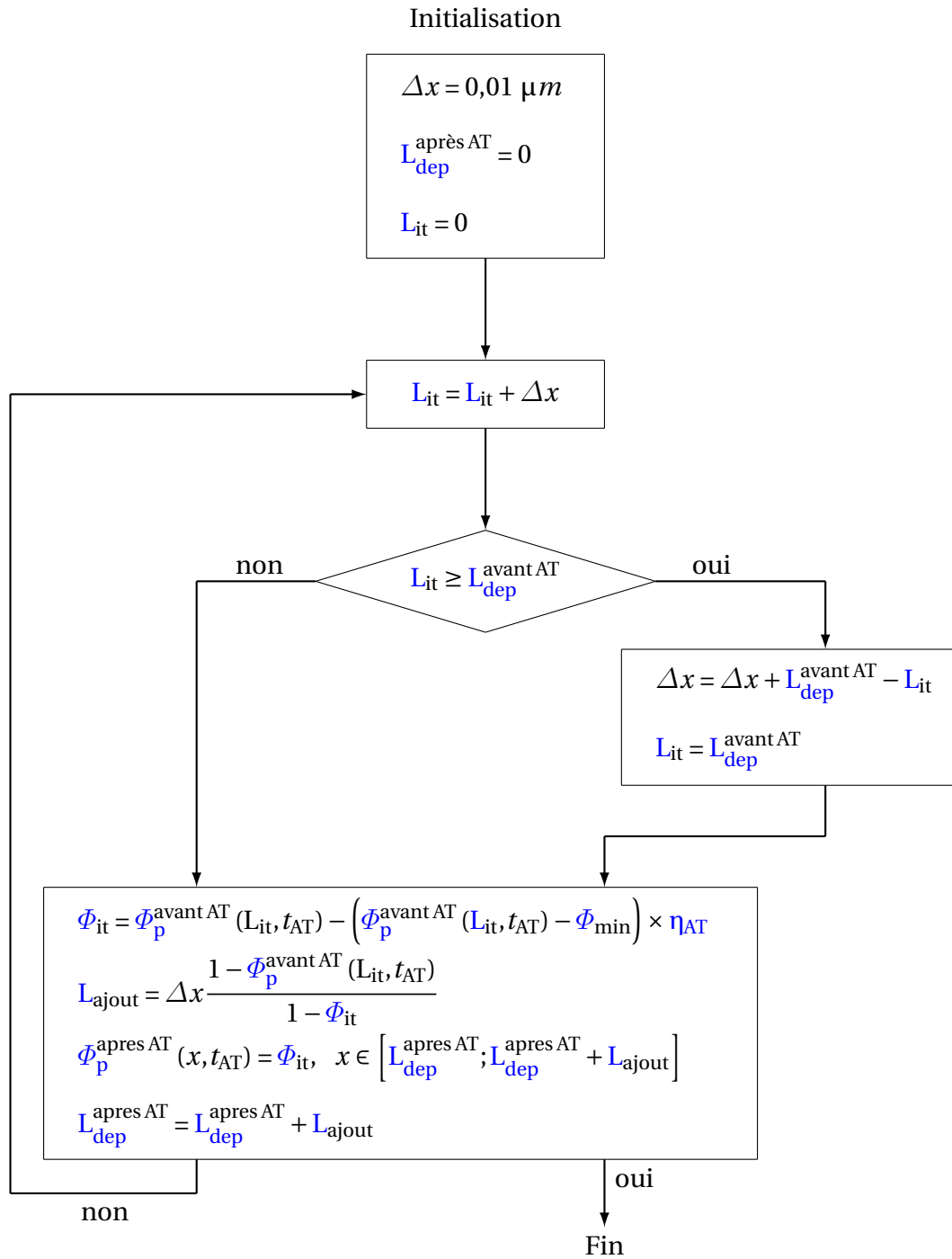
$$L_{\text{ajout}} = \Delta x \frac{1 - \Phi_p^{\text{avant AT}}}{1 - \Phi_{\text{it}}} \quad (2.20)$$

Le profil de porosité du dépôt après arrêt de tranche est ensuite reconstruit en remplaçant la couche scannée par une couche de porosité  $\Phi_p^{\text{après AT}}$  et d'épaisseur  $L_{\text{ajout}}$ . L'épaisseur totale du dépôt après arrêt de tranche est également incrémenté de la nouvelle épaisseur de la couche  $L_{\text{ajout}}$ .

On ré-itére ensuite le procédé de densification des couches jusqu'à ce que l'épaisseur scannée  $L_{\text{it}}$  deviennent supérieure à l'épaisseur du dépôt avant l'arrêt de tranche  $L_{\text{dep}}^{\text{avant AT}}$ . Lorsque tel est le cas, on ré-itére une dernière fois le processus de densification sur la porosité et l'épaisseur de la dernière couche, sauf qu'au lieu de considérer une épaisseur  $\Delta x$  de cette couche, on considère l'épaisseur réelle de la couche qui n'a pas été encore scannée (et qui est de fait plus petit que  $\Delta x$ ).

La figure 2.13 illustre l'impact d'un arrêt de tranche ayant une intensité de 30%.

On observe que la densification s'effectue de manière homogène dans le dépôt et s'accompagne d'une diminution de l'épaisseur totale du dépôt.



où	$L_{\text{dep}}^{\text{avant AT}}$	épaisseur du dépôt avant l'arrêt de tranche
	$L_{\text{dep}}^{\text{après AT}}$	épaisseur du dépôt après l'arrêt de tranche
	$L_{\text{it}}$	épaisseur scannée du dépôt avant l'arrêt de tranche
	$\Phi_{\text{it}}$	porosité de la couche scannée densifiée
	$L_{\text{ajout}}$	épaisseur de la couche scannée densifiée

Figure 2.12: Algorithme de prise en compte d'un arrêt de tranche sur le dépôt

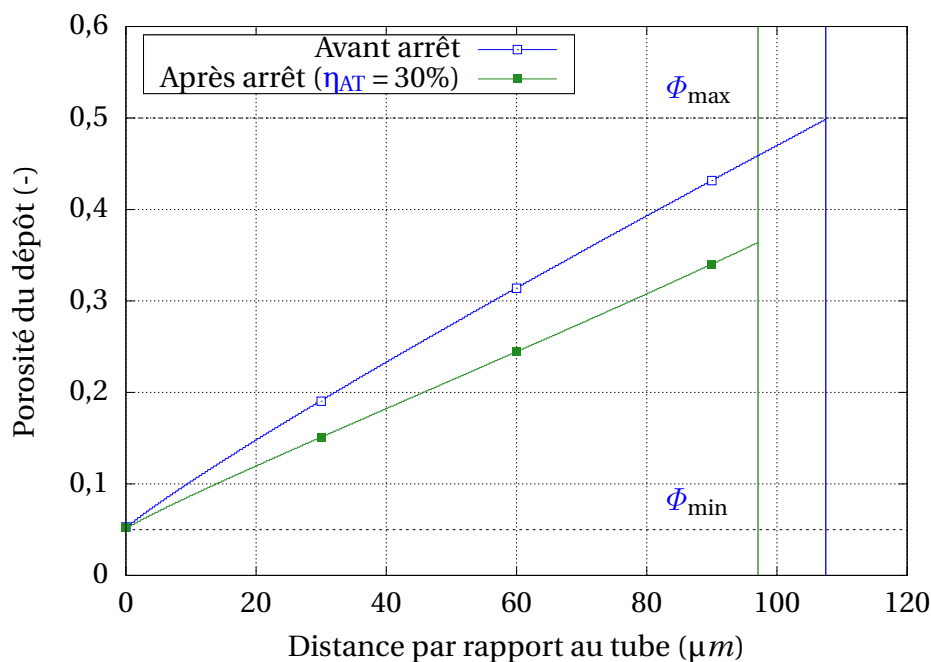


Figure 2.13: Impact d'un arrêt de tranche ayant une intensité de 30% sur le profil de porosité

## 2.4 Chaînage des modèles à l'échelle composant

L'objectif de la méthodologie globale est de prédire l'évolution temporelle de la pression dôme suite à l'encrassement. Cette section présente la manière dont s'imbriquent les différents modèles à l'échelle composant (Fig. 2.14).

Premièrement, un calcul de thermohydraulique est réalisé avec le logiciel **THYC** en supposant un état propre du **GV** ( $R_f = 0$ ). Ce calcul permet d'estimer les différentes conditions thermohydrauliques dans le **GV** propre (température du fluide secondaire, flux thermique surfacique, débit surfacique massique notamment).

Ensuite, un calcul de dépôt de matière est effectué avec le module **BOUTHYC**. Ce calcul est effectué sur la base des conditions thermohydrauliques précédemment calculées. L'épaisseur et le profil de porosité du dépôt pour différents instants de croissance sont ainsi obtenus. Les nettoyages chimiques et les arrêts de tranche sont pris en compte par la modification de l'épaisseur et/ou du profil de porosité des dépôts.

Pour estimer l'impact de ce dépôt sur la pression dôme, une **résistance thermique d'encrassement** dans chacune des mailles est requise. Celle-ci dépend des propriétés du dépôt (épaisseur et porosités) et des conditions thermohydrauliques environnantes (flux thermiques surfaciques, pression, débit massique, titre). Pour quantifier sa valeur, une modélisation du transfert thermique dans les dépôts est nécessaire. Cette modélisation doit être réalisée à l'échelle micrométrique, c'est-à-dire à l'échelle du dépôt. Elle sera donc qualifiée de "sous-maille" par rapport à l'échelle composant. La présentation de ce modèle fait l'objet du chapitre 3, et sa validation est effectuée dans le chapitre 4.

Lorsque la résistance thermique d'encrassement est connue dans chacune des mailles de modélisation, un calcul **THYC** est à nouveau réalisé afin de prendre en compte l'impact thermique du dépôt sur les conditions thermohydrauliques du **GV**, et donc à fortiori, sur la pression dôme.

Notons tout de même que le calcul **BOUTHYC** doit potentiellement être réalisé par itérations. En effet, les dépôts d'encrassement modifient les conditions thermohydrauliques du **GV**. Ce changement de conditions modifie la manière dont les impuretés sont transportées dans le **GV**, se déposent et forment les dépôts. Pour prendre en compte ce couplage, l'état thermohydraulique peut être calculé régulièrement par le logiciel **THYC** afin de réactualiser les conditions thermohydrauliques données en entrée au module **BOUTHYC**. Le pas de temps de ré-actualisation  $\Delta t_{TH}$  des conditions thermohydrauliques n'est a priori pas connu. Une étude de sensibilité dans le chapitre 5 est effectuée afin d'estimer le pas de temps adéquat.

Nous pouvons remarquer que la modélisation globale de l'encrassement fait intervenir ainsi différents pas de temps (écoulement thermohydraulique, transport d'impuretés, croissance des dépôts) et différentes échelles de modélisation (macroscopique : **GV**, microscopique : dépôt). Cette dissociation en temps et en espace est nécessaire car les mécanismes simulés (thermohydraulique, encrassement) n'ont pas la même cinétique temporelle et ne s'établissent pas sur les mêmes échelles spatiales. La stratégie de découplage adoptée est donc pertinente dans notre cas.

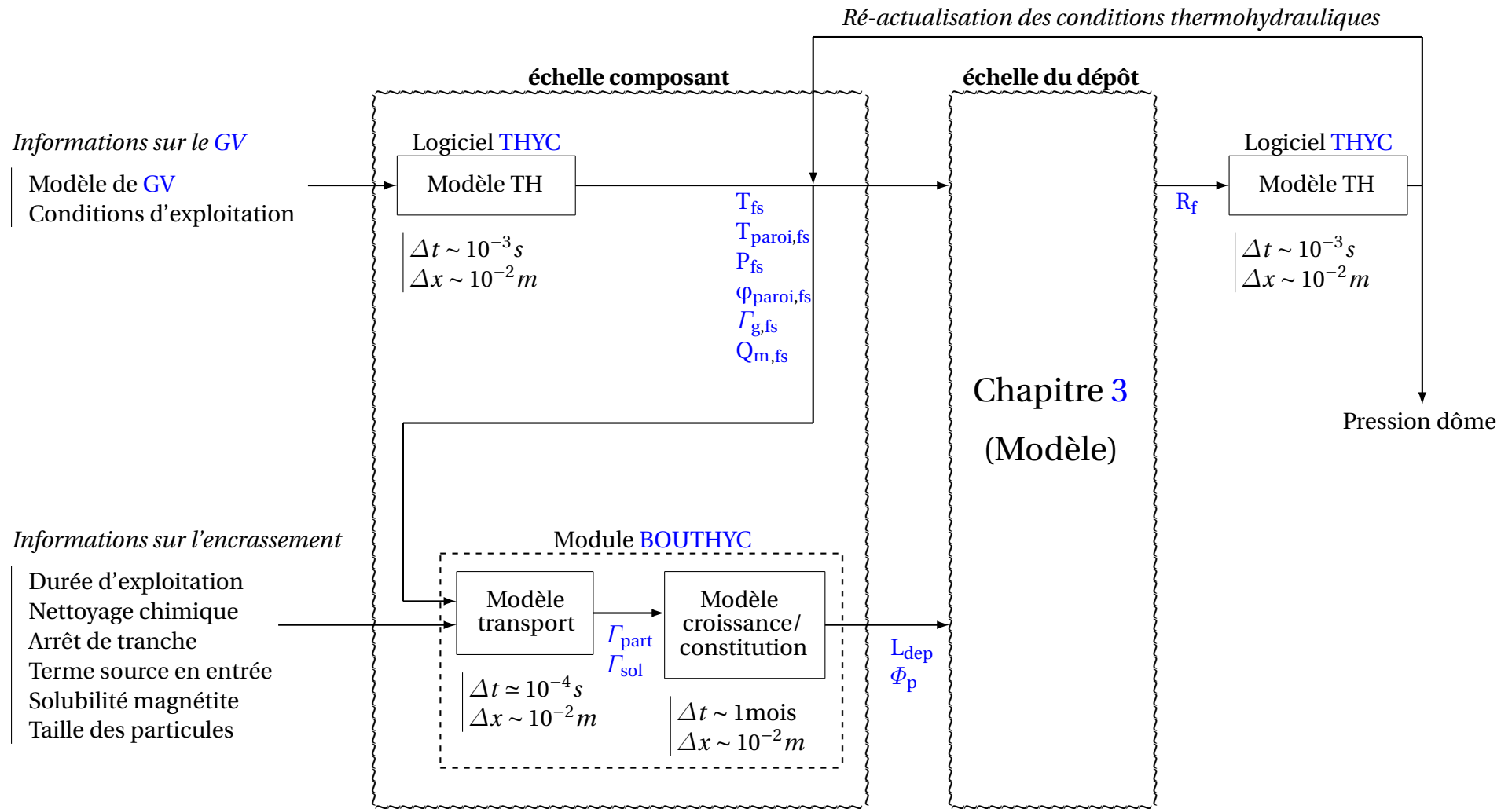


Figure 2.14: Chaînage des modèles à l'échelle composant

## 2.5 Références

- CHEN, J. 1966, «Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow», *Ind. Eng. Chem. Proc. Des. Dev.*, vol. 5, doi:10.1021/i260019a023. [27](#)
- DAVID, F. 1999, «Three dimensional thermal-hydraulic simulation in steam generators with thyc exchangers code», dans *Ninth International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics*. [25](#)
- JENS, W. et P. LOTTES. «Analysis of heat transfer, burnout, pressure drop and density data for high- pressure water», doi:10.2172/4421630. [27](#)
- JEON, S.-H., S. HONG, K. H-C et D. HUR. 2018, «Characteristics of steam generator tube deposits in an operating pressurized water reactor», *Journal of Nuclear Materials*, vol. 507, doi:10.1016/j.jnucmat.2018.05.001, p. 371–380. [32](#)
- KLIMAS, S., D. MILLER et C. TURNER. 1998, *The effect of the removal of steam generator tube ID deposits on heat transfer*, AECL Research. [32](#)
- PRUSEK, T. 2012, *Modélisation et simulation numérique du colmatage à l'échelle du sous-canal dans les générateurs de vapeur*, thèse de doctorat, Aix-Marseille Université. [30](#)
- PRUSEK, T., F. OUKACINE et C. HERVOUET. 2017, «A methodology to simulate the impact of tube fouling on steam generator performance with a thermal-hydraulic code», *Heat Transfer Engineering*, vol. 38, doi:10.1080/01457632.2016.1206413, p. 721–729. [28](#)
- PUJET, S., I. RODET et M. DIJOUX. 2004, «Modeling of the combined effects of particle deposition and soluble iron precipitation on pwr steam generator fouling», dans *International Conference on Water Chemistry of Nuclear Reactor Systems*. [29](#), [31](#)
- TAPPING, R., C. TURNER, R. THOMPSON et R. THOMPSON. 1991, «Steam generator deposits - a detailed analysis and some inferences», *Journal of Science and Engineering Corrosion*, vol. 47, doi:10.5006/1.3585283, p. 489–494. [32](#)
- THOM, J. R. S., W. M. WALKER, T. A. FALLON et G. F. S. REISING. 1965, «Boiling in sub-cooled water during flow up heated tubes or annuli», dans *Institute of Mechanical Engineers*. [27](#)

# Chapitre 3

## Modélisation de l'encrassement à l'échelle du dépôt

*« Les nuages ne sont pas des sphères, les montagnes ne sont pas des cônes, les rivages ne sont pas des arcs de cercle, l'écorce d'un arbre n'est pas lisse et l'éclair ne trace pas de ligne droite. La nature est complexe et la géométrie fractale rend compte de cette complexité et permet de l'étudier »*

Benoît Mandelbrot

### Sommaire

---

<b>3.1 Introduction</b> . . . . .	<b>48</b>
<b>3.2 Modèle de transfert thermique dans les dépôts</b> . . . . .	<b>48</b>
3.2.1 Modélisation d'un dépôt . . . . .	49
3.2.2 Modélisation de l'échange thermique . . . . .	51
<b>3.3 Modèle de caractérisation des dépôts</b> . . . . .	<b>56</b>
3.3.1 Propriétés thermohydrauliques effectives . . . . .	56
3.3.2 Propriétés géométriques . . . . .	60
<b>3.4 Les fractals statistiques, un nouveau paradigme</b> . . . . .	<b>72</b>
3.4.1 La théorie fractale discrète . . . . .	73
3.4.2 La théorie fractale continue . . . . .	74
3.4.3 Limites actuelles de la théorie fractale . . . . .	76
3.4.4 Apport de la théorie fractale statistique . . . . .	76
<b>3.5 Synthèse</b> . . . . .	<b>79</b>
<b>3.6 Références</b> . . . . .	<b>82</b>

---



### 3.1 Introduction

L'objectif de ce chapitre est de présenter la modélisation microscopique du transfert thermique dans les dépôts d'encrassement, à l'échelle de sous-maille, développée dans cette thèse.

La première section présente le modèle de transfert thermique utilisé pour décrire les mécanismes de conduction thermique et d'ébullition dans les dépôts d'encrassement (section 3.2).

Ce modèle requiert la connaissance de certaines propriétés micro-structurales des dépôts d'encrassement. Un modèle de caractérisation **Multi-Couches Fractal Statistique (MCFS)** des dépôts est alors proposé dans une deuxième section pour répondre à ce besoin (section 3.3).

### 3.2 Modèle de transfert thermique dans les dépôts

L'évaluation des résistances thermiques d'encrassement nécessite de connaître la différence de température entre la paroi externe du tube et le fluide secondaire (au cœur de l'écoulement) en présence ou non d'un dépôt (voir figure 3.1).

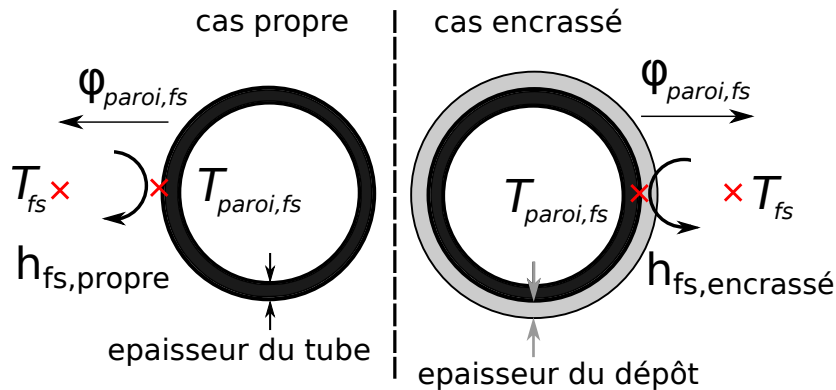


Figure 3.1: Comparaison du transfert thermique entre un tube encrassé et un tube propre

A flux imposé donné, la résistance thermique d'encrassement  $R_f$  vaut :

$$R_f = \frac{1}{h_{fs,encrasse}} - \frac{1}{h_{fs,propre}} \quad (3.1)$$

avec :

$$h_i = \frac{\Phi_{paroi,fs}}{(T_{paroi,fs} - T_{fs})_i} \quad i = \text{encrasse, propre} \quad (3.2)$$

où	$T_{\text{paroi,fs}}$	température à la paroi externe du tube
	$T_{\text{fs}}$	température moyenne du fluide secondaire
	$\Phi_{\text{paroi,fs}}$	flux thermique surfacique au niveau de la paroi du tube
	$h_{\text{fs,encrasse}}$	coefficient d'échange thermique en présence du dépôt
	$h_{\text{fs,propre}}$	coefficient d'échange thermique sans dépôt

Le coefficient d'échange propre  $h_{\text{fs,propre}}$  est calculé par la corrélation d'échange de **LIU et WINTERTON [1991]**. Celle-ci modélise l'échange thermique en prenant en compte la convection forcée et l'ébullition nucléée au niveau d'une paroi. Son domaine de validité est adapté aux conditions thermohydrauliques rencontrées dans les **GV**. Cette corrélation est présentée en annexes **A.2**.

Afin d'estimer le coefficient d'échange encrassé  $h_{\text{fs,encrasse}}$  entre la paroi du tube et le fluide secondaire, une modélisation du transfert thermique dans les dépôts d'encrassement est nécessaire. La modélisation proposée dans cette section s'inspire du modèle de **UHLE [1997]** et du modèle de **KOVALEV et SOLOV'EV [1984]**.

### 3.2.1 Modélisation d'un dépôt

Dans ces travaux de thèse, le dépôt d'encrassement est considéré comme une matrice poreuse de magnétite ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ) qui comporte de nombreux pores cylindriques orientés dans le sens de l'épaisseur du dépôt. Le fluide secondaire s'engouffre dans les pores de plus petites tailles, s'y vaporise, et ressort sous forme vapeur dans l'écoulement du fluide secondaire par les pores de plus grandes tailles (figure 3.2).

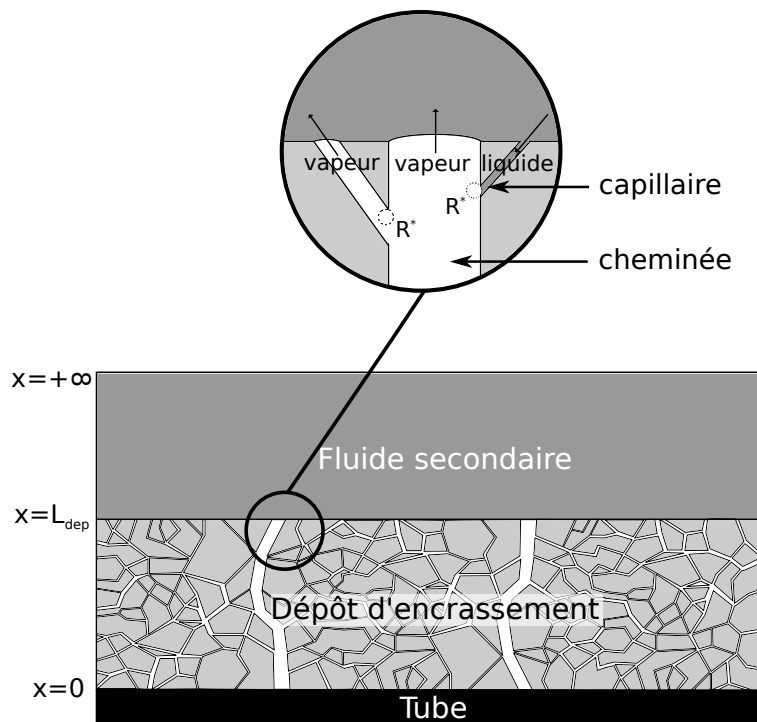


Figure 3.2: Modélisation du dépôt d'encrassement

L'équilibre dynamique entre la phase liquide et la phase vapeur se traduit par l'apparition d'un ménisque de rayon  $R^*$ . Du fait des forces de pression mises en jeu, les pores ayant

un rayon plus petit que  $R^*$ , appelés capillaires, sont remplis de liquide. Les pores de plus grandes tailles, appelés cheminées, sont remplis de vapeur.

Dans ce modèle, une invariance du dépôt d'encrassement et des conditions thermohydrauliques est considérée dans la direction orthoradiale (axe  $\theta$ ) et la direction axiale (axe  $z$ ). La modélisation du dépôt d'encrassement est alors mono-dimensionnelle dans la direction de l'épaisseur du dépôt. En d'autres termes, le dépôt est considéré comme un empilement de couches d'épaisseur infinitésimale  $\Delta x$ . Nous noterons que l'épaisseur du dépôt  $L_{\text{dep}}$ , d'environ  $100 \mu m$ , est très faible devant le rayon du tube  $R_{\text{tube}}$ , d'environ  $1 cm$ . De ce fait, nous considérons le dépôt comme une surface plane (la surface du dépôt n'augmente pas suivant  $x$ ). Ainsi, nous utiliserons des coordonnées cartésiennes plutôt que des coordonnées cylindriques pour décrire le dépôt.

De nombreuses observations (chapitre 1) révèlent que la porosité n'est pas uniforme dans l'épaisseur du dépôt. Les dépôts sont plus denses à proximité de la paroi du tube. En effet, des mécanismes de vieillissement et de précipitation réduisent la porosité des couches au fur et à mesure du temps (Fig. 2.4). Les premières couches déposées (proche du tube) sont alors celles qui se densifient le plus. Ainsi, la porosité du dépôt dépend de la distance  $x$  dans l'épaisseur du dépôt, et décroît à mesure que l'on se rapproche du tube.

Au sein de chaque couche, les pores peuvent être :

- soit ouverts à l'écoulement. Ces pores participent alors aux mécanismes d'ébullition dans le dépôt. La variété de leur taille est décrite par une [distribution statistique de la taille des pores](#) ouverts notée  $\psi$  ;
- soit fermés à l'écoulement suite à des mécanismes de vieillissement (précipitation, mûrissement d'Ostwald, ...). Ainsi, ces pores ne participent pas aux mécanismes d'ébullition dans le dépôt. Ils sont supposés être de tailles suffisamment petites pour être remplis de liquide. Dans la modélisation, ils sont considérés comme des inclusions sphériques de liquide dans la matrice de magnétite.

Avant d'introduire l'ensemble des équations constituant le modèle, voici une définition des différentes caractéristiques du dépôt :

- $S_{\text{dep}}$  - surface totale occupée par la couche de dépôt (supposée comme constante) ;
- $S_p(x)$  - surface occupée par les pores au niveau d'une couche de dépôt en  $x$  ;
- $\Phi_p(x) = \frac{S_p(x)}{S_{\text{dep}}}$  - proportion de la surface occupée par les pores au niveau d'une couche de dépôt en  $x$ , appelée aussi porosité du dépôt ;
- $S_{\text{po}}(R, x)$  - surface occupée par les pores ouverts ayant un rayon plus petit que  $R$  au niveau d'une couche de dépôt en  $x$  ;
- $S_{\text{po}}(x) = S_{\text{po}}(R \rightarrow +\infty, x)$  - surface occupée par l'ensemble des pores ouverts au niveau d'une couche de dépôt en  $x$  ;
- $S_m(x) = S_{\text{dep}} - S_{\text{po}}(x)$  - surface occupée par la matrice de dépôt au niveau d'une couche de dépôt en  $x$ . La matrice du dépôt comporte donc à la fois de la magnétite mais aussi des pores fermés (inclusions) ;
- $\Phi_{\text{po}}(x) = \frac{S_{\text{po}}(x)}{S_{\text{dep}}}$  - proportion de la surface occupée par les pores ouverts au niveau d'une couche de dépôt en  $x$ , appelée aussi porosité ouverte du dépôt ;

- $\psi(R, x) = \frac{S_{po}(R, x)}{S_{po}(x)}$  - distribution statistique de la taille des pores ouverts.

La surface occupée par les pores ouverts de rayon  $R$  vaut alors :

$$\frac{\partial S_{po}(R, x)}{\partial R} dR = S_{po}(x) \frac{\partial \psi}{\partial R} dR = \phi_{po}(x) S_{dep} \frac{\partial \psi}{\partial R} dR \quad (3.3)$$

Enfin, la distinction entre les pores ouverts remplis de liquide et les pores ouverts remplis de vapeur est possible en connaissant la valeur du rayon du ménisque  $R^*$  :

- $S_{po}^l = S_{po}(R^*, x) = S_{po}(x) \psi(R^*, x)$  - surface occupée par les pores ouverts remplis de liquide ;
- $S_{po}^g = S_{po}(x) - S_{po}(R^*, x) = S_{po}(x) (1 - \psi(R^*, x))$  - surface occupée par les pores ouverts remplis de vapeur ;

Le rayon  $R^*$  dépend des conditions thermohydrauliques. Il sera déterminé par les équations du modèle de transfert thermique présentée ci-dessous.

### 3.2.2 Modélisation de l'échange thermique

Pour calculer le coefficient d'échange  $h_{fs,encrasse}$ , la température du dépôt  $T(x)$ , et plus précisément la température à la paroi  $T_{paroi,fs} = T(x=0)$  est requise (Eq. 3.1). Cette température est obtenue en résolvant une équation de conservation de l'énergie. Puisque cette équation fait intervenir la dérivée seconde de la température  $T$ , deux conditions aux limites sont nécessaires pour résoudre l'équation. Une condition aux limites de Neumann en  $x=0$  et une condition aux limites de Robin en  $x=L_{dep}$  sont utilisées :

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda_{dep}(x) \frac{d^2 T}{dx^2} = \rho_g H_{lg} \frac{dU_g}{dx} \\ - \lambda_{dep} \frac{dT}{dx} \Big|_{x=0} = \phi_{paroi,fs} \\ - \lambda_{dep} \frac{dT}{dx} \Big|_{x=L_{dep}} = h_{dep} (T_{dep} - T_{fs}) \end{array} \right. \quad (3.4)$$

où		$\lambda_{dep}$	conductivité thermique effective du dépôt
		$\rho_g$	masse volumique de la vapeur dans le dépôt
		$H_{lg}$	chaleur latente de vaporisation
		$U_g$	vitesse de Darcy de la vapeur dans le dépôt
		$h_{dep}$	coefficient d'échange entre la surface externe du dépôt et le fluide
		$T_{dep}$	température de la surface externe du dépôt

Il est à noter que l'ensemble des propriétés de l'eau, telles que la masse volumique de la vapeur  $\rho_g$  ou la chaleur latente de vaporisation  $H_{lg}$ , dépendent de la pression et de la température du fluide et donc de la distance  $x$  à la paroi du tube. Elles sont obtenues à l'aide de tables thermodynamiques (IAPWS 97) en fonction des conditions thermohydrauliques calculées par le logiciel THYC (section 2.2).

Le coefficient d'échange  $h_{\text{dep}}$  entre la surface externe du dépôt et le fluide secondaire est obtenu à l'aide de la corrélation d'échange de **LIU et WINTERTON [1991]** (annexes A.2). Il est important d'utiliser la même corrélation d'échange pour calculer  $h_{\text{dep}}$  et  $h_{\text{fs,propre}}$ . En effet, cela permet de s'assurer que  $h_{\text{fs,encrasse}} \rightarrow h_{\text{fs,propre}}$  lorsque  $L_{\text{dep}} \rightarrow 0$  : le modèle de transfert thermique dégénère vers la corrélation d'échange de **LIU et WINTERTON [1991]**. Notons que l'impact de la rugosité du dépôt sur l'échange convectif n'est pas pris en compte par cette corrélation d'échange. Sa prise en compte n'est toutefois pas nécessaire puisqu'elle possède un impact négligeable sur l'échange thermique vis-à-vis des mécanismes de conduction thermique et d'ébullition dans le dépôt.

Le terme  $\lambda_{\text{dep}}(x) \frac{d^2T}{dx^2}$  exprime l'évolution du flux thermique surfacique de conduction dans l'épaisseur du dépôt. La température du dépôt et son évolution sont liées à la conductivité thermique du dépôt  $\lambda_{\text{dep}}$ . Cette propriété est dépendante de la microstructure du dépôt et est estimée dans la section 3.3.1.

Si l'échauffement du fluide est pris en compte par l'élévation de la température  $T$ , la fraction d'énergie utilisée pour cet échauffement est négligée par rapport aux mécanismes d'ébullition.

Le terme  $\rho_g H_{\text{lg}} \frac{dU_g}{dx}$  est un terme puits qui correspond à la fraction d'énergie évacuée par ébullition dans les pores ouverts. Elle correspond au volume de vapeur créé par changement de phase dans une couche d'épaisseur  $\Delta x$ . Ce volume de vapeur est lié au coefficient d'ébullition volumique  $\alpha_{\text{lg}}(R^*, x)$  :

$$\rho_g H_{\text{lg}} \frac{dU_g}{dx} = \begin{cases} \alpha_{\text{lg}}(R^*, x) (T(x) - T_{\text{sat}}(x)), & \text{si } T(x) > T_{\text{sat}}(x) \\ 0, & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.5)$$

où  $\left| \begin{array}{l} \alpha_{\text{lg}} \text{ coefficient d'ébullition volumique} \\ T_{\text{sat}} \text{ température de saturation du fluide dans le dépôt (varie suivant } x) \end{array} \right.$

Le coefficient d'ébullition volumique  $\alpha_{\text{lg}}(R^*, x)$  est calculé à l'aide de la corrélation de **KOVALEV et SOLOV'EV [1984]**. Cette corrélation est présentée en annexes A.3. Ce terme dépend de la microstructure du dépôt : la porosité ouverte du dépôt  $\Phi_{\text{po}}(x)$  et de la distribution statistique de la taille des pores ouverts  $\psi(R, x)$ . Ces propriétés seront déterminées dans la section 3.3. Ce coefficient d'échange est aussi couplé à l'hydraulique dans le dépôt au travers du rayon du ménisque  $R^*$ . Puisque le ménisque est le résultat d'un équilibre dynamique entre la phase liquide et vapeur, son rayon dépend de la différence de pression entre ces deux phases au travers de la loi de Laplace :

$$P_g(x) - P_l(x) = \frac{2\gamma}{R^*(x)} \quad (3.6)$$

où  $\left| \begin{array}{l} P_l \text{ pression du liquide dans le dépôt} \\ P_g \text{ pression de la vapeur dans le dépôt} \\ \gamma \text{ tension de surface} \end{array} \right.$

En supposant un état stationnaire et un régime de Stokes dans les pores du dépôt (nombre de Reynolds  $Re < 1$  ; hypothèse vérifiée a posteriori par le calcul), la pression de la vapeur

$P_g$  et la pression du liquide  $P_l$  sont calculées à l'aide de la loi de Darcy pour chacune des phases dans le dépôt :

$$\begin{cases} \frac{dP_l}{dx} = \frac{\mu_l}{K_l(x)} U_l \\ \frac{dP_g}{dx} = \frac{\mu_g}{K_g(x)} U_g \end{cases} \quad (3.7)$$

où

	$K_l$	perméabilité du liquide
	$K_g$	perméabilité de la vapeur
	$\mu_l$	viscosité dynamique du liquide
	$\mu_g$	viscosité dynamique de la vapeur
	$U_l$	vitesse de Darcy du liquide
	$v_l$	vitesse réelle du liquide
	$v_g$	vitesse réelle de la vapeur

Dans chaque équation de conservation de la quantité de mouvement, les premiers termes à droite de l'égalité correspondent aux frottements visqueux du fluide dans le dépôt. Les termes de perméabilité (en  $m^2$ ) traduisent l'aisance avec laquelle le fluide est en mesure de traverser le dépôt. Ces termes dépendent de la microstructure du dépôt et sont déterminés dans la section 3.3.1.

Ces deux équations de conservation sont résolues à l'aide des conditions aux limites suivantes :

$$\begin{cases} P_l(x = L_{\text{dep}}) = P_{fs} \\ P_g(x = L_{\text{dep}}) = P_l(x = L_{\text{dep}}) + \frac{2\gamma}{R^*(x = L_{\text{dep}})} \end{cases} \quad (3.8)$$

Pour résoudre la pression de la vapeur  $P_g$ , le rayon du ménisque entre l'eau liquide et la vapeur  $R^*$  est requis en  $x = L_{\text{dep}}$ . Une approche fractale de caractérisation, présentée dans la section 3.3.2, est utilisée pour l'estimer.

La vitesse de Darcy de la vapeur  $U_g$  est obtenue en résolvant l'équation 3.5 avec une condition de vitesse nulle à la paroi  $U_g(x = 0) = 0$ . La vitesse de Darcy pour le liquide  $U_l(x)$  est liée à celle de la vapeur  $U_g(x)$  par une équation locale de conservation de la masse:

$$\frac{d}{dx} (\rho_l U_l + \rho_g U_g) = 0 \quad (3.9)$$

où

	$U_l$	vitesse de Darcy du liquide dans le dépôt
	$\rho_l$	masse volumique du liquide dans le dépôt

Finalement, puisque la vitesse de Darcy pour le liquide s'annule également au niveau de la paroi du tube, on a :

$$U_l(x) = -\frac{\rho_g}{\rho_l} U_g(x) \quad (3.10)$$

Cette relation indique que le liquide et la vapeur circulent à contre-courant (voir figure 3.2).

Pour résoudre l'ensemble des équations précédentes (Eq. 3.4 à Eq. 3.10), nous utiliserons comme données d'entrée certaines propriétés du fluide et du dépôt calculées respectivement par le logiciel THYC et son module BOUTHYC (voir tableau 3.1).

<b>Données d'entrée du modèle de transfert thermique</b>	
Propriétés du fluide	Propriété du dépôt
Flux thermique surfacique $\varphi_{\text{paroi,fs}}$	Épaisseur du dépôt $L_{\text{dep}}$
Pression du fluide secondaire $P_{\text{fs}}$	Porosité du dépôt $\Phi_p$
Température du fluide secondaire $T_{\text{fs}}$	
Titre massique vapeur du fluide secondaire $\Gamma_{\text{g,fs}}$	
Diamètre hydraulique équivalent $d_H$	
Débit massique surfacique du fluide secondaire $Q_{\text{m,fs}}$	

Tableau 3.1: Données d'entrée du modèle de transfert thermique

Le titre vapeur  $\Gamma_{\text{g,fs}}$ , le diamètre hydraulique équivalent  $d_H$  et le débit massique surfacique  $Q_{\text{m,fs}}$  sont requis par la corrélation d'échange de LIU et WINTERTON [1991].

L'algorithme présent en figure 3.3 illustre le processus de résolution des équations du modèle de transfert thermique.

Les données manquantes pour résoudre l'ensemble des équations du modèle sont les caractéristiques du dépôt, listées ci-dessous :

- la conductivité thermique effective du dépôt  $\lambda_{\text{dep}}$  ;
- les perméabilités liquide et vapeur du dépôt  $K_l$  et  $K_g$  ;
- la porosité ouverte du dépôt  $\Phi_{po}$  ;
- la distribution statistique de la taille des pores ouverts  $\psi$ .
- le rayon du ménisque entre le liquide et la vapeur dans la couche supérieure  $R^*(L_{\text{dep}})$  ;

Ces propriétés sont calculées à l'aide d'un modèle de caractérisation décrit dans la section suivante.

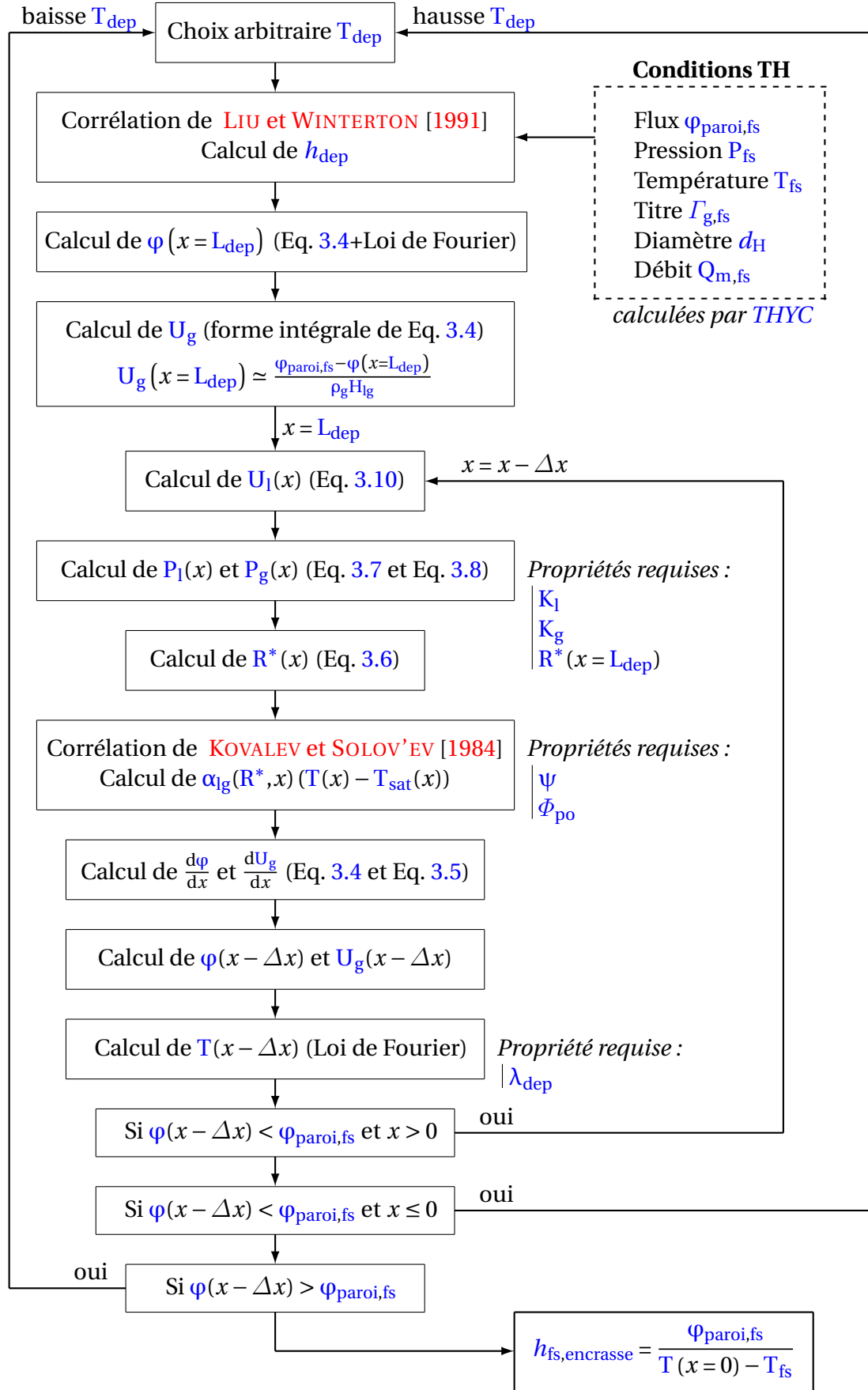


Figure 3.3: Algorithme de résolution des équations du modèle de transfert thermique



### 3.3 Modèle de caractérisation des dépôts

#### 3.3.1 Propriétés thermohydrauliques effectives

##### Conductivité thermique effective

Le présent modèle de conductivité thermique effective des dépôts est basé sur celui de **ZHU et LI [2011]**. Leur modèle suppose un arrangement en parallèle de la matrice solide et des pores (comme dans la figure 3.4). La distribution de taille des pores et leur sinuosité sont pris en compte. Leur modèle ne considère cependant qu'une seule phase fluide dans le dépôt et ne prend pas en compte le phénomène de **percolation** dans la structure poreuse, à savoir la présence de pores ouverts et fermés dans le dépôt.

Notre modèle développé complète celui de **ZHU et LI [2011]** en considérant la présence conjointe de la phase liquide et vapeur dans le dépôt. Le phénomène de percolation est aussi considéré, avec la présence de pores ouverts et fermés dans le dépôt.

Comme dans le modèle de transfert thermique (section 3.2.1), les pores ayant un rayon supérieur à  $R^*$  sont remplis de vapeur (cheminées d'ébullition), et ceux dont le rayon est plus petit que  $R^*$  sont remplis de liquide (capillaires).

Chaque couche de dépôt est considérée comme un ensemble de trois éléments résistifs en parallèle (Fig. 3.4) :

- la matrice poreuse de magnétite, comportant les pores fermés remplis de liquide (inclusions) ;
- les capillaires ;
- les cheminées d'ébullition.

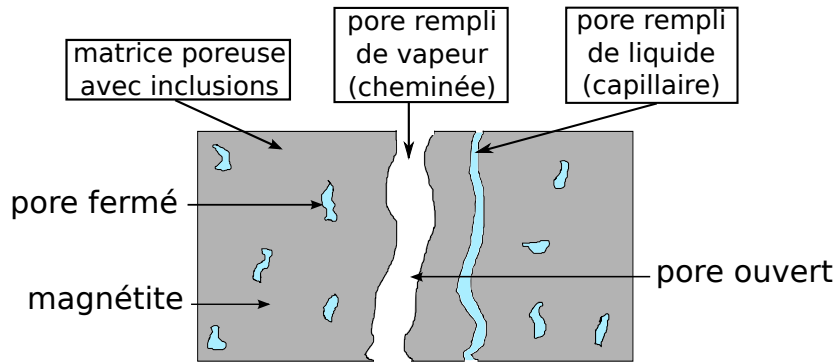


Figure 3.4: Représentation schématique des trois éléments résistifs constituant une couche de dépôt

La conductivité thermique effective de la couche du dépôt  $\lambda_{\text{dep}}$  s'exprime comme :

$$\lambda_{\text{dep}}(x) \frac{S_{\text{dep}}}{\Delta x} = \lambda_m(x) \frac{S_m(x)}{L_m(x)} + \lambda_l \int_0^{R^*(x)} \frac{1}{L_{\text{po}}(R,x)} \frac{\partial S_{\text{po}}(R,x)}{\partial R} dR + \lambda_g \int_{R^*(x)}^{+\infty} \frac{1}{L_{\text{po}}(R,x)} \frac{\partial S_{\text{po}}(R,x)}{\partial R} dR \quad (3.11)$$

où	$\Delta x$ épaisseur de la couche de dépôt $x$ $\lambda_m$ conductivité thermique de la magnétite $L_m$ longueur de la matrice de magnétite dans une couche de dépôt $x$ $\lambda_l$ conductivité thermique du liquide $\lambda_g$ conductivité thermique de la vapeur $L_{po}$ longueur d'un pore ouvert de rayon $R$ dans une couche de dépôt $x$
----	--

La relation souligne la contribution de chacun des trois éléments résistifs. Si l'on considère les pores ouverts comme des cylindres ayant une longueur droite, on a  $L_{po} = \Delta x$ . Pour autant, il est possible d'avoir une modélisation plus réaliste en prenant en compte la **sinuosité** des pores, au travers de la **tortuosité**  $\tau$  :

$$\tau = \frac{L}{\Delta x} \geq 1 \quad (3.12)$$

La tortuosité de la matrice de magnétite  $\tau_m$  est obtenue par la corrélation analytique de **PISANI [2011]**. Une démonstration est proposée en annexes A.4. La relation de **PISANI [2011]** fait intervenir un facteur de forme des pores. N'ayant aucune information sur le facteur de forme des pores cylindriques du dépôt, nous utilisons un facteur de forme égal à 0,75 correspondant à des pores de forme sphérique (voir annexes A.4). Ce choix est pénalisant en terme de sinuosité car le facteur de forme de pores cylindriques est inférieur à 0,75 :

$$\tau_m = \frac{L_m(x)}{\Delta x} = \frac{1}{1 - 0,75\Phi_{po}(x)} \quad (3.13)$$

La figure 3.5 représente la tortuosité de la matrice de magnétite en fonction de la porosité ouverte  $\Phi_{po}(x)$  du dépôt.

Lorsque la porosité ouverte de la couche de dépôt  $\Phi_{po}$  tend vers 0, la tortuosité de la matrice de magnétite tend vers 1. Ce résultat correspond à la réalité : s'il n'existe plus de pores ouverts, la matrice poreuse de magnétite devient la seule phase présente et n'est donc plus sinueuse. La relation de **PISANI [2011]** indiqueraient aussi que la tortuosité maximale de la matrice poreuse de magnétite vaudraient 4 lorsque la porosité des pores ouverts  $\Phi_{po}$  tend vers 1. Néanmoins, les valeurs de porosités supérieures à 70% n'ont pas de sens physique puisque la matrice poreuse n'a pas suffisamment de tenue mécanique pour exister. C'est la raison pour laquelle très peu de dépôts ont été observés avec une porosité au-delà de 70% [**GOUJON, 2014**], et que l'on restreint l'utilisation de la corrélation à  $\Phi_{po} \in [0\%; 70\%]$ .

La tortuosité des pores ouverts  $\tau_{po}$  est estimée à l'aide de la théorie fractale (section 3.3.2).

Puisque la matrice de magnétite comporte des inclusions de liquide (pores fermés), le modèle d'homogénéisation de **MAXWELL [1954]** est employé pour estimer la conductivité de la matrice de magnétite  $\lambda_m$ . Ce modèle est obtenu analytiquement en supposant que les inclusions sont toutes de forme sphérique, de même taille et qu'elles représentent un faible volume poreux (< 30%). Il est donc adapté pour décrire la conductivité thermique de la matrice de magnétite :

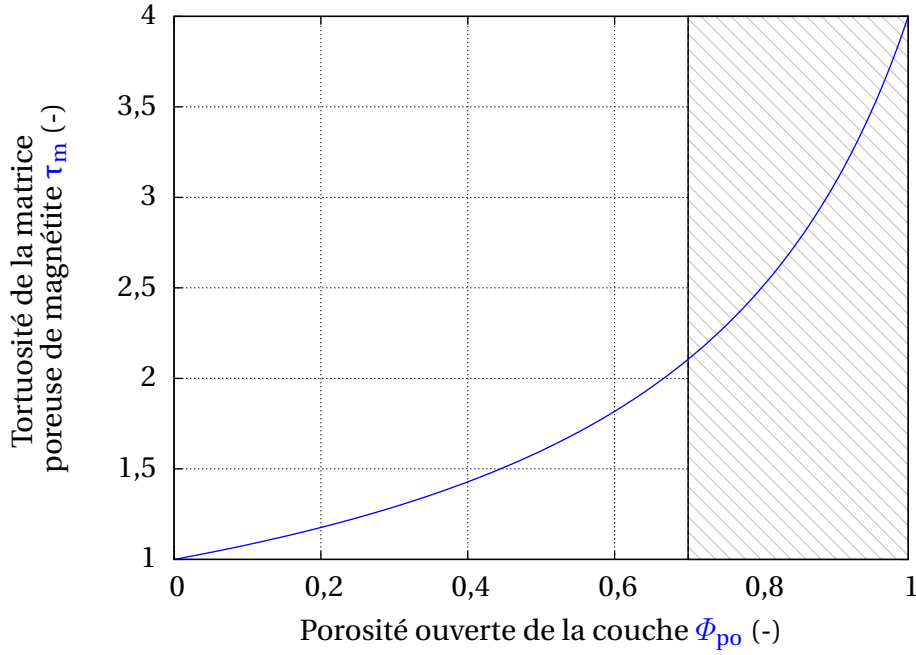


Figure 3.5: Tortuosité de la matrice poreuse de magnétite en fonction de la porosité ouverte d'une couche

$$\lambda_m(x) = \lambda_{mag} \frac{1 - \frac{\Phi_p(x) - \Phi_{po}(x)}{1 - \Phi_{po}(x)} \frac{2(\lambda_{mag} - \lambda_l)}{\lambda_l + 2\lambda_{mag}}}{1 + \frac{\Phi_p(x) - \Phi_{po}(x)}{1 - \Phi_{po}(x)} \frac{(\lambda_{mag} - \lambda_l)}{\lambda_l + 2\lambda_{mag}}} \quad (3.14)$$

Lorsque la proportion de pores fermés est nulle ( $\Phi_{po} = \Phi_p$ ), la conductivité thermique de la matrice est égale à celle de la magnétite ( $\lambda_m = \lambda_{mag}$ ). Lorsque la proportion de pores fermés ( $\Phi_p - \Phi_{po}$ ) devient non nulle, la conductivité thermique de la matrice diminue car la conductivité thermique du liquide est plus faible que celle de la magnétite.

Ainsi, en utilisant les relations 3.3 et 3.11, la définition de la tortuosité  $\tau$  (Eq. 3.12) et le fait que  $S_m = S_{dep} - S_{po}$ , la conductivité thermique effective du dépôt d'encrassement  $\lambda_{dep}$  vaut :

$$\lambda_{dep}(x) = \frac{\lambda_m(x)}{\tau_m(x)} (1 - \Phi_{po}(x)) + \lambda_l \Phi_{po}(x) \int_0^{R^*(x)} \frac{1}{\tau_{po}(R,x)} \frac{\partial \psi(R,x)}{\partial R} dR + \lambda_g \Phi_{po}(x) \int_{R^*(x)}^{+\infty} \frac{1}{\tau_{po}(R,x)} \frac{\partial \psi(R,x)}{\partial R} dR \quad (3.15)$$

Quand la porosité du dépôt  $\Phi_p$  tend vers zéro, la conductivité thermique du dépôt tend vers la conductivité de la magnétite  $\lambda_{mag}$ . Quand la porosité ouverte du dépôt  $\Phi_{po}$  tend vers zéro, la contribution des pores ouverts (remplis de vapeur ou de liquide) s'estompe et le modèle de conductivité devient similaire à celui de MAXWELL [1954].

En définitive, les propriétés du dépôt nécessaires à l'estimation de la conductivité thermique du dépôt sont :

- la porosité ouverte du dépôt  $\Phi_{po}$  ;
- la distribution statistique de la taille des pores ouverts  $\psi$ .
- la tortuosité des pores ouverts  $\tau_{po}$  ;

Ces propriétés seront déterminées à l'aide d'une approche fractale, décrite dans la partie 3.3.2.

### Perméabilités liquide et vapeur des dépôts

La perméabilité liquide  $K_l$  et la perméabilité vapeur  $K_g$  sont définies par la loi de Darcy :

$$\Delta P_i(x) = \frac{\mu_i Q_i(x) \Delta x}{K_i(x) S_{dep}} \quad i = l, g \quad (3.16)$$

où

$Q_i$	débit volumique du fluide traversant le dépôt
$\Delta P_i$	perte de charge du fluide traversant le dépôt
$\Delta x$	épaisseur de la couche traversée par le fluide

Cette loi relie la perte de charge  $\Delta P_i(x)$  subie par le fluide lorsqu'il traverse le milieu poreux avec un débit  $Q_i$ . La perméabilité  $K_i$  traduit alors l'aisance qu'a le fluide à traverser le dépôt : une hausse de la perméabilité implique une diminution de la perte de charge.

Le régime d'écoulement dans un pore est celui de Stokes : le nombre de Reynolds (Eq. A.24) est très inférieur à 1. Le débit volumique d'un pore ouvert de rayon  $R$ , noté  $Q_i(R, x)$ , suit alors la loi de Poiseuille :

$$Q_i(R, x) = \frac{1}{8\pi} \frac{\Delta P_i(x)}{\mu_i L_{po}(R, x)} (\pi R^2)^2 \quad i = l, g \quad (3.17)$$

Pour calculer le débit volumique total de liquide  $Q_l$ , le produit entre le débit volumique d'un pore ouvert  $Q_i(R, x)$  et le nombre de pores ouverts de rayon  $R$  est intégré entre 0 et  $R^*$ . Le débit volumique total de vapeur  $Q_g$  est quant à lui obtenu en intégrant ce même produit entre  $R^*$  et  $+\infty$ . L'équation 3.3 est également utilisée pour obtenir les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} Q_l(x) &= \int_0^{R^*(x)} Q_l(R, x) \frac{1}{\pi R^2} \frac{\partial S_{po}(R, x)}{\partial R} dR \\ &= \frac{\Delta P_l(x) S_{dep} \Phi_{po}(x)}{\mu_l} \int_0^{R^*(x)} \frac{R^2}{L_{po}(R, x)} \frac{\partial \psi}{\partial R} dR \end{aligned} \quad (3.18)$$

$$Q_g(x) = \frac{\Delta P_g(x) S_{dep} \Phi_{po}(x)}{\mu_g} \int_{R^*(x)}^{+\infty} \frac{R^2}{L_{po}(R, x)} \frac{\partial \psi}{\partial R} dR \quad (3.19)$$

Finalement, en utilisant la définition de la tortuosité des pores ouverts  $\tau_{po}$  et la loi de Darcy (Eq. 3.16), la perméabilité liquide  $K_l$  et la perméabilité vapeur  $K_g$  s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} K_l(x) = \frac{\Phi_{po}(x)}{8} \int_0^{R^*(x)} \frac{R^2}{\tau_{po}(R,x)} \frac{\partial \psi}{\partial R} dR \\ K_g(x) = \frac{\Phi_{po}(x)}{8} \int_{R^*(x)}^{+\infty} \frac{R^2}{\tau_{po}(R,x)} \frac{\partial \psi}{\partial R} dR \end{array} \right. \quad (3.20)$$

Les perméabilités liquide et vapeur tendent vers zéro lorsque la porosité ouverte  $\Phi_{po}$  s'approche de zéro. Nous noterons aussi que lorsque la proportion d'une phase (l ou g) tend vers zéro ( $R^* \rightarrow +\infty$  ou 0), sa perméabilité tend vers zéro.

Ces résultats sont cohérents car lorsque que la proportion d'un fluide (liquide ou vapeur) dans le dépôt tend vers 0, la quantité de pores permettant au fluide de traverser le dépôt tend vers 0. Il devient alors plus difficile pour ce fluide de traverser le dépôt, et sa perméabilité associée tend vers 0.

Nous noterons qu'il est logique que la perméabilité du liquide soit différente de la perméabilité de la vapeur car ces deux fluides n'empruntent pas le même réseau de pores : le liquide traverse les pores de plus petites tailles contrairement à la vapeur qui elle traverse les pores de grandes tailles.

En définitive, les propriétés du dépôt nécessaires à l'estimation des perméabilités liquide et vapeur du dépôt sont identiques à celles requises pour estimer la conductivité thermique du dépôt :

- la porosité ouverte du dépôt  $\Phi_{po}$  ;
- la distribution statistique de la taille des pores ouverts  $\psi$ .
- la tortuosité des pores ouverts  $\tau_{po}$  ;

La valeur du rayon du ménisque  $R^*$  est également requise pour estimer la conductivité thermique et les perméabilités. Pour cela, la condition aux limites  $R^*$  ( $x = L_{dep}$ ) doit être déterminée.

Nous noterons que ces quatre propriétés concernent exclusivement les pores ouverts du dépôt. La méthode pour estimer leurs propriétés est présentée dans la section suivante.

### 3.3.2 Propriétés géométriques

#### Porosité ouverte des dépôts $\Phi_{po}$

La porosité ouverte des dépôts d'encrassement est calculée par la fonction de **BEDRIKOVETSKY et BRUINING [1995]** :

$$\Phi_{po}(x) = \left\{ \begin{array}{l} 0, \quad \text{si } \Phi_p(x) \leq \Phi_c \\ \Phi_p(x), \quad \text{si } \Phi_p(x) \geq 1,65\Phi_c \\ 1,65\Phi_c \left( \frac{\Phi_p(x) - \Phi_c}{0,65\Phi_c} \right)^\beta, \quad \text{sinon} \end{array} \right. \quad (3.21)$$

où  $\left| \begin{array}{l} \Phi_c \text{ seuil de percolation} \\ \beta \text{ exposant critique provenant de la théorie de la percolation} \end{array} \right.$

L'exposant critique  $\beta$  est universel, et est déterminé numériquement à 0,41 pour un milieu 3D [STAUFFER, 1992]. Le seuil de percolation  $\Phi_c$  correspond à la porosité minimale en dessous de laquelle le fluide n'est plus en mesure de traverser le dépôt. En d'autres termes, lorsque la porosité du dépôt  $\Phi_p$  est inférieure au seuil de percolation  $\Phi_c$ , tous les pores sont fermés et il n'existe pas de chemin géométrique pour traverser le dépôt. Le seuil de percolation atteint une valeur maximale de 28,95% pour un milieu poreux composé de sphères [RINTOUL et TORQUATO, 1997]. Dans le cas des dépôts d'encrassement, sa valeur est probablement plus faible du fait d'une forme de pores plus étirée. Une étude de sensibilité est réalisée sur ce paramètre dans le chapitre 4 de manière à estimer son influence sur le transfert thermique. Dans la suite du manuscrit, il est choisi d'utiliser la valeur de 28,95%.

La figure 3.6 illustre l'évolution de la porosité ouverte d'une couche  $\Phi_{po}$  en fonction de sa porosité  $\Phi_p$ .

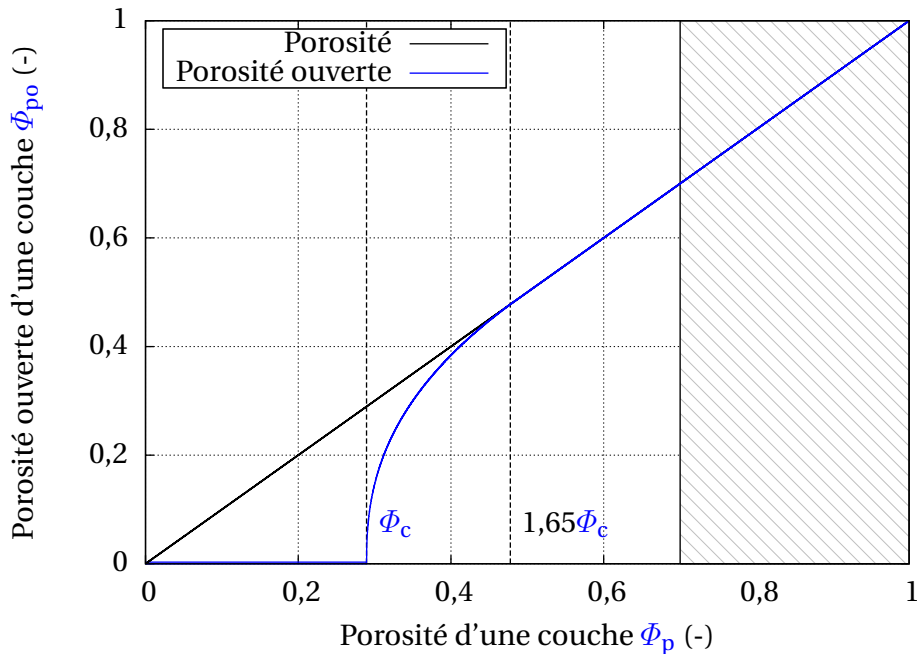


Figure 3.6: Porosité ouverte d'une couche de dépôt en fonction de sa porosité

Lorsque la porosité  $\Phi_p(x)$  d'une couche est inférieure au seuil de percolation  $\Phi_c$ , les pores de la couche sont fermés à l'écoulement :  $\Phi_{po}(x) = 0$ . Quand la porosité ouverte est nettement supérieure au seuil de percolation, tous les pores sont ouverts à l'écoulement, ce qui se traduit par  $\Phi_{po}(x) = \Phi_p(x)$ . Proche du seuil, la théorie de la percolation prédit que la fraction de pores ouverts  $\Phi_{po}(x)$  est proportionnelle à  $(\Phi_p(x) - \Phi_c)^\beta$  [GRIMMET, 1989].

La fonction de BEDRIKOVETSKY et BRUINING [1995] permet alors de considérer des couches denses, fermées à l'écoulement. Prendre en compte ces couches est pertinent pour simuler le vieillissement des couches de dépôts. Il est à noter que certaines couches peuvent avoir à la fois des pores ouverts et des pores fermés à l'écoulement.

### Distribution de la taille des pores ouverts des dépôts $\psi$

La distribution de la taille des pores ouverts  $\psi$  est une donnée essentielle pour décrire la microstructure poreuse du dépôt. La figure 3.7 montre la fraction volumique de pores

ouverts d'un dépôt d'encrassement de GV en fonction de la taille des pores. Une barre bleue représente la proportion du volume poreux (hauteur de la barre) occupée par les pores compris entre deux tailles successives (largeur de la barre).

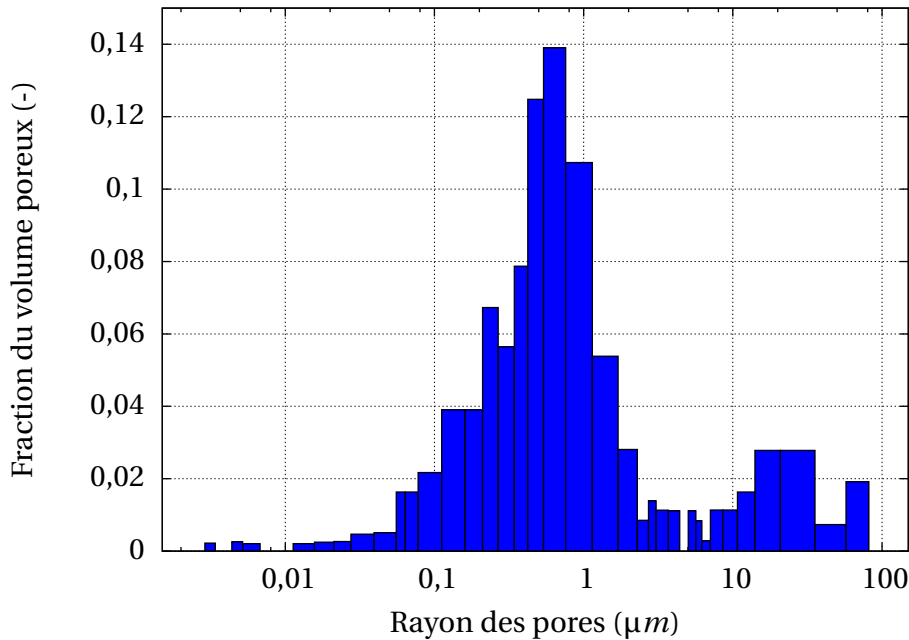


Figure 3.7: Fraction volumique des pores ouverts en fonction de leur rayon

Cette distribution est mesurée par TAPPING et al. [1991] à l'aide d'un porosimètre à mercure. Le mercure, qui est un fluide non mouillant vis-à-vis du dépôt d'encrassement, est utilisé pour remplir les porosités du dépôt. La pression d'injection du mercure augmente graduellement. La loi de Laplace (Eq. 3.6) pilote le remplissage des pores du dépôt : au fur et à mesure que la pression d'injection augmente, les pores de plus petites tailles se remplissent. En effet, à une pression donnée, tous les pores au-delà d'une certaine taille sont remplis. En augmentant davantage la pression, le mercure pénètre dans des pores plus petits, et la différence de volume de mercure utilisé pour remplir le surplus de pores disponibles correspond au volume de pores entre deux tailles successives. Cette opération est réalisée de manière séquentielle, et la distribution de la figure 3.7 est obtenue.

Cette méthode n'est pas en mesure de décrire la distribution de la taille des pores dans chacune des couches. La mesure s'effectue sur la totalité du dépôt et par conséquent ne décrit pas la variation de la porosité suivant l'épaisseur du dépôt. De plus, le mercure ne peut pas pénétrer dans les pores fermés. Cette mesure ne concerne donc que les pores ouverts. Enfin, le volume mesuré de pores entre deux tailles successives dépend fortement des intervalles de mesures. Des biais de mesure peuvent apparaître dans la distribution si l'intervalle de tailles mesurées n'est pas régulier.

D'après la figure 3.7, les pores ouverts ont un rayon qui varie environ entre 0,01 µm et 100 µm. On observe la présence de deux tailles caractéristiques de pores, qui correspondent à deux ordres de grandeur différents (Fig. 3.8).

La présence de ces deux types de pores n'est pas fortuit. Les cheminées d'ébullition proviennent des bulles de vapeur créées à la surface du tube. Ces bulles empêchent localement le dépôt de matière ce qui induit la présence de pores de grande taille. Des pores de petite taille sont eux formés entre les particules qui constituent le dépôt (Fig. 3.8).

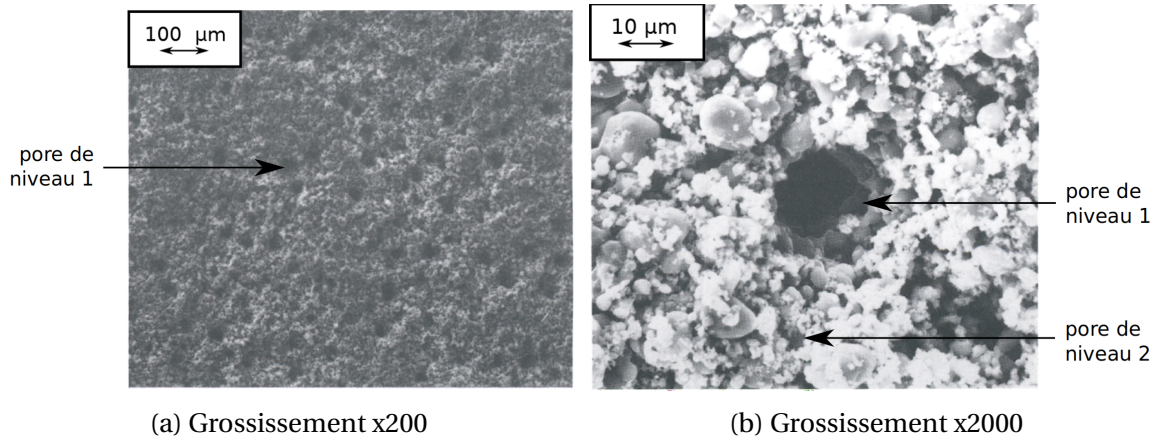


Figure 3.8: Photographies des différentes tailles de pores dans le dépôt

Puisque l'appellation de capillaires et de cheminées d'ébullition dépend des conditions hydrodynamiques (taille respectivement inférieure et supérieure à  $R^*$ ), nous utiliserons le terme "niveau" pour décrire les différentes tailles caractéristiques de pores. Les pores de niveau 1 correspondent aux pores de grande taille. Les pores de niveau 2 correspondent aux pores de petite taille.

Ces deux niveaux de pores semblent suivre chacun une distribution log-normale (distribution gaussienne sur une échelle logarithmique) : une centrée autour de  $20 \mu m$  (niveau 1) et une autre centrée autour de  $1 \mu m$  (niveau 2) (Fig. 3.7). On notera que la fraction volumique des deux types de pores (hauteur des distributions log-normales) est différente : les pores de niveau 1 constituent environ 10% du volume poreux (somme de la hauteur des barres bleues correspondant aux pores de niveau 1). Les pores de niveau 2 constituent environ 90% du volume poreux.

Cependant, même si la hauteur des gaussiennes diffère, leur forme (et plus précisément leur écart-type  $\sigma$ ) semble identique. Cette similitude de forme peut aussi être observée sur le cliché de dépôt de la figure 3.8. En effet, les pores de niveau 2 semblent se répartir de la même manière que les pores de niveau 1. Cette similitude sur plusieurs échelles est caractéristique des objets que l'on appelle "fractals" [MANDELBROT, 1982].

De manière à satisfaire non seulement la distribution log-normale des différents types de pores, et l'organisation fractale du dépôt, une nouvelle approche appelée **Fractale Statistique (FS)** est proposée. L'idée est de considérer que l'organisation des pores à l'intérieur d'un niveau suit une distribution statistique (log-normale pour les dépôts d'encrassement) et que l'organisation entre les niveaux suit une distribution fractale. Une autre façon de formuler le modèle est de dire qu'individuellement, les pores ne sont pas fractals mais qu'ils le sont collectivement (lorsque ceux-ci constituent une distribution statistique).

En considérant des distributions log-normales de pores, la densité de population des pores ouverts  $f(R, x)$  s'exprime comme :

$$f(R, x) = \sum_{i=1}^n \frac{N_i(x)}{N_{tot}(x)} \frac{\exp\left(-\left(\frac{\ln\left(\frac{R}{R_i}\right)}{\sqrt{2}\sigma}\right)^2\right)}{R\sigma\sqrt{2\pi}} \quad (3.22)$$



où	$n$	nombre de niveaux de pores (= 2 pour les dépôts d'encrassement)
	$N_i$	nombre de pores ouverts de niveau $i$
	$N_{tot} = \sum_{i=1}^n N_i$	nombre total de pores ouverts
	$R_i$	rayon médian des pores ouverts de niveau $i$
	$\sigma$	écart-type pour chacune des distributions log-normales

Dans le modèle actuel, nous considérons que le nombre total de niveau  $n$ , les rayons médians  $R_i$  et l'écart-type  $\sigma$  restent constants le long de l'épaisseur du dépôt.

En considérant comme fractal chaque niveau de pores (représenté par une distribution statistique), le nombre  $N_i$  de pores ouverts de niveau  $i$  suit la loi fractale suivante [MANDELROT, 1982] :

$$N_i(x) \propto R_i^{-D_N(x)} \quad (3.23)$$

où  $D_N(x)$  dimension fractale du nombre de pores ouverts dans une couche  $x$

Cette loi d'échelle est utilisée pour moduler en amplitude chacune des distributions log-normales (Eq. 3.22) :

$$\begin{cases} N_i(x) = N_1(x) \left( \frac{R_1}{R_i} \right)^{D_N(x)} \\ N_{tot}(x) = \sum_{i=1}^n N_i(x) = N_1(x) R_1^{D_N(x)} \sum_{i=1}^n R_i^{-D_N(x)} \end{cases} \quad (3.24)$$

En utilisant la relation précédente, la proportion en nombre de pores  $N_i(x)/N_{tot}(x)$  intervenant dans l'équation 3.22 s'exprime alors comme :

$$\frac{N_i(x)}{N_{tot}(x)} = \frac{R_i^{-D_N(x)}}{\sum_{j=1}^n R_j^{-D_N(x)}} \quad (3.25)$$

L'ensemble des relations fractales (Eq. 3.23 - Eq. 3.25) font intervenir la dimension fractale du nombre de pores ouverts  $D_N$ . Cette dimension témoigne du caractère fractal d'un objet. Si la dimension  $D_N$  est égale à 2, les pores ouverts se comportent comme une surface : si la taille d'un pore est divisée par 2, le nombre de pores de cette nouvelle taille sera  $2^2 = 4$  fois supérieur au nombre pores de la taille initiale (Eq. 3.24). Si la dimension  $D_N$  est égale à 3, les pores ouverts se comportent comme un volume : si la taille d'un pore est divisée par 2, le nombre de pores associés à cette nouvelle taille sera  $2^3 = 8$  fois supérieur par rapport à la taille initiale (Eq. 3.24).

La dimension fractale du nombre de pores ouverts  $D_N$  peut-être obtenue à l'aide du modèle analytique de RIEU et SPOSITO [1991] (Eq. 3.26). Ce modèle est déduit de la relation fractale fondamentale (Eq. 3.23) et de la propriété d'invariance par changement d'échelle des objets fractals. Une démonstration de cette relation est proposée en annexes A.5.1.

$$D_N(x) = D_S - \frac{\ln(1 - \Phi_{po}(x))}{\ln\left(\frac{R_n}{R_1}\right)} \quad (3.26)$$

où  $D_S$  dimension fractale de la surface d'une couche de dépôt  $x$

La figure 3.9 illustre l'évolution de la dimension fractale  $D_N$  en fonction de la porosité ouverte  $\Phi_{po}$  pour un dépôt ayant 2 niveaux de pores :  $R_1 = 10\mu m$ ,  $R_2 = 1\mu m$ . Dans ce cas d'application, la dimension de la surface du dépôt  $D_S$  est égal à 2. Cela correspond à une surface lisse. Une surface rugueuse aurait en effet une dimension fractale comprise entre 2 et 3.

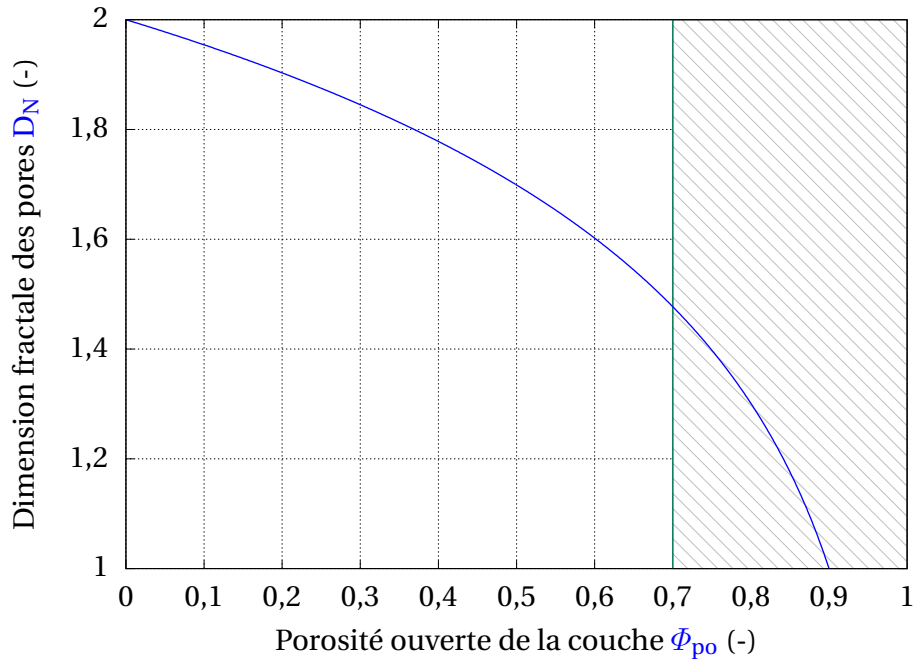


Figure 3.9: Dimension fractale du nombre de pores en fonction de la porosité ouverte du dépôt

Lorsqu'il n'y a pas de pores ouverts ( $\Phi_{po} = 0$ ), la dimension fractale  $D_N$  est égale à celle de la surface du dépôt  $D_S = 2$ . En effet, sans porosité, la surface apparente du dépôt correspond à une surface lisse 2D. Cependant, au fur et à mesure que la porosité ouverte  $\Phi_{po}$  augmente, des pores ouverts apparaissent dans cette surface. Cette surface devient donc amputée de la surface des pores : sa dimension fractale diminue pour tendre vers 1. En d'autres termes, la surface "trouée" du dépôt se comporte de plus en plus comme une ligne, un contour de surface. Pour comprendre, la même analogie peut être faite pour une ligne (1D) à laquelle on retire des segments (porosités). Au fur et à mesure que la porosité augmente, on retire de plus en plus de segments et cette ligne se transforme en une succession de points (0D).

Ainsi, la densité de population des pores ouverts  $f$  s'exprime seulement en fonction des grandeurs  $R_i$ ,  $\sigma$  et  $D_S$ . Ces grandeurs peuvent être considérées comme des données d'entrée du modèle FS. Celles-ci seront néanmoins déduites dans le cas des dépôts d'encrassement ( $n = 2$ ) en ajustant le modèle FS à la mesure de dépôt effectuée par TAPPING et al. [1991] (Fig. 3.7). Cet ajustement est présenté lors de la validation de la modélisation microscopique, dans le chapitre 4.

Il est à noter que le modèle FS est une généralisation de la relation rang-taille fractale classique [MANDELROT, 1982]. En effet, en faisant tendre l'écart-type  $\sigma$  des distributions log-normales vers 0, les distributions log-normales se transforment en Dirac, et le modèle FS converge vers la relation rang-taille fractale discrète. Dans le cas limite où  $n = 1$ , le modèle reste valide (Eq. 3.22) même si les relations fractales (Eq. 3.23 à Eq. 3.26) n'ont

plus vraiment de sens.

Le nombre de pores ouverts de rayon  $R$  s'exprime de deux manières ; soit en fonction de la densité de population  $f(R,x)$ , soit en fonction de leur surface associée :

$$N_{tot}(x)f(R,x)dR = \frac{1}{\pi R^2} \frac{\partial S_{po}(R,x)}{\partial R} dR \quad (3.27)$$

Par intégration de la dérivée de la surface des pores ouverts, la surface totale de pores ouverts  $S_{po}(x)$  vaut :

$$\begin{aligned} S_{po}(x) &= N_{tot}(x) \int_0^{+\infty} \pi R^2 f(R,x) dR \\ &= \exp(2\sigma^2) \sum_{i=1}^n N_i(x) \pi R_i^2 \end{aligned} \quad (3.28)$$

Le détail du calcul de la surface des pores ouverts  $S_{po}(x)$  est présenté en annexes A.5.2.

Ainsi, la fonction de distribution de la taille des pores  $\frac{\partial \psi}{\partial R}$  est obtenue en utilisant la relation 3.3, 3.25, 3.27 et 3.28. Le détail du calcul est présenté en annexes A.5.3.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi}{\partial R} &= \frac{N_{tot} \pi R^2}{S_{po}(x)} f(R,x) \\ &= \frac{\sum_{i=1}^n R_i^{-D_N(x)}}{\exp(2\sigma^2) \sum_{j=1}^n R_j^{2-D_N(x)}} R^2 f(R,x) \end{aligned} \quad (3.29)$$

Par intégration de la fonction de distribution entre 0 et  $R$ , la distribution de la taille des pores ouverts  $\psi(R,x)$  (i.e. fraction volumique de pores ayant une taille comprise entre 0 et  $R$ ) est alors calculée :

$$\begin{aligned} \psi(R,x) &= \int_0^R \frac{\partial \psi}{\partial R'} dR' \\ &= \sum_{i=1}^n \frac{\Gamma_i}{2} \left[ \operatorname{erf} \left( \frac{\ln \left( \frac{R}{R_i} \right) - 2\sigma^2}{\sqrt{2}\sigma} \right) + 1 \right] \end{aligned} \quad (3.30)$$

$\Gamma_i$  est un facteur de pondération entre les pores de différents niveaux qui s'exprime comme ci-dessous :

$$\Gamma_i = \frac{N_i(x) \pi R_i^2}{S_{po}(x)} = \frac{R_i^{2-D_N(x)}}{\sum_{j=1}^n R_j^{2-D_N(x)}} \quad (3.31)$$

Le détail du calcul est présenté en annexes A.5.4

Puisque la distribution de la taille des pores est définie comme la proportion de pores ouverts ayant une taille inférieure à  $R$ , cette fonction varie entre 0 et 1. L'expression de la distribution de la taille (Eq. 3.30) respecte cette propriété : lorsque  $R$  tend vers 0, la

distribution  $\psi$  tend vers 0 (car les fonctions erf tendent vers  $-1$ ) ; lorsque  $R$  tend vers  $+\infty$ , la distribution  $\psi$  tend vers 1 (car les fonctions erf tendent vers 1). Ce comportement aux limites est observé dans la figure 3.11.

Afin d'estimer la distribution de la taille des pores  $\psi$ , les rayons médians des pores  $R_i$ , l'écart-type  $\sigma$ , la dimension fractale de la surface du dépôt  $D_S$  et la porosité du dépôt  $\Phi_p$  sont nécessaires. Ces grandeurs sont les données d'entrée du modèle de caractérisation fractale. De manière à tester le modèle, nous adopterons de manière arbitraire, mais représentative des dépôts dans les GV, les caractéristiques listées dans le tableau 3.2 :

Caractéristiques du dépôt	Valeur arbitraire
Nombre de niveaux de pores $n$	2
Rayon médian $R_1$ des pores de niveau 1	$10\mu m$
Rayon médian $R_2$ des pores de niveau 2	$1\mu m$
Écart-type des distributions $\sigma$	0,5
Dimension fractale de la surface du dépôt $D_S$	2,5
Porosité du dépôt $\Phi_p$	50%

Tableau 3.2: Valeurs des caractéristiques du dépôt choisies pour les simulations

La figure 3.10 illustre la fonction de distribution de la taille des pores ouverts  $\frac{\partial\psi}{\partial R}$  en fonction de la taille des pores ouverts  $R$ . Sur cette fonction de distribution, on distingue une distribution log-normale pour chacun des deux niveaux de pores. Le décalage entre les rayons médians de la fonction de distribution et leur mode respectif (rayon correspondant au maximum local) provient du fait que la surface des pores est prise en compte dans le calcul de la fonction de distribution. Même si les pores correspondants aux modes sont moins nombreux que ceux correspondant aux rayons médians, leur rayon est plus grand et ils occupent ainsi au total une surface plus importante dans une couche de dépôt.

On observe que la fonction de distribution de la taille des pores tend vers 0 lorsque  $R$  tend vers 0 ou  $+\infty$ , comme attendu pour des milieux poreux naturels. Il est à noter qu'une description fractale classique du dépôt n'aurait pas permis d'obtenir ce comportement aux limites. En effet, la fonction de distribution estimée par la théorie fractale classique diverge vers  $+\infty$  lorsque  $R$  tend vers 0 [MANDELBROT, 1982] (section 3.4).

La figure 3.11 montre la distribution de la taille des pores ouverts  $\psi$  en fonction de la taille des pores ouverts  $R$ . On observe que la distribution de la taille des pores est bien comprise entre 0 et 1. Avec les caractéristiques choisies (tableau 3.2), on observe qu'environ 25% du volume poreux est engendré par les pores de niveau 1 (les plus grands), et 75% par les pores de niveau 2 (les plus petits).

### Rayon du ménisque de la couche supérieure des dépôts $R^*(L_{dep})$

Le rayon du ménisque de la couche supérieure  $R^*(x = L_{dep})$  est requis pour la condition aux limites de la pression de la vapeur (Eq. 3.8). Nous supposons que le mécanisme d'ébullition pilote la construction géométrique du dépôt. Ainsi, nous considérons que les pores de niveau 1 sont créés suite à la présence de bulles de vapeur durant le processus de dépôt de matière. Les pores de niveau 2 sont, quant à eux, créés au niveau des interstices entre les particules de dépôt. Nous pouvons alors considérer que la limite entre les

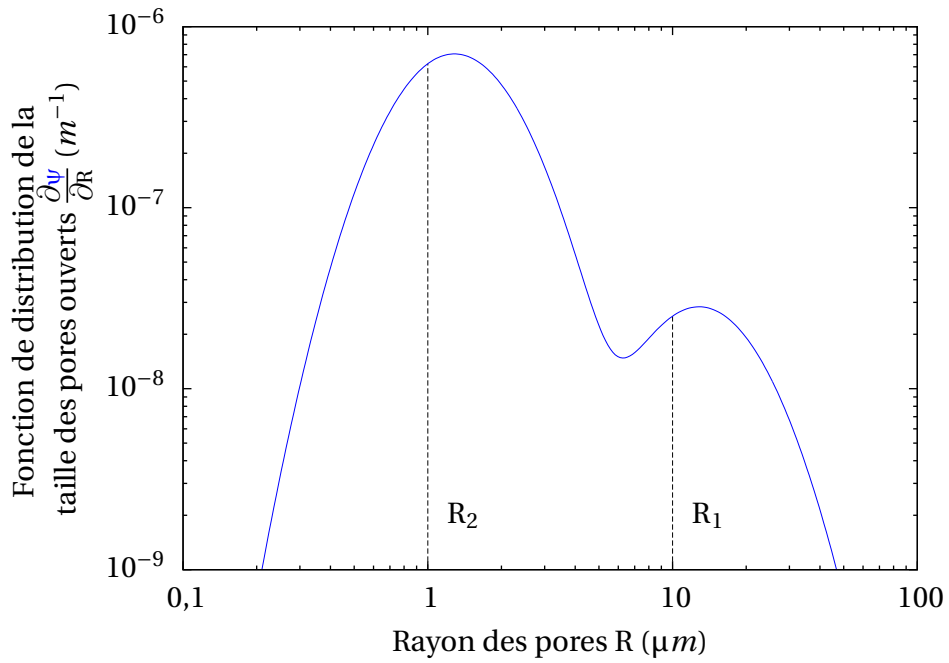


Figure 3.10: Fonction de distribution de la taille des pores ouverts

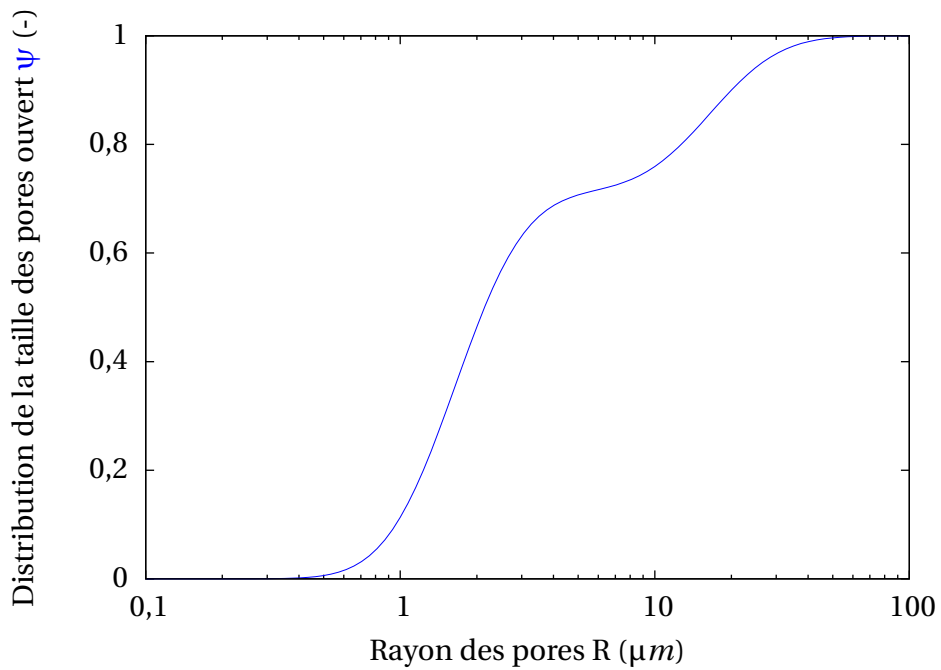


Figure 3.11: Distribution de la taille des pores ouverts

pores de niveau 1 et les pores de niveau 2 correspond au rayon du ménisque de la couche supérieure  $R^*(x = L_{\text{dep}})$  qui distingue les cheminées d'ébullition et les capillaires.

Ainsi, le rayon du ménisque  $R^*(x = L_{\text{dep}})$  correspond au minimum local entre les deux distributions log-normales. D'un point de vue mathématique, ce rayon satisfait les deux relations suivantes :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \psi}{\partial R^2}(R^*(L_{\text{dep}}), L_{\text{dep}}) = 0 \\ \frac{\partial^3 \psi}{\partial R^3}(R^*(L_{\text{dep}}), L_{\text{dep}}) > 0 \end{cases} \quad (3.32)$$

La figure 3.12 illustre la détermination du rayon du ménisque  $R^*(x = L_{\text{dep}})$ . Pour les caractéristiques choisies (tableau 3.2), le rayon du ménisque  $R^*(x = L_{\text{dep}})$  vaut environ  $6\mu m$ . La valeur  $R^*(x)$  dans le reste du dépôt dépend fortement de cette condition aux limites (Eq. 3.32) et son évolution est calculée par l'équation 3.6.

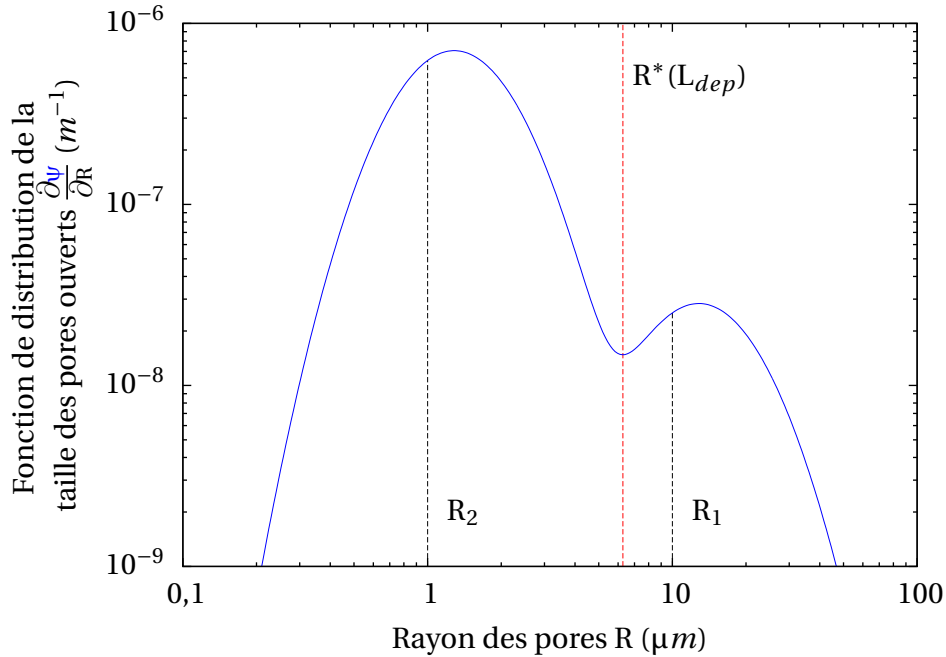


Figure 3.12: Détermination du rayon du ménisque au niveau de la couche supérieure

Il est à noter que cette égalité entre le rayon du ménisque et la limite entre les deux niveaux de pores n'est vraie que dans la couche supérieure. En effet, lors de la création d'une couche, il y a bien correspondance entre le rayon du ménisque  $R^*$  et la limite entre les deux distributions log-normales. Cependant, dès qu'au moins une autre couche se dépose par dessus, les pressions liquide et vapeur sont modifiées par la présence de cette nouvelle couche (Eq. 3.7). Le rayon du ménisque est alors modifié<sup>1</sup> (Eq. 3.6) et il n'y a plus de correspondance avec la limite entre les deux niveaux de pores (qui elle est restée identique). Des pores de niveau 1 (ou de niveau 2) peuvent alors se comporter comme des capillaires (ou des cheminées) dans les couches inférieures du dépôt.

<sup>1</sup>Le rayon du ménisque diminue au fur et à mesure que l'on progresse dans le dépôt (vers le tube). En effet, les phases liquide et vapeur circulant à contre-courant, leur gradient de pression est inversé. La pression liquide diminue en se rapprochant du tube, celle de la vapeur augmente. Ainsi, l'écart de pression entre les deux phases s'accroît, ce qui conduit à une diminution du rayon du ménisque.

### Tortuosité des pores ouverts des dépôts

De la même manière que pour le nombre de pores, la théorie fractale prédit que la tortuosité des pores ouverts  $\tau_{po}$  suit la loi d'échelle fondamentale suivante [WHEATCRAFT et TYLER, 1988] :

$$\tau_{po}(R, x) = \left( \frac{L_{dep}}{R} \right)^{D_{\tau}(x)-1} \quad (3.33)$$

où  $D_{\tau}(x)$  dimension fractale de la tortuosité des pores ouverts dans une couche  $x$

La dimension fractale de la tortuosité  $D_{\tau}$  est supérieure ou égale à 1. Cette relation nous indique que plus le rayon des pores est faible, plus leur sinuosité est importante. Cette propriété fractale est observée dans la nature : les capillaires sanguins présents dans le corps humains sont fins et plus sinueux que les artères sanguines par exemple.

Nous pouvons remarquer que pour une taille de pores donnée, la tortuosité dépendra de la distance à la paroi  $x$ . En effet, le gradient de porosité dans le dépôt modifie la dimension fractale des tortuosités  $D_{\tau}(x)$ . Plus un pore est proche de la paroi et plus sa tortuosité est importante.

Cette dimension fractale est obtenue en moyennant la relation 3.33 suivant  $R$  [YU et CHENG, 2002]. L'hypothèse réalisée ici est de considérer que les pores correspondant au rayon moyen  $\langle R_{po} \rangle$  ont une tortuosité correspondant à la tortuosité moyenne des pores  $\langle \tau_{po} \rangle$ .

$$D_{\tau}(x) = 1 + \frac{\ln(\langle \tau_{po} \rangle(x))}{\ln\left(\frac{L_{dep}}{\langle R_{po} \rangle(x)}\right)} \quad (3.34)$$

où  $\langle \tau_{po} \rangle(x)$  tortuosité moyenne des pores ouverts de la couche  $x$   
 $\langle R_{po} \rangle(x)$  rayon moyen des pores ouverts de la couche  $x$

La tortuosité moyenne des pores ouverts  $\langle \tau_{po} \rangle(x)$  est calculée à l'aide d'un modèle de tortuosité provenant de la théorie de la percolation [HUNT et al., 2014]. Ce modèle (Eq. 3.35) est obtenu analytiquement en supposant que les effets de bord sont négligeables, c'est-à-dire que l'épaisseur du dépôt est considérée comme suffisamment grande vis-à-vis des tailles de pores.

$$\langle \tau_{po} \rangle(x) = \left( \frac{\Phi_p(x) - \Phi_c}{1 - \Phi_c} \right)^{\nu(1-D_{opt})} \quad (3.35)$$

où  $\nu$  exposant critique provenant de la théorie de la percolation  
 $D_{opt}$  dimension fractale du chemin optimal

La valeur de l'exposant universel  $\nu$  ne dépend que de la dimension du système, et vaut 0,88 en 3D [HUNT et al., 2014]. C'est également le cas de la dimension fractale du chemin optimal  $D_{opt}$ , estimée à 1,43 en 3D [HUNT et al., 2014]. Ces grandeurs sont calculées numériquement.

La figure 3.13 illustre la variation de la tortuosité moyenne des pores ouverts  $\langle \tau_{po} \rangle$  en fonction de la porosité  $\Phi_p$ , pour un seuil de percolation  $\Phi_c$  à 28,95%.

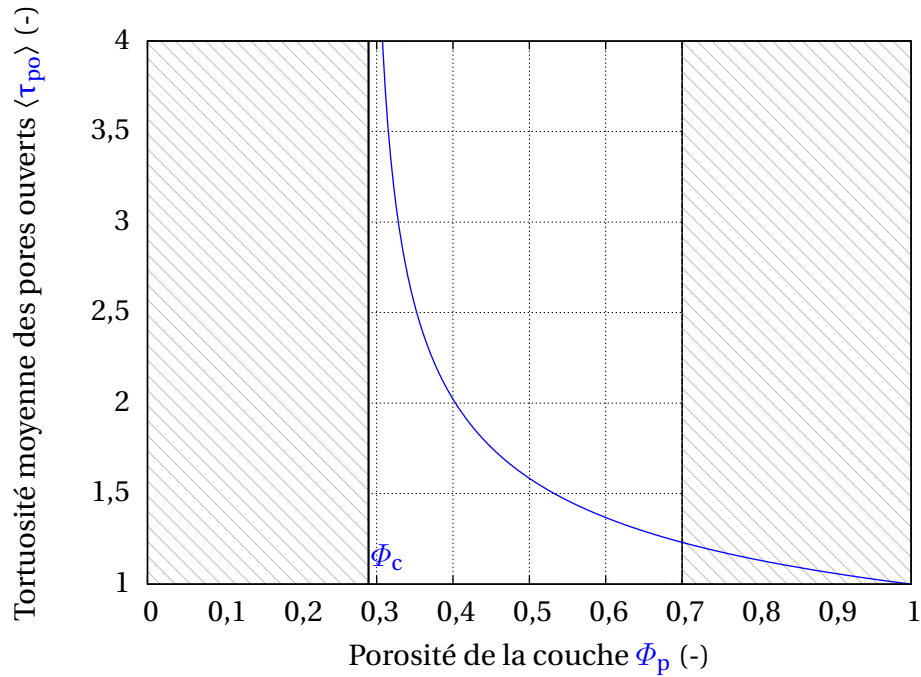


Figure 3.13: Tortuosité moyenne des pores ouverts en fonction de la porosité du dépôt

Lorsque la porosité du dépôt  $\Phi_p$  tend vers 1, la tortuosité moyenne des pores ouverts  $\langle \tau_{po} \rangle$  tend vers 1. Ce résultat est cohérent, puisque la proportion de pores ouverts augmente avec la porosité du dépôt. Lorsqu'elle augmente, le chemin emprunté par le fluide dans les pores ouverts devient moins sinueux puisque la probabilité d'être déviée par de la matière (en l'occurrence de la magnétite) devient plus faible.

De la même manière, on observe que la tortuosité des pores ouverts tend vers  $+\infty$  lorsque la porosité du dépôt  $\Phi_p$  tend vers le seuil de percolation  $\Phi_c$ . En effet, plus la porosité du dépôt  $\Phi$  se rapproche du seuil de percolation  $\Phi_c$  par des valeurs positives, et plus la proportion de pores ouverts diminue. De ce fait, la probabilité pour que le chemin emprunté par le fluide dans les pores ouverts soit dévié par de la magnétite augmente, et il est de plus en plus difficile pour le fluide de traverser le dépôt.

En dessous du seuil de percolation, la tortuosité moyenne des pores ouverts  $\langle \tau_{po} \rangle$  n'a plus de sens puisqu'il n'existe plus de pores ouverts dans le dépôt. Comme pour la conductivité thermique effective, au-delà de 70% de porosité, la tortuosité moyenne des pores ouverts n'est pas considérée pour des raisons de tenue mécanique du dépôt.

La moyenne des pores ouverts  $\langle R_{po} \rangle$  se définit par l'intégration, sur l'ensemble des tailles de pores, du produit entre le rayon  $R$  et la densité de population des pores ouverts  $f$  :

$$\begin{aligned} \langle R_{po} \rangle(x) &= \int_0^{+\infty} R f(R, x) dR \\ &= \exp\left(\frac{\sigma^2}{2}\right) \frac{\sum_{i=1}^n R_i^{1-D_N(x)}}{\sum_{i=1}^n R_i^{-D_N(x)}} \end{aligned} \quad (3.36)$$

Le détail du calcul pour quantifier la moyenne des pores ouverts est présenté en annexes A.5.5.



En reprenant la valeur des caractéristiques énoncées précédemment (tableau 3.2), le rayon moyen des pores ouverts est environ égal à  $1,2\mu m$ . En optant pour une épaisseur de dépôt  $L_{dep} = 100\mu m$ , la dimension fractale des tortuosités  $D_\tau$  vaut environ 1,1.

La tortuosité des pores ouverts  $\tau_{po}(R,x)$  peut alors être calculée pour différentes tailles de pores  $R$  et de porosité  $\Phi_p$  à l'aide de l'équation 3.33 (Fig. 3.14).

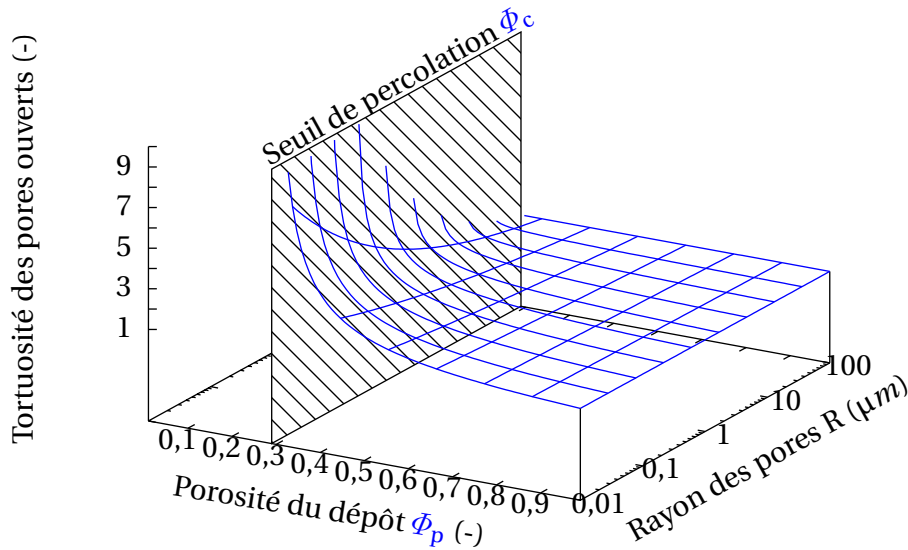


Figure 3.14: Tortuosité des pores ouverts en fonction de leur rayon et de la porosité du dépôt

On observe que la tortuosité des pores ouverts augmente lorsque la porosité du dépôt et le rayon des pores diminuent. Quand le rayon des pores tend vers  $L_{dep}$ , la tortuosité des pores ouverts tend vers 1. Lorsque le rayon des pores tend vers 0, la tortuosité des pores ouverts tend vers  $+\infty$ .

De la même manière, la tortuosité dépend fortement de la porosité du dépôt. Lorsque la porosité du dépôt  $\Phi_p$  tend vers 1, la tortuosité des pores ouverts tend vers 1. Cette dernière tend vers  $+\infty$  quand la porosité du dépôt tend vers le seuil de percolation  $\Phi_c$ .

### 3.4 Les fractals statistiques, un nouveau paradigme

Pour bien percevoir les apports du modèle FS, un état des lieux concernant la théorie fractale est réalisé.

Par définition, un objet fractal est un objet dont les motifs qui le constituent (pores, formes, feuilles, segments, etc.) possèdent une invariance d'échelle spatiale. Cette propriété d'invariance est appelée l'auto-similarité.

Il existe deux branches de la théorie fractale : la théorie fractale discrète et la théorie fractale continue.

### 3.4.1 La théorie fractale discrète

La théorie fractale discrète décrit des objets dont les motifs ont un spectre discret de taille. Ces objets fractals sont des inventions mathématiques, en général construits par itérations. Un des exemples connus de fractals discrets est le tapis de Sierpinski (Fig. 3.15).

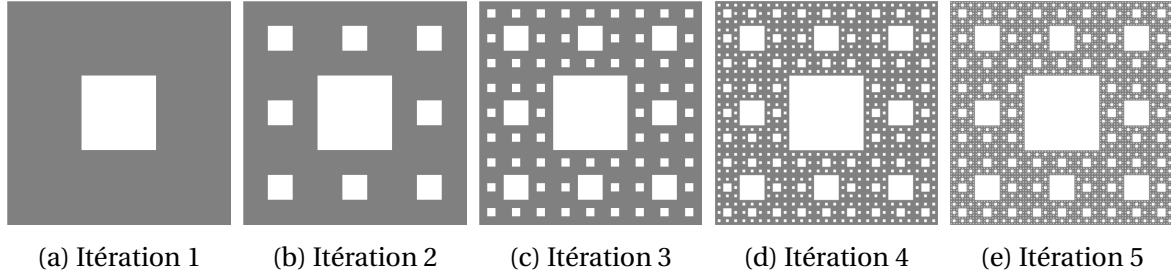


Figure 3.15: Tapis de Sierpinski

A chaque itération, un carré gris est remplacé par 8 carrés gris et 1 carré blanc au centre. Dans cet exemple, pour se conformer au cas des dépôts d'encrassement, nous assimilons les carrés blancs à des pores et les carrés gris à de la magnétite.

Le tapis de Sierpinski est fractal, car il possède une invariance par changement d'échelle. En d'autres termes, la visualisation de son motif ne nous permet pas de savoir à quelle échelle spatiale on se situe.

Cet objet fractal est discret : un pore de taille 1, puis des pores de taille 1/3, puis de taille 1/9, etc...

La théorie fractale discrète quantifie le nombre de motifs en fonction de leur taille, à partir de la loi fractale présentée dans la section précédente (Eq. 3.23).

Cette loi fait intervenir la dimension fractale du nombre de motifs  $D_N$  qui traduit le caractère fractal d'un objet. Un objet ayant une dimension fractale proche de 1 se comporte de manière similaire à un objet euclidien 1D (ligne). Il en va de même pour les objets fractals de dimension supérieure (surface, volume) ou inférieure (point).

Cette dimension se définit classiquement de la manière suivante :

$$D_N = \frac{\ln(N_r)}{\ln\left(\frac{1}{q}\right)} \quad (3.37)$$

où  $\left\{ \begin{array}{l} N_r = N_{i+1}/N_i \quad \text{rapport du nombre de pores générés entre l'itération } i+1 \text{ et } i \\ q = R_{i+1}/R_i \quad \text{rapport de taille des pores générés entre l'itération } i+1 \text{ et } i \end{array} \right.$

Dans le cas du tapis de Sierpinski, la dimension fractale vaut  $D_N = \ln(8)/\ln(3) \simeq 1,89$ . La loi fractale discrète prédit alors le nombre de pores en fonction de leur taille (nombre que l'on peut vérifier sur la figure 3.15) :

- 1 pore de taille 1 ;
- 8 pores de taille 1/3 ;
- 64 pores de taille 1/9 ;
- 512 pores de taille 1/27 ;

- 4096 pores de taille 1/81 ;
- etc...

Si cette loi est en mesure de décrire les objets fractals discrets, celle-ci n'est pas adaptée pour décrire les fractals naturels. En effet, ceux-ci possèdent généralement un spectre continu de taille de motifs.

### 3.4.2 La théorie fractale continue

Les fractals continus possèdent la même propriété d'auto-similarité que les fractals discrets si ce n'est que la taille des motifs similaires s'établit sur un spectre continu.

De nombreux objets naturels sont des fractals continus : les montagnes, les nuages, les fougères, les choux de romanesco, les ramifications des poumons, etc...

La loi d'échelle pour décrire un fractal continu est très similaire à la loi d'échelle discrète (Eq. 3.23). Elle quantifie non pas le nombre de motifs  $N(R)$  associé à une taille  $R$ , mais le nombre cumulé de motifs  $N(\geq R)$  supérieur à  $R$  :

$$N(\geq R) \propto R^{-D_N} \quad (3.38)$$

Dans la littérature [MANDELBROT, 1982], [YU et CHENG, 2002], [YU, 2008], il est souvent affirmé qu'elle dérive de la relation empirique de KORCAK [1938]. Cette corrélation correspond à une loi puissance, basée sur un référencement d'îles sur Terre, pour décrire leur nombre en fonction de leur superficie.

En réalité, la loi fractale continue dérive de la loi fractale discrète lorsque :

$$\frac{R_{\min}}{R_{\max}} \ll 1 \quad (3.39)$$

où  $\left\{ \begin{array}{l} R_{\min} \text{ taille minimal du motif fractal continu} \\ R_{\max} \text{ taille maximal du motif fractal continu} \end{array} \right.$

Pour appréhender l'approximation réalisée par le passage du discret au continu, comparons l'estimation de la dimension fractale du tapis de Sierpinski à partir de la loi discrète (Eq. 3.23) et à partir de la loi continue (Eq. 3.38).

A partir de la loi discrète (Eq. 3.23), nous pouvons exprimer la dimension fractale  $D_N$  comme :

$$D_N = \frac{\ln\left(\frac{N_{i+1}}{N_i}\right)}{\ln\left(\frac{R_i}{R_{i+1}}\right)} \quad (3.40)$$

Pour toutes les itérations  $i$ , nous obtenons  $D_N = \ln(8)/\ln(3) \simeq 1,892789$ .

Utilisons maintenant la loi fractale continue (Eq. 3.38) pour calculer la dimension fractale  $D_N$  :

$$D_N = \frac{\ln\left(\frac{N(\geq R_{i+1})}{N(\geq R_i)}\right)}{\ln\left(\frac{R_i}{R_{i+1}}\right)} = \frac{\ln\left(\frac{N_{i+1} + N_i + N_{i-1} + \dots + N_2 + N_1}{N_i + N_{i-1} + \dots + N_2 + N_1}\right)}{\ln\left(\frac{R_i}{R_{i+1}}\right)} \quad (3.41)$$

En choisissant  $i = 1$  (Fig. 3.15b), la dimension fractale est estimée à  $D_N = 2$ . En choisissant  $i = 2$ , on obtient  $D_N \simeq 1,905344$ . Avec  $i = 3$ ,  $D_N = 1,894347$ . Au fur et à mesure que le nombre d'itérations augmente, l'erreur liée à l'utilisation de la loi fractale continue diminue. En effet, le rapport  $\frac{N(\geq R_{i+1})}{N(\geq R_i)}$  tend vers le rapport  $\frac{N_{i+1}}{N_i}$  :

$$\begin{aligned} & \frac{N_{i+1} + N_i + N_{i-1} + \dots + N_2 + N_1}{N_i + N_{i-1} + \dots + N_2 + N_1} \\ &= 1 + \frac{N_{i+1}}{N_i + N_{i-1} + \dots + N_2 + N_1} \\ &= 1 + \frac{N_{i+1}}{N_i} \frac{1}{1 + \frac{1}{N_r} + \left(\frac{1}{N_r}\right)^2 + \left(\frac{1}{N_r}\right)^3 + \dots + \left(\frac{1}{N_r}\right)^i} \end{aligned} \quad (3.42)$$

Dans l'équation 3.42, la dernière fraction correspond au développement limité de l'expression  $1 - 1/N_r$ . Ce développement tend vers cette dernière seulement lorsque  $\left(\frac{1}{N_r}\right)^i$  est très faible devant 1. D'après la relation 3.23,  $\left(\frac{1}{N_r}\right)^i = q^{iD_N} = \left(\frac{R_{\min}}{R_{\max}}\right)^{D_N}$ .

Ainsi, lorsque la condition 3.39 est respectée, nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned} & \frac{N_{i+1} + N_i + N_{i-1} + \dots + N_2 + N_1}{N_i + N_{i-1} + \dots + N_2 + N_1} \\ &= 1 + \frac{N_{i+1}}{N_i} \left(1 - \frac{N_i}{N_{i+1}}\right) \\ &= \frac{N_{i+1}}{N_i} \end{aligned} \quad (3.43)$$

La loi d'échelle fractale continue 3.38 dérive ainsi de la loi d'échelle fractale discrète 3.23. Si cette dernière quantifie sans biais le nombre de motifs, la loi continue commet une erreur dans l'estimation du nombre cumulé. L'approximation réalisée reste néanmoins maîtrisée lorsque la condition 3.39 est respectée.

La figure 3.16 présente le nombre cumulé de fractures d'un réseau hydrographique situé en Côte d'Ivoire [KOUAMÉ et al., 2010] en fonction de la taille des fractures. Malgré l'approximation liée au passage du discret au continu, la théorie fractale continue est en mesure d'estimer le nombre cumulé de motifs dans le domaine de fractalité de l'objet (entre les axes noirs). Du fait du caractère naturel de ces fractures, le domaine de fractalité n'est pas infini. En d'autre terme, la zone linéaire de mesures qui suit la loi d'échelle fractale est limitée.

Nous remarquons par la même occasion que la théorie fractale continue n'est, non seulement pas en mesure de décrire le nombre cumulé de fractures en dehors du domaine fractal, mais qu'en plus, son comportement aux limites vers les motifs de très petites tailles, n'est pas correct. En effet, la théorie fractale prédit un nombre cumulé infini de motifs lorsque la taille des motifs tend vers zéro. Ce comportement aux limites n'est pas

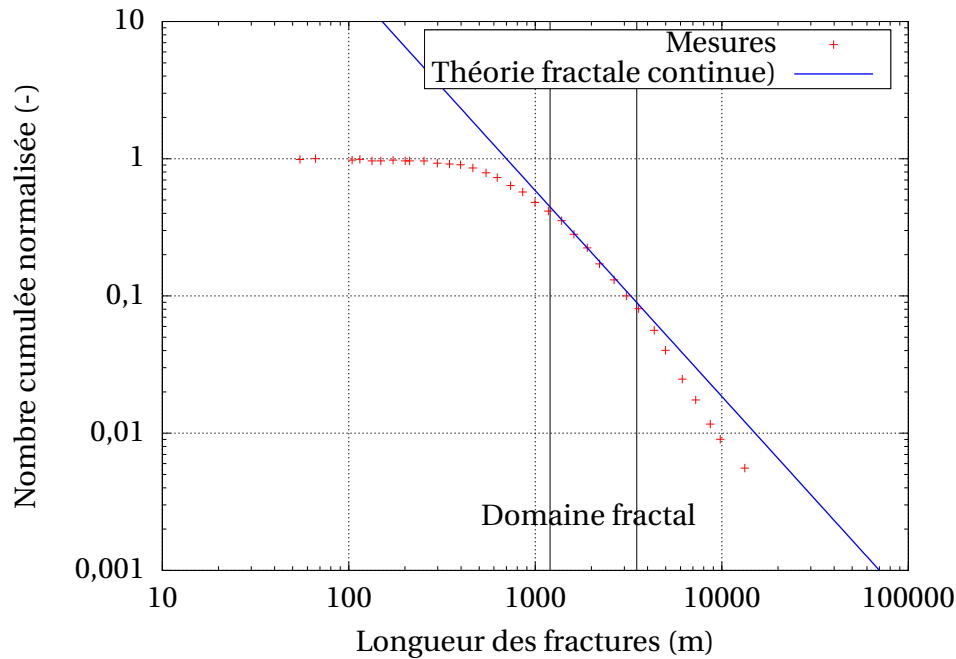


Figure 3.16: Nombre normalisé cumulé des fractures hydrologiques en fonction de leur longueur

cohérent vis-à-vis des objets naturels (comme les fractures hydrologiques), qui évidemment ont un nombre fini de motifs sur un spectre de taille qui l'est tout autant.

### 3.4.3 Limites actuelles de la théorie fractale

La dissociation de la théorie fractale en deux branches constitue la première limitation de la théorie fractale actuelle.

Une deuxième limitation concerne l'erreur générée par le passage du discret au continu.

Enfin, le comportement aux limites de la théorie fractale continue n'est pas en accord avec la description d'objets naturels. En effet, cette loi d'échelle prédit un nombre cumulé de motifs qui tend vers l'infini lorsque  $R$  tend vers 0. Pourtant, le domaine de fractalité d'un objet naturel n'est pas infini. Pour chaque objet naturel, il existe une taille maximale et minimale de motifs. La théorie fractale n'est ainsi pas en mesure de décrire le nombre de motifs en dehors du domaine de fractalité d'un objet.

### 3.4.4 Apport de la théorie fractale statistique

Dans notre travail, la théorie fractale statistique a été conçue de manière à pallier l'ensemble des limites sus-mentionnées. Elle repose sur la relation fractale discrète et non sur la théorie fractale continue, pour éviter tout biais lié au passage du discret au continu.

La théorie FS ne remet pas en cause la théorie fractale et son principe d'auto-similarité mais considère que l'invariance d'échelle porte plutôt sur une densité de probabilité de motifs.

L'intérêt majeur de la théorie fractale statistique est d'unifier les deux branches de la théorie fractale existante : la théorie FS est en mesure de décrire, non seulement des ob-

jets fractals naturels et continus (Fig. 3.18), mais aussi des objets fractals discrets comme le tapis de Sierpinski (Fig. 3.17) .

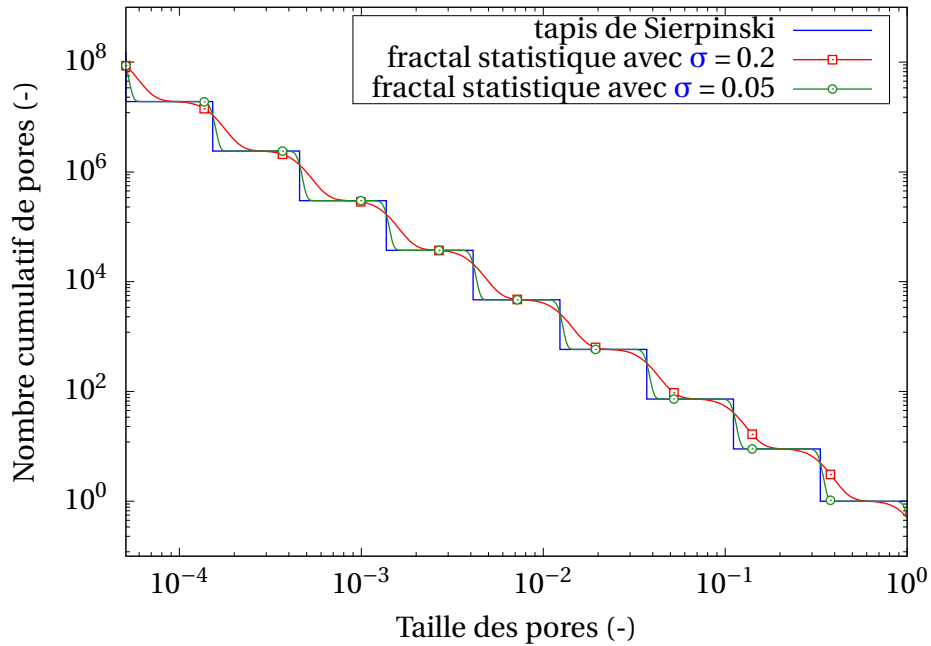


Figure 3.17: Comparaison entre le nombre cumulé de pores d'un tapis de Sierpinski et celui prédit par la théorie fractale statistique

En supposant une distribution log-normale des pores, la théorie FS reproduit fidèlement le nombre cumulé discret des pores du tapis de Sierpinski (Fig. 3.17). En effet, lorsque l'écart-type des distributions log-normales tend vers 0, celle-ci tend vers un pic de Dirac. La théorie fractale discrète devient alors un cas particulier de la théorie fractale statistique.

La théorie fractale statistique calcule le nombre cumulé de motifs en fonction de leur taille à partir de la relation suivante :

$$N(\geq R) = \int_R^{+\infty} N_{tot} f(R,x) dR \quad (3.44)$$

En supposant un nombre infini de distributions log-normales entre  $R_1 = 3000$  et  $R_N = 600$  et un écart-type  $\sigma = 0,8$ , la théorie fractale statistique reproduit fidèlement le nombre cumulé de fractures hydrographiques en fonction de leur taille (Fig. 3.18). Le fait d'avoir un nombre infini de niveau  $n = +\infty$  entre deux tailles de motifs traduit l'impossibilité de pouvoir discerner les niveaux d'échelle entre eux.

On observe qu'en plus de décrire avec une bonne précision le nombre cumulé de fractures dans le domaine de fractalité, la théorie fractale statistique reproduit fidèlement les mesures en dehors de ce domaine. La décroissance en dehors du domaine de fractalité est bien respectée et le problème de comportement aux limites n'est plus observé.

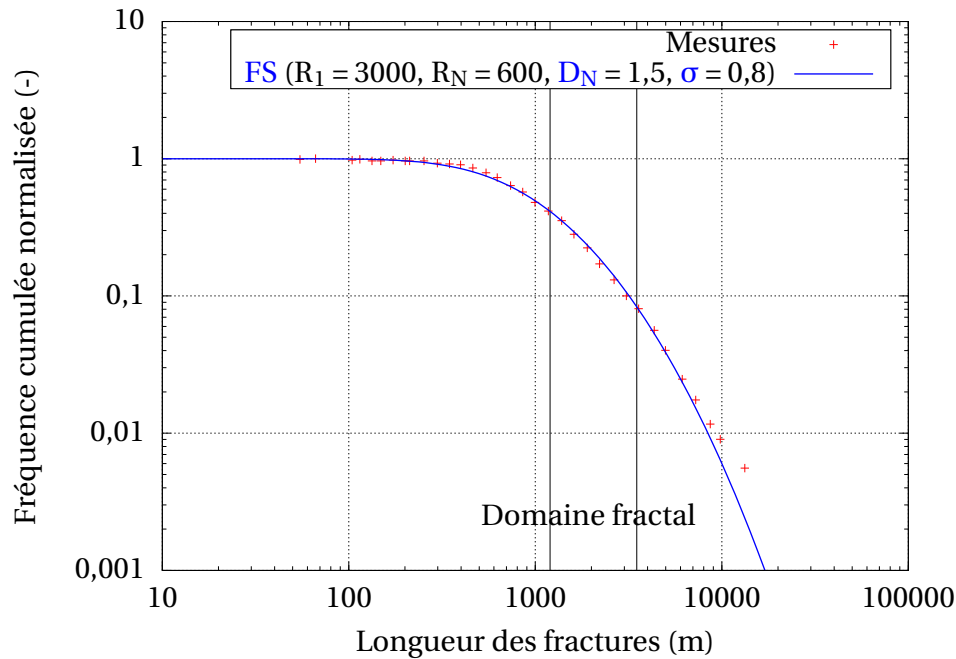


Figure 3.18: Comparaison entre le nombre cumulé de fractures hydrologiques mesuré et celui prédit par la théorie fractale statistique

En définitive, la théorie fractale statistique :

- unifie les théories fractales existantes. La théorie fractale discrète devient un cas particulier ( $\sigma \rightarrow 0$ ) de la théorie FS ;
- ne fait aucune approximation liée au passage du discret au continu. La théorie FS repose sur la loi fractale discrète, et ajoute de la continuité par l'utilisation de distributions statistiques ;
- possède un comportement en dehors du domaine fractal en cohérence avec la description d'objets naturels. Une décroissance du nombre de motifs est obtenue à l'aide des queues de distributions statistiques ;
- introduit un caractère aléatoire naturel à la relation nombre-taille. La taille des motifs n'est pas considérée comme nécessairement discrète (pic de Dirac) mais possède une certaine incertitude inhérente aux phénomènes naturels.

### 3.5 Synthèse

La modélisation à l'échelle composant mise en place dans le chapitre 2 requiert de simuler l'impact des dépôts d'encrassement sur le transfert thermique. Pour cela, une modélisation du transfert thermique à une échelle de sous-maille est requise. Celle-ci s'effectue en deux parties.

Tout d'abord, un modèle de transfert thermique 1D est développé. Ce modèle considère des mécanismes de cheminées d'ébullition à l'intérieur des dépôts d'encrassement. L'ensemble des équations constitutives du modèle (Eq. 3.1 à Eq. 3.10) vise à prédire les mécanismes de conduction thermique et d'ébullition dans les dépôts. Cette modélisation requiert de connaître certaines propriétés pour chacune des couches du dépôt, listées ci-dessous :

- l'épaisseur  $L_{\text{dep}}$  ;
- la porosité  $\Phi_p$  ;
- la porosité ouverte  $\Phi_{po}$  ;
- la conductivité thermique  $\lambda_{\text{dep}}$  ;
- les perméabilités liquide  $K_l$  et vapeur  $K_v$  ;
- la distribution de la taille des pores ouverts  $\psi$  ;
- le rayon du ménisque dans la couche supérieure  $R^*(L_{\text{dep}})$ .

Si la porosité  $\Phi_p$  et l'épaisseur  $L_{\text{dep}}$  de chacune des couches sont calculées par la modélisation à l'échelle composant (module BOUTHYC), ce n'est pas le cas des autres caractéristiques. Ces propriétés manquantes, d'ordre microscopique, sont difficilement mesurables. De plus, celles-ci sont fortement corrélées avec les propriétés macroscopiques du dépôt comme l'épaisseur ou la porosité.

Pour éviter une mesure difficilement réalisable de ces propriétés microscopiques, créer du lien avec les propriétés macroscopiques et réduire le nombre de données d'entrée, un modèle **Multi-Couches Fractal Statistique (MCFS)** de caractérisation des dépôts est développé (équations 3.11 à 3.36). Ce modèle décrit la complexité de la microstructure des dépôts d'encrassement à partir d'un nombre restreint de paramètres plus facilement "mesurables" ou "déterminables" (chapitre 4) :

- l'épaisseur  $L_{\text{dep}}$  ;
- la porosité  $\Phi_p$  ;
- le nombre de niveaux de pores  $n$  ;
- le rayon médian  $R_i$  pour les  $n$  niveaux de pores ouverts ;
- l'écart-type  $\sigma$  des distributions log-normales ;
- la dimension fractale de la surface du dépôt  $D_S$  ;
- le seuil de percolation  $\Phi_c$ .

Les propriétés listées ci-dessus sont les données d'entrée de la modélisation de sous-maille des dépôts d'encrassement. A défaut de pouvoir les mesurer sur des dépôts à cause



de l'accessibilité restreinte du faisceau tubulaire d'un GV, celles-ci sont déterminées dans le chapitre 4 en ajustant le modèle MCFS aux données mesurées par TAPPING et al. [1991] (figure 3.8).

En définitive, l'utilisation conjointe du modèle de transfert thermique et du modèle de caractérisation MCFS permet d'estimer une résistance thermique d'encrassement. Cette résistance est nécessaire à la prédiction de la pression dôme d'un GV encrassé. La figure 3.19 synthétise l'imbrication de ces deux modèles dans la méthodologie globale de l'évaluation de l'encrassement dans les GV. Le chapitre suivant est consacré à la validation de la modélisation à l'échelle de sous-maille des dépôts d'encrassement.

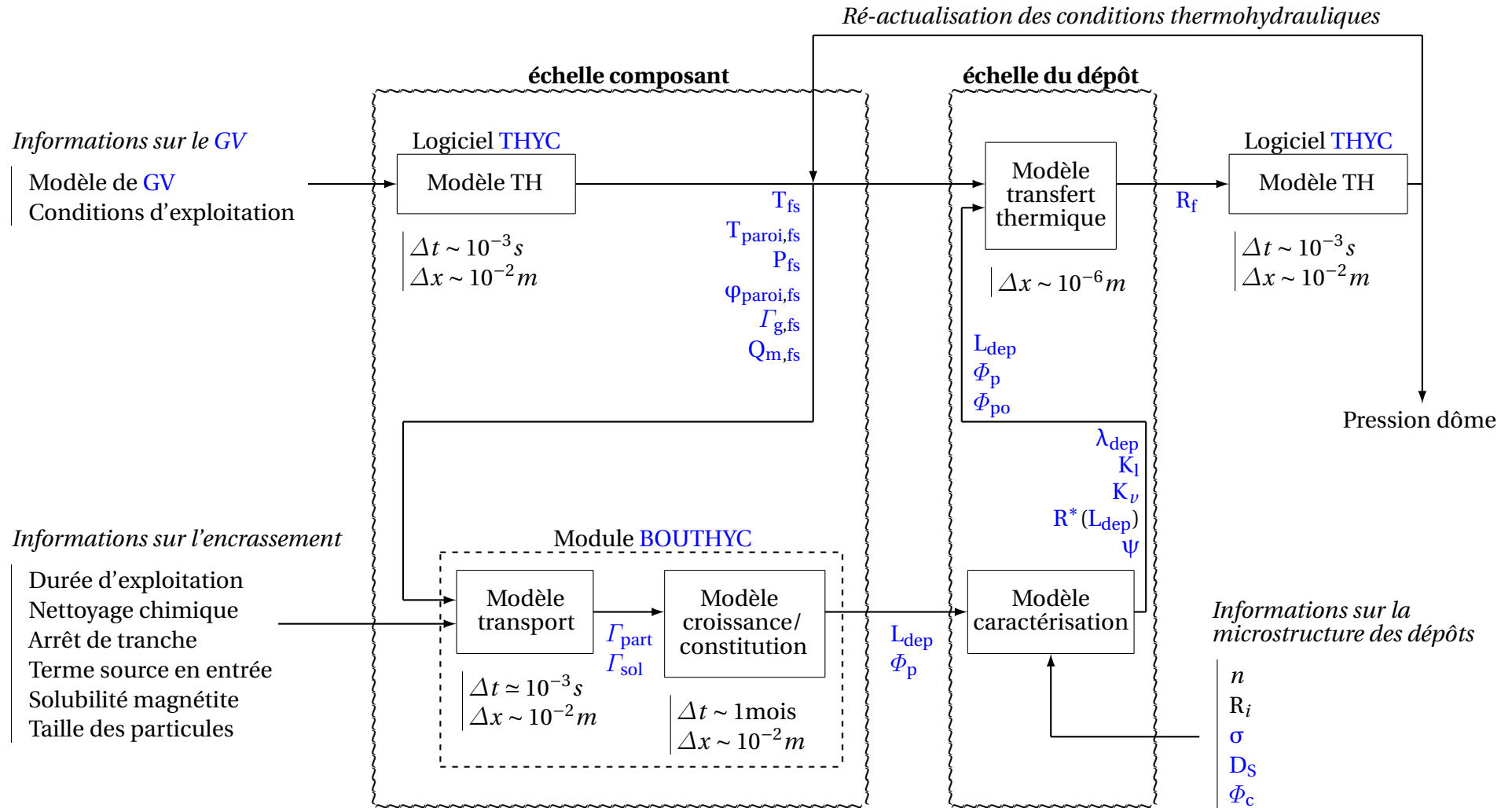


Figure 3.19: Schéma de la méthodologie d'évaluation de la pression dôme

### 3.6 Références

- BEDRIKOVETSKY, P. et J. BRUINING. 1995, «A percolation based upscaling technique for viscous force dominated waterflooding in uncorrelated heterogeneous reservoirs», dans *Proceedings of IOR 1995 - 8th European Symposium on Improved Oil Recovery*, EAGE, p. 316–326, doi:10.3997/2214-4609.201406986. 60, 61
- GOUJON, C. 2014, *Conséquences des nettoyages chimiques sur la réactivité de la surface externe des tubes de générateurs de vapeur des centrales nucléaires à réacteur à eau sous pression*, thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie. 57
- GRIMMET, G. R. 1989, *Percolation*, Springer-Verlag, doi:10.1007/978-3-662-03981-6. 61
- HUNT, A., R. EWING et B. GHANBARIAN. 2014, *Percolation Theory for Flow in Porous Media (3rd edition)*, Springer, doi:10.1007/978-3-319-03771-4. 70
- KORCAK, J. 1938, «Deux types fondamentaux de distribution statistique», *Bull. Intern. de Statistique*. 74
- KOUAMÉ, K. F., T. LASM, J. D. DREUZY, A. AKAFFOU, O. BOUR et P. DAVY. 2010, «Contribution d'un modèle hydrogéologique à fractures discrètes à l'étude des aquifères fracturés du socle archéen de touba (nord-ouest, côte d'ivoire)», *Revue des sciences de l'eau*, vol. 23. 75
- KOVALEV, S. et S. SOLOV'EV. 1984, «Model of heat transfer in the boiling of liquid at a porous surface», *Teplofizika Vysokikh Temperatur*, p. 1166–1171. 49, 52, 55
- LIU, Z. et R. WINTERTON. 1991, «A general correlation for saturated and subcooled flow boiling in tubes and annuli, based on a nucleate pool boiling equation», *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 34, p. 2759–2766. 49, 52, 54, 55
- MANDELBROT, B. 1982, *The Fractal Geometry of Nature*, W. H. FREEMAN AND COMPANY, doi:0-7167-1186-9. 63, 64, 65, 67, 74
- MAXWELL, J. C. 1954, *A Treatise on Electricity and Magnetism, 3rd edition*, vol. 1 and 2, Dover Publication. 57, 58
- PISANI, L. 2011, «Simple expression for the tortuosity of porous media», *Transport Porous Media*, vol. 88, doi:10.1007/s11242-011-9734-9, p. 193–203. 57
- RIEU, M. et G. SPOSITO. 1991, «Fractal fragmentation, soil porosity, and soil water properties. 1 : Theory ; 2 : Applications», *Soil Science Society of America Proceedings*, vol. 55, doi:10.2136/sssaj1991.03615995005500050006x, p. 1238–1248. 64
- RINTOUL, M. et S. TORQUATO. 1997, «Precise determination of the critical threshold and exponents in a three-dimensional continuum percolation model», *Journal of Physics A: Mathematical and General*, vol. 30, p. 585–592. 61
- STAUFFER, A., D. AHARONY. 1992, *Introduction to Percolation Theory (2nd edition)*, Taylor et Francis. 61
- TAPPING, R., C. TURNER, R. THOMPSON et R. THOMPSON. 1991, «Steam generator deposits - a detailed analysis and some inferences», *Journal of Science and Engineering Corrosion*, vol. 47, doi:10.5006/1.3585283, p. 489–494. 62, 65, 80

- UHLE, J. L. 1997, *Boiling Heat Transfer Characteristics of Steam Generator U-Tube Fouling Deposits*, thèse de doctorat, B.S. Nuclear Engineering Massachusetts Institute of Technology. 49
- WHEATCRAFT, S. et S. TYLER. 1988, «An explanation of scale-dependent dispersivity in heterogeneous aquifers using concepts of fractal geometry», *Water Resources Research*, vol. 24, p. 566–578. 70
- YU, B. 2008, «Analysis of flow in fractal porous media», *Applied Mechanics Reviews*, vol. 61, doi:10.1115/1.2955849. 74
- YU, B. et P. CHENG. 2002, «A fractal permeability model for bi-dispersed porous media», *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 45, doi:10.1016/S0017-9310(02)00014-5, p. 2983–2993. 70, 74
- ZHU, F.-L. et K.-J. LI. 2011, «Fractal analysis of effective thermal conductivity for woven fabrics used in fire fighters' protective clothing», *Journal of Fire Sciences*, vol. 29, doi: 10.1177/0734904110371361, p. 3–20. 56



# Chapitre 4

## Validation de la modélisation de l'encrassement à l'échelle du dépôt

*« Le vrai point d'honneur n'est pas d'être toujours dans le vrai. Il est d'oser, de proposer des idées neuves, et ensuite de les vérifier »*

---

Pierre-Gilles de Gennes

### Sommaire

---

<b>4.1 Introduction</b> . . . . .	<b>86</b>
<b>4.2 Validation par confrontation expérimentale</b> . . . . .	<b>86</b>
4.2.1 Approche fractale statistique . . . . .	86
4.2.2 Propriétés thermohydrauliques effectives . . . . .	94
4.2.3 Modèle de transfert thermique . . . . .	101
4.2.4 Synthèse de la validation . . . . .	104
<b>4.3 Application de la modélisation</b> . . . . .	<b>106</b>
4.3.1 Paramétrisation des dépôts d'encrassement . . . . .	106
4.3.2 Simulation de référence . . . . .	107
4.3.3 Étude de sensibilité . . . . .	110
<b>4.4 Synthèse</b> . . . . .	<b>121</b>
<b>4.5 Références</b> . . . . .	<b>121</b>

---

## 4.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, une description à l'échelle du dépôt du transfert thermique et de sa structure poreuse a été présentée. Elle implique trois niveaux de description différents :

- la microstructure poreuse, au travers de la distribution de la taille des pores ouverts  $\psi$  ;
- les propriétés effectives du dépôt, à savoir la conductivité thermique effective  $\lambda_{\text{dep}}$  et les perméabilités liquide  $K_l$  et vapeur et  $K_g$  ;
- l'impact du dépôt sur le transfert thermique au travers du coefficient d'échange thermique  $h_{\text{fs,encrasse}}$ .

Ces différents niveaux de description, du plus local au plus global, sont emboîtés : estimer l'impact local du dépôt requiert de connaître les propriétés effectives du dépôt, elles-mêmes fonction de la microstructure poreuse.

Dans un premier temps, pour obtenir un certain degré de confiance dans l'utilisation de cette modélisation, celle-ci doit être validée par comparaison avec des données mesurées (section 4.2). Du fait de l'imbrication des différents niveaux de modélisation, la validation devra porter en premier lieu sur la microstructure des dépôts (section 4.2.1), puis sur les propriétés effectives (section 4.2.2) et enfin sur l'impact thermique (section 4.2.3).

Dans un second temps, la modélisation est éprouvée au travers d'une étude de sensibilité présentée dans la section 4.3. Cette étude de sensibilité est réalisée de manière à estimer les paramètres du dépôt les plus importants vis-à-vis du transfert thermique, et un classement est proposé.

## 4.2 Validation par confrontation expérimentale

Rappelons que nous considérons le dépôt d'encrassement comme un empilement de plusieurs couches de différentes porosités. Dans chacune de ces couches, une approche **Fractale Statistique (FS)** permet d'exprimer la distribution de la taille des pores ouverts. Cette approche est nouvelle, si bien qu'il n'existe que des résultats de mesures partiels pour valider cette modélisation. C'est d'autant plus vrai dans les **GV** dû à la difficulté de prélever des échantillons de dépôts d'encrassement (milieu très encombré). Néanmoins, nous essayerons de démontrer la pertinence de notre modélisation avec les résultats expérimentaux trouvés dans la littérature.

### 4.2.1 Validation de l'approche fractale statistique

#### Dépôt de Tapping

Premièrement, l'approche **Multi-Couches Fractal Statistique (MCFS)** est validée en se comparant à des dépôts d'encrassement des **GV**. **TAPPING et al. [1991]** dénombre deux types de pores : les capillaires et les cheminées d'ébullition. Les données d'entrée du modèle à déterminer sont alors :

- le rayon médian  $R_1$  des pores de niveau 1 (cheminées d'ébullition) ;
- le rayon médian  $R_2$  des pores de niveau 2 (capillaires) ;
- l'écart-type  $\sigma$  des distributions log-normales ;
- la dimension fractale de la surface du dépôt  $D_S$ .

Dans les observations réalisées par TAPPING et al. [1991], les pores de niveau 1 ont un rayon médian d'environ  $5 \mu m$ . Les autres paramètres, à savoir  $R_2$ ,  $\sigma$  et  $D_S$ , n'ont pas été mesurés. Dans ces travaux de thèse, deux méthodes sont alors proposées pour obtenir ces caractéristiques :

- par ajustement de données sur la distribution poreuse mesurée ;
- par observation visuelle d'un cliché de dépôt.

#### Par ajustement de données

Un ajustement de données est réalisé afin de minimiser l'erreur entre la mesure de la distribution poreuse (Fig. 3.7) et le modèle théorique (Eq. 3.30). L'écart-type est estimé à environ  $\sigma = 0,8$  afin d'obtenir le bon élargissement des distributions log-normales. La dimension fractale de la surface du dépôt  $D_S$  est estimée à  $D_S = 2,7$  de manière à obtenir la bonne proportion de pores de niveau 1 vis à vis des pores de niveau 2. Le rayon médian des pores de niveau 2 est estimé à  $R_2 = 0,15 \mu m$  afin de respecter la valeur centrale mesurée de la distribution.

Avec ce choix de paramètres, l'erreur quadratique entre la distribution mesurée et la distribution théorique est de 5,1% (Fig. 4.1). Les résultats du modèle sont donc très proches de ceux mesurés.

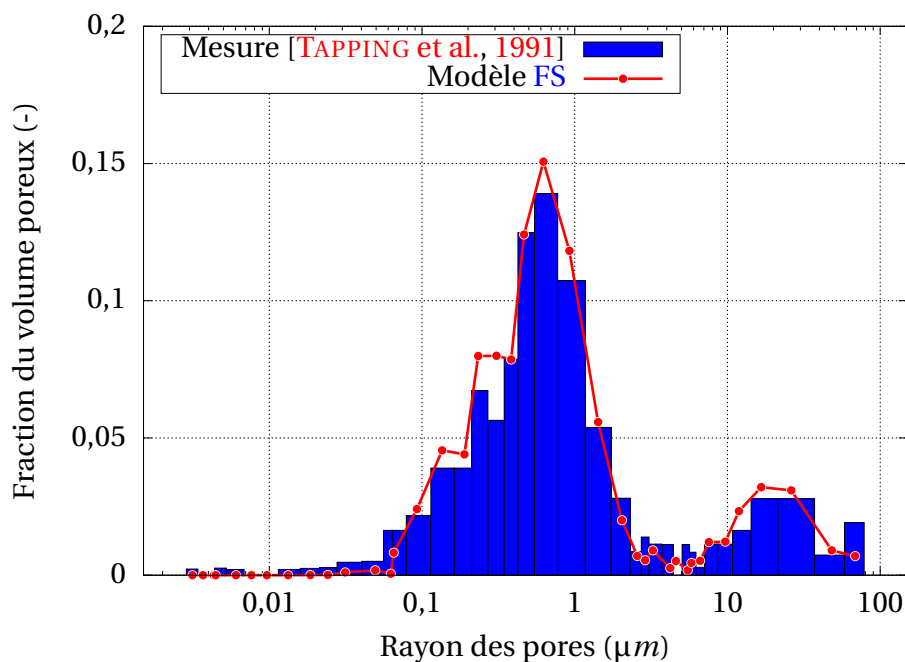


Figure 4.1: Comparaison entre la distribution poreuse mesurée par TAPPING et al. [1991] (Fig. 3.7) et celle construite numériquement par l'approche fractale statistique (Eq. 3.30)

De plus, l'approche FS retranscrit fidèlement l'organisation géométrique du dépôt



(Fig. 4.2). La surface simulée est construite numériquement à partir de la densité de population des pores provenant du modèle FS (Eq. 3.22). Cet accord qualitatif constitue un élément de validation supplémentaire de l'approche FS.

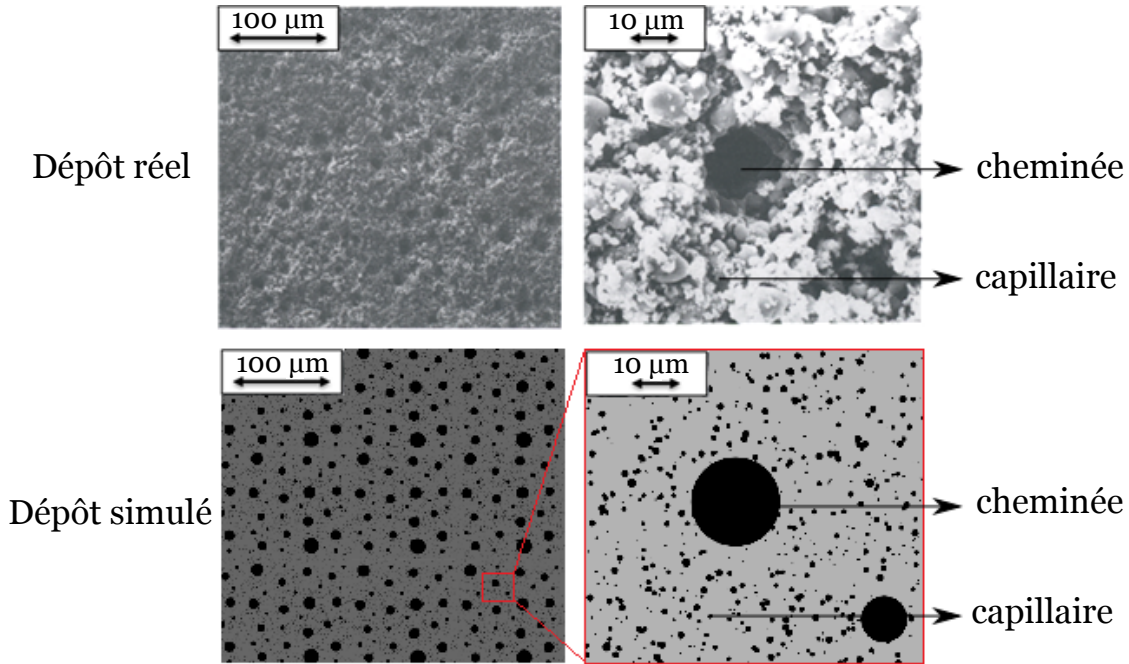


Figure 4.2: Comparaison entre la surface du dépôt photographiée par TAPPING et al. [1991] et celle simulée par l'approche fractale statistique (Eq. 3.22)

Dans ce cas de validation, l'estimation précise des paramètres  $R_2$ ,  $\sigma$  et  $D_S$  a été possible en ajustant le modèle théorique à une distribution réelle mesurée. Néanmoins, dans la plupart des cas, celle-ci n'est pas disponible. Si l'estimation de  $R_2$  reste possible grâce à l'observation directe d'un cliché de dépôt, il peut s'avérer difficile d'estimer l'écart-type  $\sigma$  et la dimension fractale de la surface du dépôt  $D_S$ . La méthodologie qui va suivre a pour objectif de démontrer qu'il est possible d'obtenir ces propriétés avec une simple analyse d'un cliché de dépôt, une mesure globale de porosité et quelques hypothèses.

#### Par observation visuelle de clichés de dépôt

Pour estimer l'écart-type des distributions à partir d'un cliché de dépôt, nous faisons l'hypothèse qu'il n'existe plus de pore au-delà de  $3\sigma$  de décades au dessus de  $R_1$  et en dessous de  $R_2$ . Cette hypothèse provient de la distribution log-normale utilisée (Eq. 3.22) et de la règle des  $3\sigma$  (95% des valeurs sont comprises dans un intervalle à  $\pm 3\sigma$  centré autour de la valeur moyenne). Ainsi, nous avons :

$$3\sigma = \ln(R_{\max}) - \ln(R_1) = \ln(R_2) - \ln(R_{\min}) \quad (4.1)$$

Le rayon minimum des pores est une donnée qui peut être observée sur un cliché de dépôt. Néanmoins, la résolution du cliché à notre disposition (Fig. 3.8) n'est pas suffisamment élevée pour déterminer cette valeur avec précision. Nous ferons alors l'hypothèse que l'on a approximativement  $R_{\min} \approx 0,1R_2$ . Avec cette valeur, l'écart-type  $\sigma$  vaut 0,77. Théoriquement, l'écart-type peut aussi être obtenu en déterminant le rayon maximal des pores  $R_{\max}$ . Dans la pratique, il n'est cependant pas recommandé d'estimer l'écart-type à

l'aide de ce rayon. En effet, le nombre plus faible de cheminées que de capillaires induit un biais statistique plus élevé : l'incertitude sur la valeur de  $R_1$  est supérieure à celle sur  $R_2$ .

Pour estimer visuellement la dimension fractale de la surface des pores  $D_S$ , les porosités  $\Phi_1$  et  $\Phi_2$  engendrées respectivement par les pores de niveau 1 et 2 sont nécessaires. La porosité engendrée par les pores de niveau 1 peut être facilement estimée visuellement. Sur le cliché de dépôt, la porosité des pores de niveau 1 vaut environ 7%. Néanmoins, la résolution du cliché de dépôt n'est pas suffisante pour estimer visuellement la porosité engendrée par les pores de niveau 2. Nous supposons alors que la valeur de porosité globale mesurée par TAPPING et al. [1991] ( $\Phi_p$ ) est identique à celle de la porosité surfacique de la couche supérieure du dépôt. Avec cette hypothèse, nous avons alors  $\Phi_2 = \Phi_{po} - \Phi_1$ . La porosité des pores de niveau 2 vaut ainsi environ 43%.

En utilisant l'équation 3.23, le rapport entre les deux porosités  $\Phi_1$  et  $\Phi_2$  dépend de la dimension fractale de la surface  $D_S$  :

$$\frac{\Phi_2}{\Phi_1} = \frac{N_2 R_2^2}{N_1 R_1^2} = \left( \frac{R_2}{R_1} \right)^{2 - D_S + \frac{\ln(1 - \Phi_{po})}{\ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)}} \quad (4.2)$$

Cette relation est démontrée en annexes A.5.6. La dimension fractale de la surface du dépôt  $D_S$  vaut alors :

$$D_S = 2 + \frac{\ln\left(\frac{\Phi_1(1 - \Phi_{po})}{\Phi_2}\right)}{\ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)} \quad (4.3)$$

Avec une porosité  $\Phi_1$  de 7% et une porosité ouverte totale  $\Phi_{po}$  de 50%, la dimension fractale de la surface du dépôt  $D_S$  vaut 2,72.

Avec un écart-type  $\sigma$  égale à 0,77 et une dimension fractale  $D_S$  égal à 2,72, l'erreur entre la mesure et le modèle théorique vaut 6,6%. Cette erreur est légèrement supérieure à l'ajustement effectué précédemment (5,1%) mais reste néanmoins acceptable. Il est à noter que la justesse de l'estimation des paramètres  $\sigma$  et  $D_S$  par l'observation visuelle est fortement dépendante de la résolution du cliché. Pour pallier au biais statistique, le cliché doit aussi comporter un certain nombre de cheminées et de capillaires. Une solution adaptée à cette étude serait d'avoir deux clichés du même dépôt avec deux niveaux de grossissement différents, adaptés respectivement aux cheminées et aux capillaires.

### Dépôt de Jeon

D'autres mesures de dépôt d'encrassement de GV permettent de valider l'approche FS. C'est le cas des dépôts analysés par JEON et al. [2018]. Ils ont été récupérés après une opération de lançage réalisée sur un GV. Le cliché de dépôt (Fig. 1.11) montre la présence de cheminées d'ébullition et de capillaires dans le dépôt.

La mesure de la distribution de la taille des pores est également effectuée par un porosimètre à mercure. De la même manière que pour le dépôt de TAPPING et al. [1991], un

ajustement des données est effectué pour estimer les différentes propriétés du dépôt. Le rayon médian des pores de niveau 1 est estimé à  $R_1 = 1,5\mu m$ , le rayon médian des pores de niveau 2 est estimé à  $R_2 = 0,03\mu m$ , l'écart-type est estimé à  $\sigma = 0,8$  et la dimension fractale de la surface est estimée à 2,5. Avec ces données d'entrée, l'erreur quadratique entre la distribution mesurée et la distribution théorique est de 4,8% (Fig. 4.3). Les résultats du modèle sont là aussi très proches de ceux mesurés.

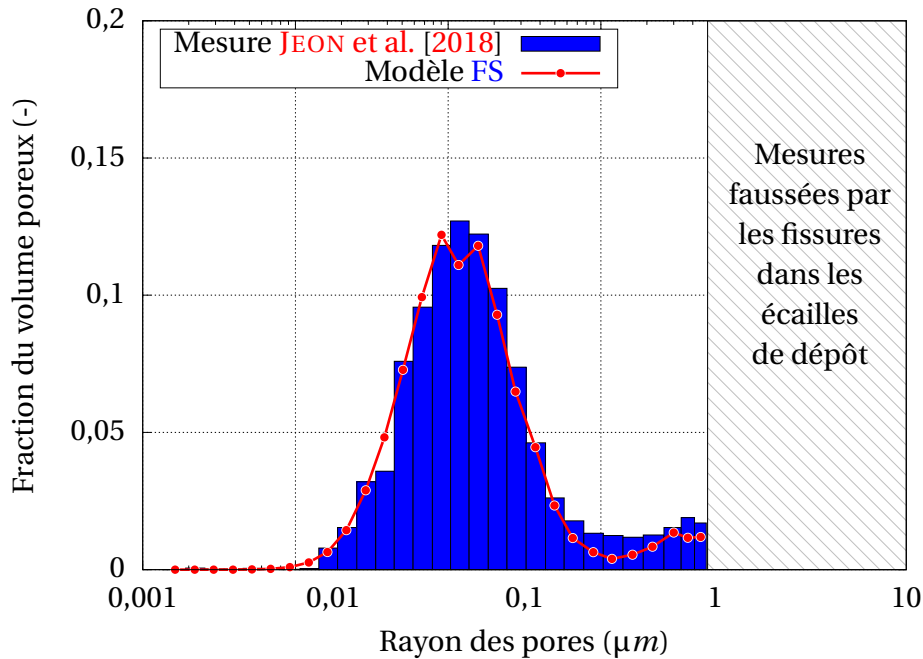


Figure 4.3: Comparaison entre la distribution poreuse mesurée par JEON et al. [2018] et celle calculée par l'approche fractale statistique (Eq. 3.30)

La méthode par visualisation ne peut être conduite car le seul cliché exploitable ne comporte qu'une seule cheminée. Le biais statistique est maximal et l'estimation des propriétés serait ainsi trop imprécise.

### Dépôts de Uhle

Les dépôts de TAPPING et al. [1991] et de JEON et al. [2018] constituent les cas de validation pour des milieux poreux à 2 niveaux de pores. Afin de démontrer l'adaptabilité de l'approche fractale statistique, essayons de décrire des milieux poreux avec un nombre de niveaux de pores différent. Prenons l'exemple des dépôts artificiels synthétisés par UHLE [1997].

Ces dépôts sont produits par frittage d'une poudre de magnétite mono-particulaire sur des tubes de GV. Ceux-ci ne comportent pas de cheminées puisqu'il n'y a pas eu de mécanisme d'ébullition lors de leur formation (Fig. 4.4). On s'attend alors à ce qu'il n'y ait qu'un seul niveau de pores : celui des capillaires.

La comparaison du modèle aux dépôts de UHLE [1997] constitue alors un cas limite où  $n = 1$ . Les relations rang-taille fractales n'ont plus de sens lorsque  $n = 1$  puisqu'il n'existe plus qu'une seule distribution log-normale. Ce cas reste néanmoins intéressant pour vérifier la pertinence d'utiliser une loi log-normale pour décrire les distributions de tailles de pores.

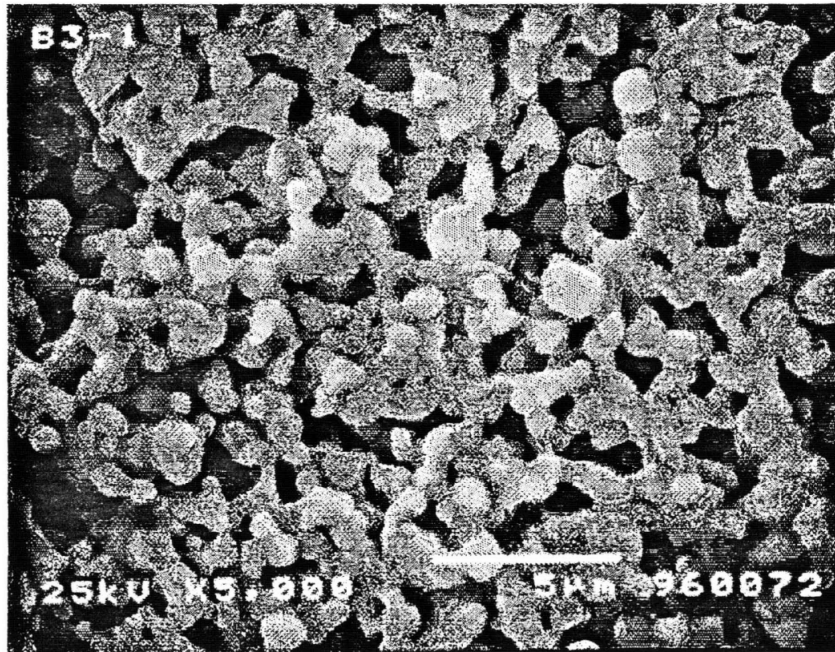


Figure 4.4: Cliché d'un dépôt d'encrassement créé artificiellement par UHLE [1997]

Les dépôts d'encrassement synthétisés sont au nombre de trois : B3, B4 et B4(7) [UHLE, 1997]. Pour chacun de ces dépôts, l'écart-type  $\sigma$  et le rayon  $R_1$  des pores de niveau 1 sont estimés de manière à minimiser l'écart entre les distributions mesurées et les distributions théoriques. Pour le dépôt B3, une erreur quadratique de 4,7% est générée avec  $R_1 = 0,17 \mu m$  et  $\sigma = 0,25$ . Pour le dépôt B4, une erreur quadratique de 7,1% est générée avec  $R_1 = 0,04 \mu m$  et  $\sigma = 0,5$ . Pour le dépôt B4(7), une erreur quadratique de 9,2% est obtenue avec  $R_1 = 0,04 \mu m$  et  $\sigma = 0,35$ .

La figure 4.5 compare la distribution de la taille des pores théorique (Eq. 3.30) à celle mesurée pour les trois échantillons de dépôt.

L'écart faible entre le modèle théorique et les distributions mesurées nous conforte dans l'utilisation de distributions log-normales pour décrire un seul niveau de pores.

Il existe cependant des milieux poreux avec un nombre de niveaux de pores supérieures à deux, comme nous allons le voir avec les deux exemples ci-dessous.

### Dépôts de Chen

Les deux dépôts artificiels de CHEN et al. [2000] sont constitués d'une poudre de cuivre bi-dispersé, faisant apparaître de nombreux niveaux de pores. Le nombre cumulé de pores  $N(\geq R)$ , défini comme le nombre de pores ayant un rayon supérieur à  $R$ , est mesuré par une méthode numérique [YU et CHENG, 2002] sur les deux dépôts disponibles (Fig. 4.6).

Pour se comparer au nombre cumulé mesuré par YU et CHENG [2002], une infinité de distributions log-normales est considérée ( $n = +\infty$ ) entre les rayons de pores  $R_n = 2 \mu m$  et  $R_1 = 150 \mu m$  de manière à reproduire l'intégralité de la zone linéaire fractale mesurée (Fig. 4.6). Le fait d'avoir un nombre de niveau de pores infini  $n = +\infty$  entre deux tailles de pores traduit l'impossibilité de pouvoir discerner les niveaux de pores. L'écart-type est fixé à  $\sigma = 0,45$  afin de reproduire une décroissance réaliste du nombre de pores en dehors du domaine fractal ( $R_n < 2 \mu m$  et  $R_1 > 150 \mu m$ ).

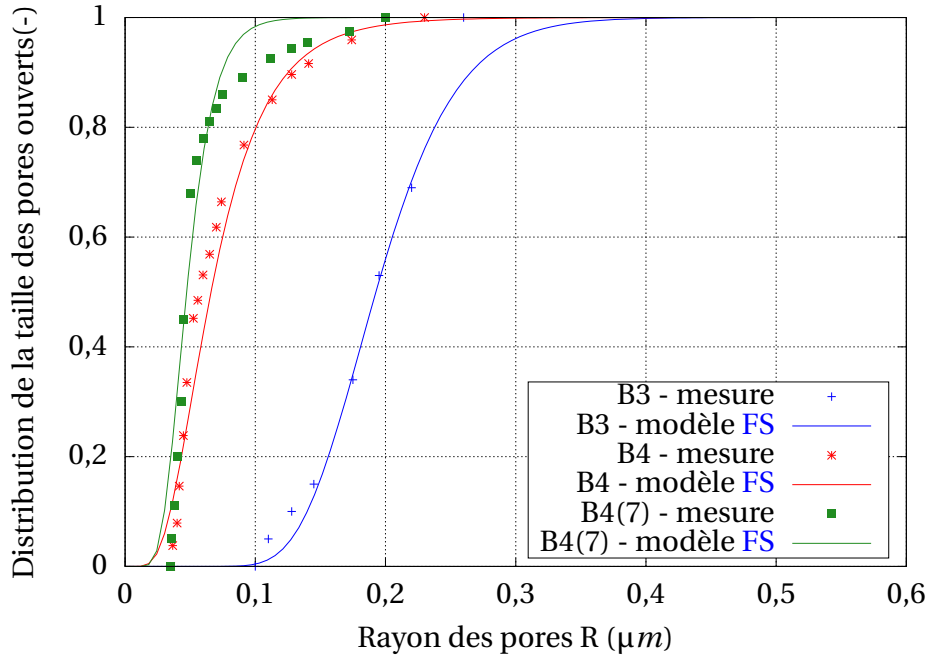


Figure 4.5: Comparaison entre les distributions poreuses de dépôts synthétiques mesurées par UHLE [1997] et celle calculées par l'approche fractale statistique (Eq. 3.30)

On observe un bon accord entre le modèle FS (Eq. 3.44), la théorie fractale continue (Eq. 3.38) et les mesures réalisées par YU et CHENG [2002]. Cependant, seul le modèle FS propose un comportement acceptable en dehors du domaine fractal, à savoir un nombre de pores cumulatif qui tend vers 0 pour de grandes tailles et qui tend vers un nombre constant de pores pour de petites tailles (Fig. 4.6). Pour le dépôt n°1 (Fig. 4.6a), le modèle FS commet une erreur moyenne de  $-3,8\%$  et une erreur absolue moyenne de  $16,5\%$  par rapport aux mesures. Pour le dépôt n°2 (Fig. 4.6b), l'erreur moyenne est de  $15,6\%$  et l'erreur absolue moyenne est de  $16,7\%$ .

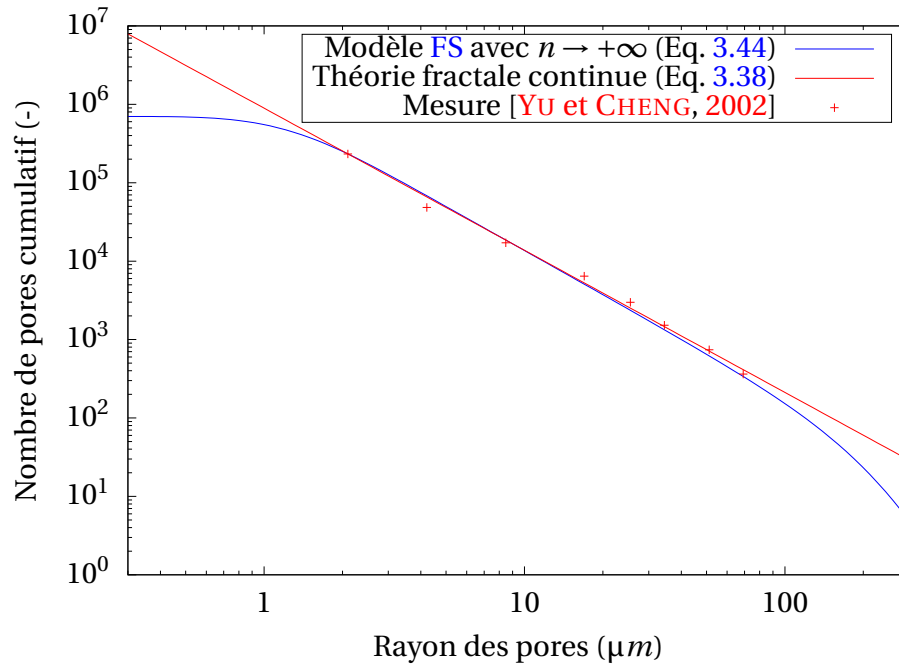
L'approche FS dépasse le cadre de la caractérisation de milieux poreux et peut décrire des structures fractales quelconques. Prenons l'exemple de haies sur le bassin versant de l'Orthe.

### Bassin versant de l'Orthe

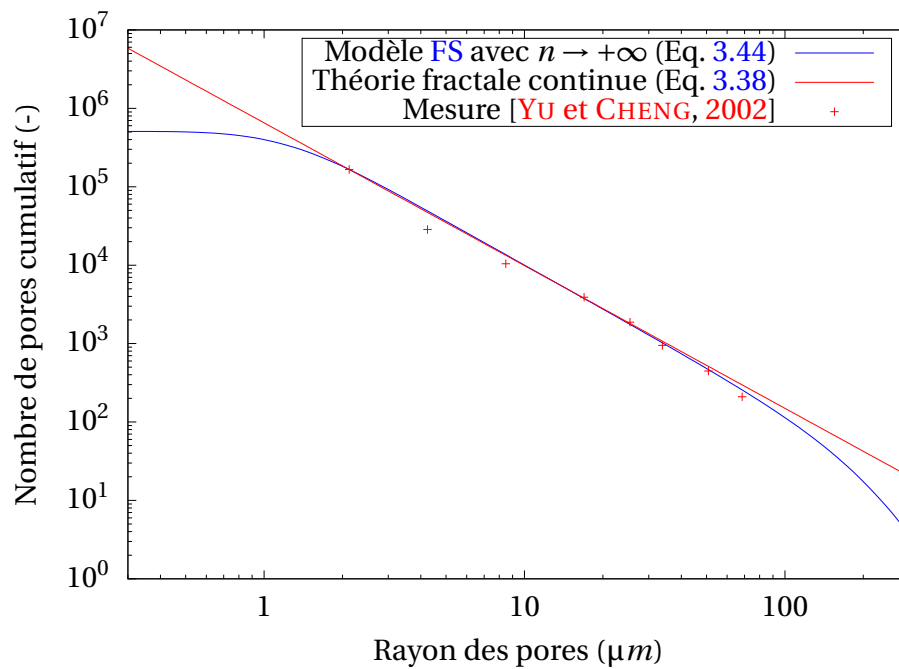
ROLAND et FLEURANT [2004] ont démontré le caractère fractal des haies de bassin versant de l'Orthe. Pour cela, ils ont dénombré les portions de terrain carré comportant au moins une haie pour différentes tailles de portions. La figure 4.7 est une vue numérisée des haies sur le bassin versant de l'Orthe en 1958 produite par ROLAND et FLEURANT [2004].

La mesure du nombre cumulé de portions comprenant une haie  $N(\geq R)$  a permis de mettre en évidence l'étendue du domaine de fractalité de ce paysage (Fig. 4.8).

La comparaison entre les mesures, la théorie fractale continue et le modèle FS est réalisée avec une dimension  $D_N = 1,84$  pour le premier cas d'application (Fig. 4.8a) et avec une dimension  $D_N = 1,64$  pour le deuxième cas d'application (Fig. 4.8b). Ces valeurs correspondent aux coefficients directeurs des droites passant par les mesures. Pour le modèle FS, un nombre  $n = +\infty$  de distributions log-normales ayant un écart-type de  $\sigma = 0,65$  est supposé entre les tailles  $R_n = 20 \text{ m}$  et  $R_1 = 1000 \text{ m}$  pour le premier cas et entre les tailles



(a) Dépôt n°1 ayant une porosité de 52%



(b) Dépôt n°2 ayant une porosité de 54%

Figure 4.6: Comparaison entre le nombre cumulé de pores de dépôts synthétiques mesuré par YU et CHENG [2002] et celui calculé par l'approche fractale statistique (Eq. 3.44)



Figure 4.7: Vue du bassin versant de l'Orthe en 1958 [ROLAND et FLEURANT, 2004]

$R_n = 25 \text{ m}$  et  $R_1 = 800 \text{ m}$  pour le deuxième cas. Ces valeurs sont choisies de la même manière que précédemment. La valeur de l'écart-type  $\sigma$  est choisie de manière à reproduire fidèlement la décroissance en dehors du domaine fractal. Les tailles  $R_1$  et  $R_n$  sont déterminés pour simuler correctement la largeur mesurée du domaine de fractalité (zone de linéarité).

Dans le domaine fractal, la théorie fractale continue et le modèle FS prédisent avec un très bon accord le nombre cumulé de portions de terrain comprenant au moins une haie. Cependant, la théorie fractale continue montre rapidement ses limites en dehors du domaine fractal. Le modèle FS quant à lui estime convenablement le nombre cumulé de portions, même en dehors du domaine fractal, comportant cette fois-ci des mesures. Le modèle FS commet une erreur moyenne de  $-0,2\%$  et une erreur absolue moyenne de  $5\%$  pour décrire les bocages en 1958 (Fig. 4.8a). Pour les bocages en 1996 (Fig. 4.8b), le modèle FS génère une erreur moyenne de  $2,3\%$  et une erreur absolue moyenne de  $4,3\%$ .

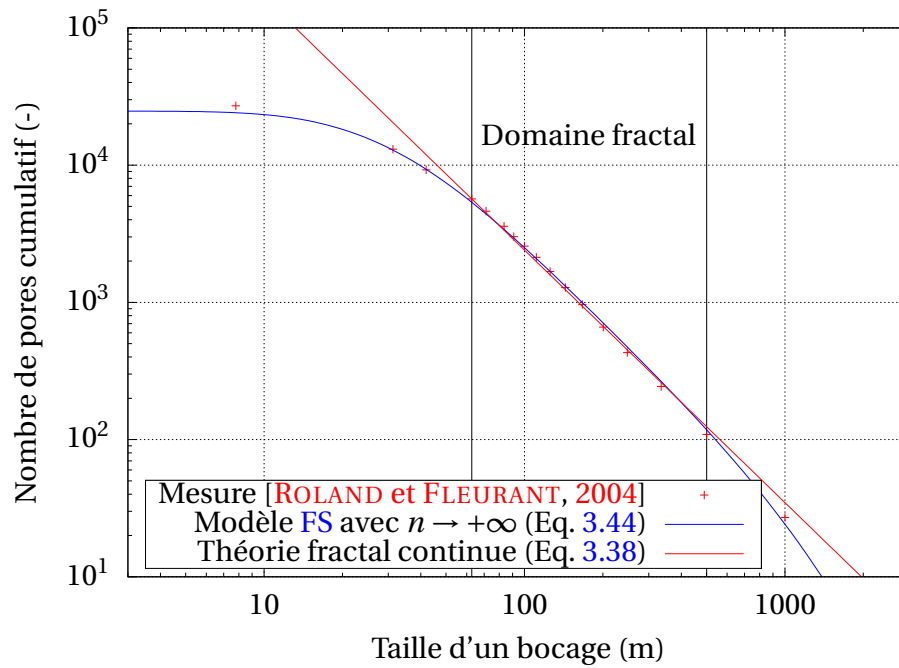
L'approche innovante FS est donc adaptée pour décrire non seulement les milieux poreux mais aussi les systèmes fractales naturels. Le tableau 4.1 résume les différents cas de validation de l'approche FS.

## 4.2.2 Validation des propriétés thermohydrauliques effectives

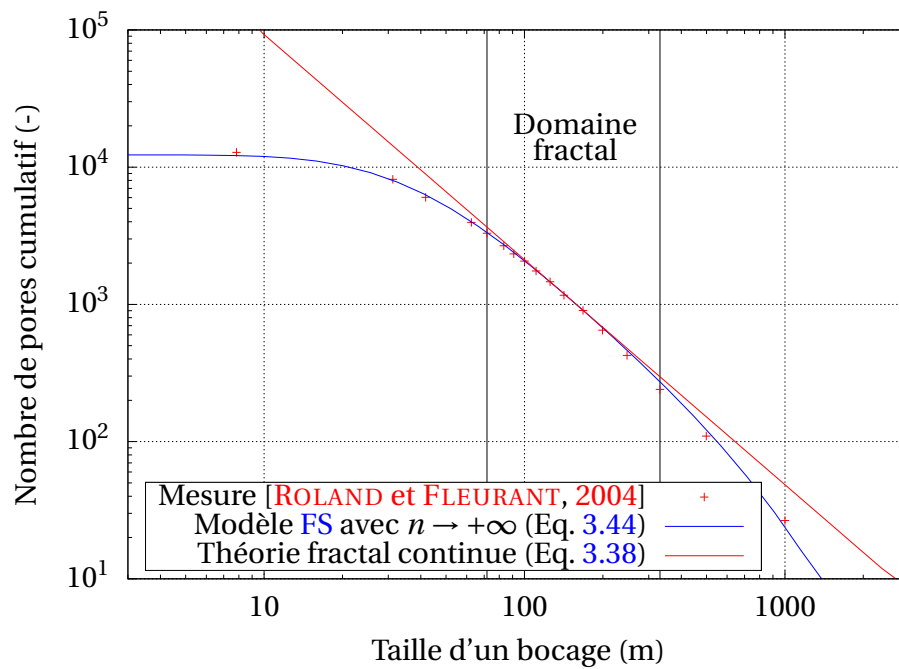
L'objectif de cette section est de valider le modèle de conductivité thermique (Eq. 3.15) et le modèle de perméabilité liquide et vapeur (Eq. 3.20) du dépôt.

### Conductivité thermique

En exprimant la distribution de la taille des pores à l'aide de l'approche FS (Eq. 3.22), la conductivité thermique du dépôt s'explique sous la forme suivante (Eq. 4.4) :



(a) en 1958



(b) en 1996

Figure 4.8: Comparaison entre le nombre cumulé de portions comportant une haie mesuré par ROLAND et FLEURANT [2004] et calculé par l'approche fractal statistique (Eq. 3.44)



Cas d'étude	Épaisseur	$n$	$R_1$	$R_n$	$\sigma$	$D_S$	$\Phi_{po}$	Erreur
TAPPING et al. [1991]	?	2	5 $\mu m$	0,15 $\mu m$	0,8	2,7	50%	5,1% <sup>1</sup>
JEON et al. [2018]	120 $\mu m$	2	3 $\mu m$	0,03 $\mu m$	0,8	2,5	10%	4,8% <sup>1</sup>
UHLE [1997] B3	3 $\mu m$	1	0,17 $\mu m$	-	0,25	2	27%	4,7% <sup>1</sup>
UHLE [1997] B4	38 $\mu m$	1	0,04 $\mu m$	-	0,5	2	47%	7,1% <sup>1</sup>
UHLE [1997] B4(7)	33 $\mu m$	1	0,04 $\mu m$	-	0,35	2	60%	9,2% <sup>1</sup>
YU et CHENG [2002] Dépôt 1	50 mm	$\infty$	200 $\mu m$	1 $\mu m$	0,45	2	52%	16,5% <sup>2</sup>
YU et CHENG [2002] Dépôt 2	50 mm	$\infty$	200 $\mu m$	1 $\mu m$	0,45	2	54%	16,7% <sup>2</sup>
ROLAND et FLEU- RANT [2004] Bocages en 1958	-	$\infty$	1000 m	20 m	0,65	$D_N = 1,84$		5% <sup>2</sup>
ROLAND et FLEU- RANT [2004] Bocages en 1996	-	$\infty$	800 m	25 m	0,65	$D_N = 1,64$		4,3% <sup>2</sup>

<sup>1</sup> : erreur quadratique, <sup>2</sup> : erreur absolue moyenne

Tableau 4.1: Synthèse de la validation du modèle FS

$$\begin{aligned}
 \lambda_{dep}(x) = & \lambda_m \frac{1 - \Phi_{po}(x)}{\tau_m(x)} \\
 & + \lambda_l \Phi_{po}(x) \sum_{i=1}^n \frac{N_i \pi R_i^2}{\sum_{j=1}^n N_j(x) \pi R_j^2} \left( \frac{R_i}{L_{dep}} \right)^{D_\tau - 1} \exp \left( \frac{\sigma^2 ((D_\tau + 1)^2 - 4)}{2} \right) \frac{\operatorname{erf} \left( \frac{\ln \left( \frac{R_i^*}{R_i} \right) - \sigma^2 (D_\tau + 1)}{\sqrt{2}\sigma} \right) + 1}{2} \\
 & + \lambda_g \Phi_{po}(x) \sum_{i=1}^n \frac{N_i \pi R_i^2}{\sum_{j=1}^n N_j(x) \pi R_j^2} \left( \frac{R_i}{L_{dep}} \right)^{D_\tau - 1} \exp \left( \frac{\sigma^2 ((D_\tau + 1)^2 - 4)}{2} \right) \frac{1 - \operatorname{erf} \left( \frac{\ln \left( \frac{R_i^*}{R_i} \right) - \sigma^2 (D_\tau + 1)}{\sqrt{2}\sigma} \right)}{2}
 \end{aligned} \tag{4.4}$$

Le détail du calcul pour aboutir à cette expression est présenté en annexes A.5.7. Ce modèle de conductivité thermique prend en compte la tortuosité des pores, la tortuosité de la matrice de magnétite ainsi que la répartition du liquide et de la vapeur dans le dépôt (capillaires remplis de liquide, cheminées remplies de vapeur).

Afin d'éprouver ce modèle de conductivité thermique, nous allons le comparer aux modèles de conductivité les plus utilisés :

- modèle de conductivité en série,

$$\lambda_{\text{dep}}^{\text{série}}(x) = \frac{1}{\frac{1-\Phi_{\text{po}}(x)}{\lambda_{\text{mag}}} + \frac{\Phi_{\text{po}}(x)\psi(R^*,x)}{\lambda_l} + \frac{\Phi_{\text{po}}(x)(1-\psi(R^*,x))}{\lambda_g}} \quad (4.5)$$

- modèle de conductivité en parallèle,

$$\lambda_{\text{dep}}^{\text{parallèle}}(x) = \lambda_{\text{mag}}(1-\Phi_{\text{po}}(x)) + \lambda_l\Phi_{\text{po}}(x)\psi(R^*,x) + \lambda_g\Phi_{\text{po}}(x)(1-\psi(R^*,x)) \quad (4.6)$$

- modèle de conductivité de **MAXWELL** [1954] (Eq. 3.14),
- modèle de conductivité de la théorie des milieux effectifs (EMT) [LANDAUER, 1952],

$$\begin{aligned} (1-\Phi_{\text{po}}(x)) \frac{\lambda_{\text{mag}} - \lambda_{\text{dep}}^{\text{EMT}}(x)}{\lambda_{\text{mag}} + 2\lambda_{\text{dep}}^{\text{EMT}}(x)} + \Phi_{\text{po}}(x)\psi(R^*,x) \frac{\lambda_l - \lambda_{\text{dep}}^{\text{EMT}}(x)}{\lambda_l + 2\lambda_{\text{dep}}^{\text{EMT}}(x)} \\ + \Phi_{\text{po}}(x)(1-\psi(R^*,x)) \frac{\lambda_g - \lambda_{\text{dep}}^{\text{EMT}}(x)}{\lambda_g + 2\lambda_{\text{dep}}^{\text{EMT}}(x)} = 0 \end{aligned} \quad (4.7)$$

Nous allons comparer les prédictions du modèle de conductivité **FS** en se comparant aux conductivités des dépôts B4 et B4(7) mesurées par **UHLE** [1997]. Mise à part leur porosité, la distribution poreuse de ces deux dépôts ne diffèrent que par leur valeur d'écart-type (B4 :  $\sigma = 0,5$  ; B4(7) :  $\sigma = 0,35$ ) (tableau 4.1). Pour la comparaison avec le modèle **FS**, nous utiliserons alors une valeur de  $\sigma = 0,4$  et une épaisseur de dépôt de  $25 \mu m$ .

La figure 4.9 illustre la comparaison entre le modèle de conductivité thermique **FS**, les autres modèles de conductivité thermique sus-mentionnés et les mesures de conductivité thermique des dépôts B4 et B4(7).

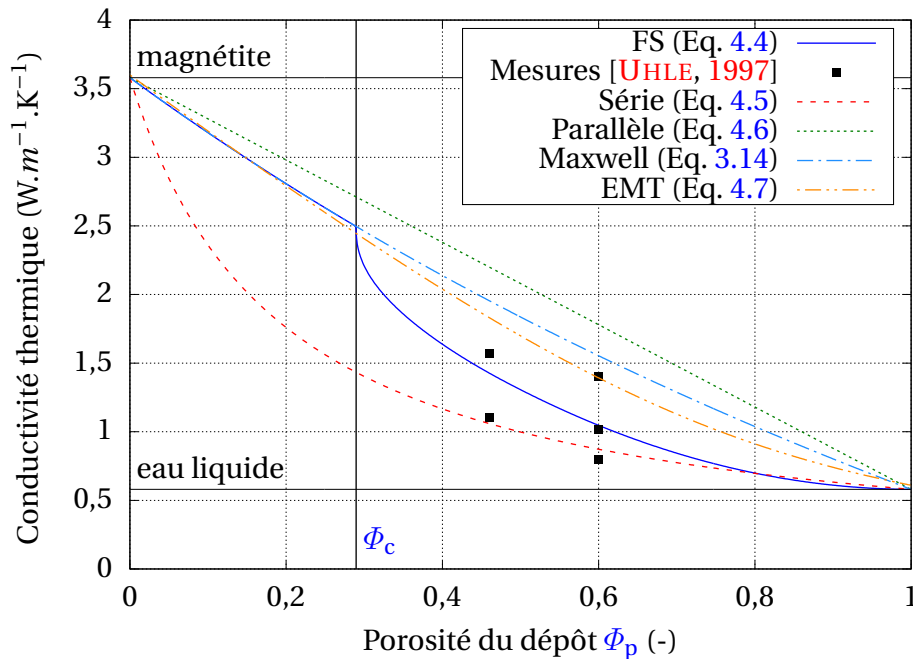


Figure 4.9: Comparaison entre la conductivité thermique mesurée par **UHLE** [1997], celle calculée par l'approche fractale statistique (Eq. 4.4) et les autres modèles (Eq. 4.5 à Eq. 4.7)

On remarque un bon comportement du modèle FS pour les valeurs de porosités extrêmes :  $\lambda_{\text{dep}} \rightarrow \lambda_{\text{mag}}$  lorsque  $\Phi_p \rightarrow 0$ , et  $\lambda_{\text{dep}} \rightarrow \lambda_l$  lorsque  $\Phi_p \rightarrow 1$ .

Malgré une forte dispersion des mesures, on observe que le modèle FS est le seul modèle qui traverse le nuage de point expérimentaux en son centre. Comme attendu, le modèle en série est la configuration la plus dégradante vis-à-vis de la conductivité, alors que le modèle en parallèle est la configuration la plus optimiste.

Pour de fortes porosités ( $\Phi_p > 70\%$ ), l'estimation du modèle FS est proche de celle du modèle en série. En effet, une porosité élevée du dépôt s'accompagne d'une forte sinuosité de la matrice de magnétite. Le chemin de conduction thermique au travers de la matrice du dépôt est plus long, ce qui induit une chute de la conductivité globale du dépôt.

Pour de faibles porosités ( $\Phi_p < \Phi_c = 28,95\%$ ), on observe que l'estimation du modèle FS est identique à l'estimation du modèle de MAXWELL [1954] ( $\Phi_{\text{po}} = 0 \rightarrow \lambda_{\text{dep}} = \lambda_m$ , Eq. 4.4) et très proche de celle du modèle EMT. Ces deux modèles sont connus pour estimer correctement la conductivité des milieux à faibles porosités. Cela constitue alors un élément de validation supplémentaire concernant le modèle FS.

Nous remarquons aussi une rupture de pente qui intervient au niveau du seuil de percolation  $\Phi_c$ . Au-delà de cette valeur, les premières porosités ouvertes apparaissent. Des chemins de conduction thermique comportant un mélange homogène de magnétite et d'eau liquide (conductivité relativement élevée) disparaissent au profit de chemins parallèles de pores remplis d'eau liquide très sinueux (conductivité relativement faible). De plus, au-delà du seuil de percolation, l'augmentation de la porosité du dépôt conduit à accroître la tortuosité de la matrice de magnétite, ce qui contribue ainsi à faire chuter la conductivité thermique du dépôt.

La figure 4.10 illustre la variation de la conductivité thermique en fonction de la porosité et de la proportion de liquide dans le dépôt. Cette simulation est réalisée avec les paramètres du dépôt de TAPPING et al. [1991] (tableau 4.1).

La conductivité thermique du dépôt diminue dès lors que la porosité du dépôt augmente. On observe aussi une augmentation de la conductivité thermique du dépôt lorsque la proportion de liquide augmente. En effet, la phase liquide de l'eau est plus conductrice que la phase vapeur. Nous noterons que la conductivité thermique totale du dépôt tend bien vers celle du liquide lorsque la porosité et la proportion de liquide tendent vers 1. Le même constat est réalisé pour la vapeur.

## Perméabilité

Pour ce qui est des perméabilités liquide et vapeur, l'utilisation de l'approche FS permet d'obtenir les expressions suivantes :

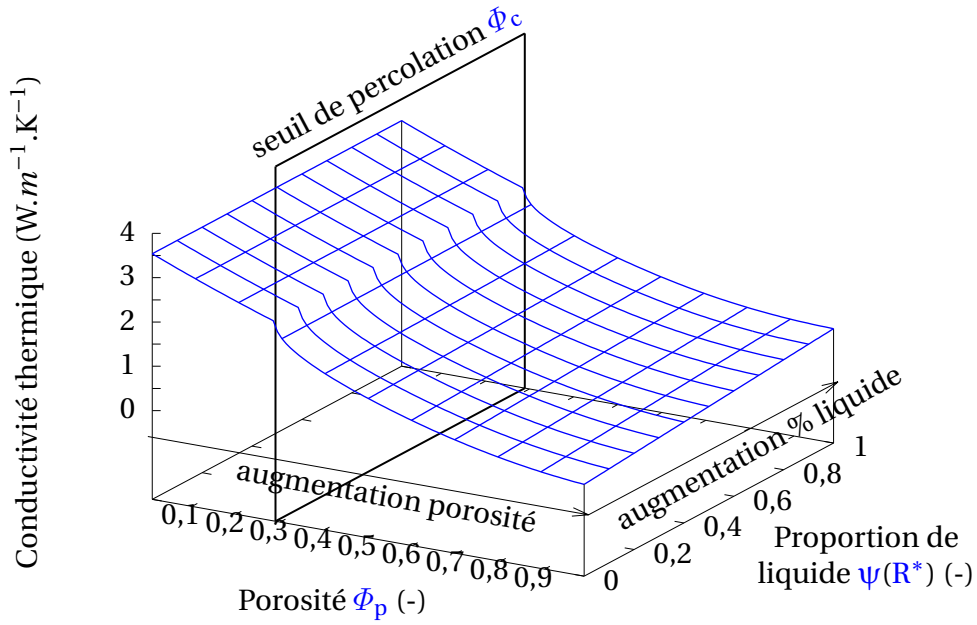


Figure 4.10: Estimation de la conductivité thermique du dépôt en fonction de la porosité et de la proportion de liquide

$$\left\{ \begin{array}{l} K_l(x) = \frac{\Phi_{po}(x)}{8} \sum_{i=1}^n \frac{N_i(x) \pi R_i^4}{\sum_{i=j}^n N_j(x) \pi R_j^2} \left( \frac{R_i}{L_{dep}} \right)^{D_\tau-1} \exp\left(\frac{\sigma^2((D_\tau+3)^2-4)}{2}\right) \frac{\operatorname{erf}\left(\frac{\ln\left(\frac{R^*}{R_i}\right) - \sigma^2(D_\tau+3)}{\sqrt{2}\sigma}\right) + 1}{2} \\ K_g(x) = \frac{\Phi_{po}(x)}{8} \sum_{i=1}^n \frac{N_i(x) \pi R_i^4}{\sum_{i=j}^n N_j(x) \pi R_j^2} \left( \frac{R_i}{L_{dep}} \right)^{D_\tau-1} \exp\left(\frac{\sigma^2((D_\tau+3)^2-4)}{2}\right) \frac{1 - \operatorname{erf}\left(\frac{\ln\left(\frac{R^*}{R_i}\right) - \sigma^2(D_\tau+3)}{\sqrt{2}\sigma}\right)}{2} \end{array} \right. \quad (4.8)$$

Le détail du calcul est présenté en annexes A.5.8. Ce modèle de perméabilité prend en compte la tortuosité des pores et la distribution du liquide et de la vapeur dans le réseau de pores (capillaires traversés par le liquide, cheminées traversées par la vapeur). On remarque que la somme des deux perméabilités (liquide et vapeur) constitue la perméabilité totale et ne dépend pas de  $R^*$ . La perméabilité totale est donc une constante vis-à-vis de la proportion de liquide dans le dépôt. Aussi, lorsque le dépôt est rempli à 100% de liquide ( $R^* \rightarrow +\infty$ ), la perméabilité liquide est égale à la perméabilité vapeur lorsque le dépôt est rempli à 100% de vapeur ( $R^* \rightarrow +0$ ). Ce résultat est cohérent car la perméabilité ne dépend que du chemin géométrique emprunté, indépendamment du fluide. Dans les deux cas limites, le chemin emprunté est identique, et leur perméabilité associée l'est également.

Afin de valider le modèle de perméabilité, nous allons comparer les mesures de perméabilité provenant des dépôts B3, B4, B4(7) [UHLE, 1997] et les dépôts n°1 et n°2 [CHEN et al., 2000] aux estimations du modèle FS (Eq. 4.8). Les mesures de perméabilité sont réalisées avec un seul fluide, de l'eau liquide. Nous considérerons alors une proportion de liquide

égale à 1 dans les simulations ( $R^* \rightarrow +\infty$ ). La valeur des différents paramètres des dépôts (rayons médians, écart-type, etc.) sont ceux provenant de la validation du modèle FS (tableau 4.1).

La figure 4.11 compare la valeur de perméabilité calculée par l'approche FS à la valeur de perméabilité mesurée. On observe un bon accord entre les estimations du modèle et les mesures. Une erreur moyenne de 14,2% et une erreur absolue moyenne de 29,7% sont produites. Ces erreurs sont relativement faibles au vu des différents ordres de grandeur que peut prendre la perméabilité (variation de  $10^{-16} m^2$  à  $10^{-10} m^2$ ). Ces résultats sont encourageants et constituent des éléments de validation vis-à-vis du modèle de perméabilité.

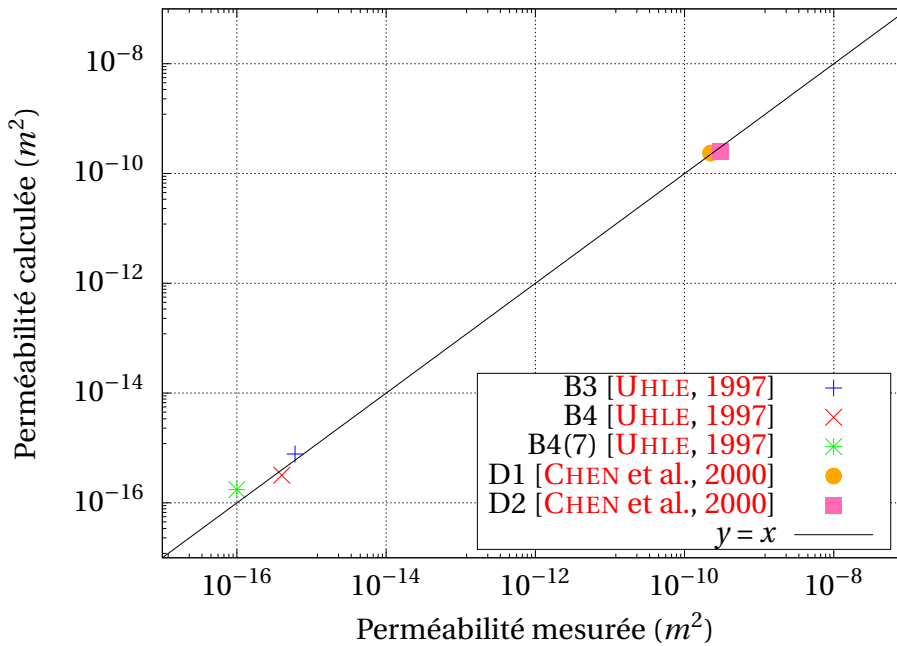


Figure 4.11: Comparaison entre les valeurs de perméabilité mesurées par UHLE [1997] et CHEN et al. [2000] et calculées par l'approche FS (Eq. 4.8)

La figure 4.12 illustre la variation de la perméabilité liquide  $K_l$  et vapeur  $K_g$  en fonction de la porosité et de la proportion de liquide  $\psi (R^*)$ . Les propriétés de dépôt utilisées pour la simulation sont celles de TAPPING et al. [1991] (Tableau 4.1).

Lorsque la porosité du dépôt  $\Phi_p$  est inférieure au seuil de percolation  $\Phi_c$ , la perméabilité du dépôt est nulle puisqu'il n'existe aucun pore ouvert capable de faire traverser le fluide à l'intérieur du dépôt (Eq. 4.8). Au-delà du seuil de percolation, la perméabilité (liquide ou vapeur) augmente avec la porosité du dépôt. L'évolution en fonction de la porosité n'est pas linéaire comme le suggère la relation 4.8 car au fur et à mesure de la hausse de la porosité, la tortuosité des pores devient plus faible, ce qui conduit à augmenter davantage la perméabilité.

On observe aussi que la perméabilité liquide  $K_l$  augmente avec la proportion de liquide. En effet, lorsque la proportion de liquide augmente dans le dépôt, de plus en plus de pores sont disponibles pour faire traverser le liquide (et de moins en moins sont disponibles pour la vapeur). Un raisonnement similaire peut être fait pour la vapeur. On pourrait s'attendre à ce que la perméabilité liquide soit égale à la perméabilité vapeur lorsque la proportion de liquide vaut 50%. Ce n'est pas le cas car la vapeur est transportée par les

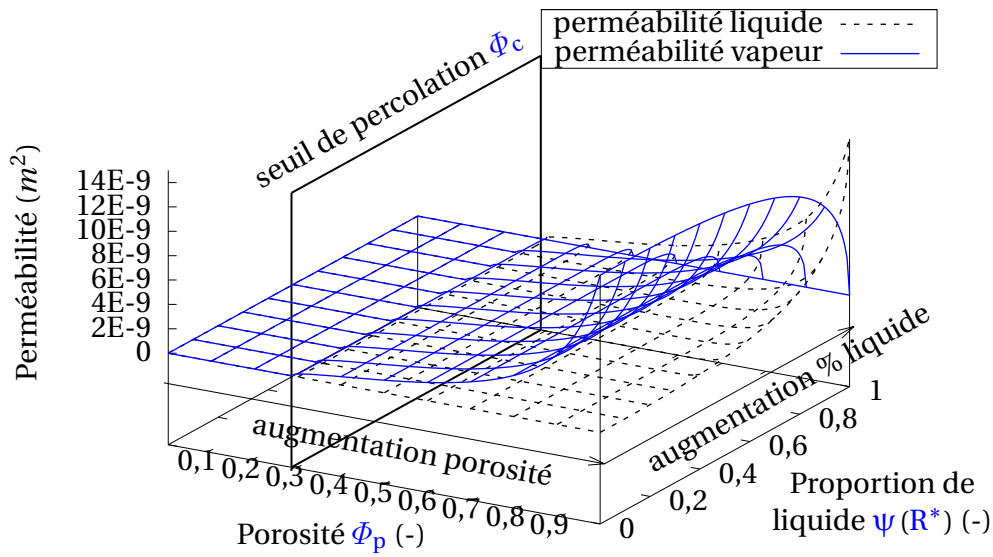


Figure 4.12: Estimation de la perméabilité liquide et vapeur du dépôt en fonction de la porosité et de la proportion de liquide

pores de plus grandes tailles, faiblement sinueux. Ce n'est donc pas équivalent pour le fluide de traverser 50% du volume poreux via les plus petits pores ou les grands pores. La proportion critique de liquide pour que la perméabilité liquide soit égale à la perméabilité vapeur varie suivant la porosité. Pour 50% de porosité, la proportion critique de liquide vaut 99,25%. Pour une porosité qui tend vers 1, la proportion critique de liquide vaut 94,5%. Il est ainsi beaucoup plus difficile pour le liquide de traverser le dépôt que pour la vapeur, mais cette difficulté diminue lorsque la porosité augmente.

## Synthèse

Nous notons que le nombre de données expérimentales pour valider le modèle de conductivité thermique ou le modèle de perméabilité est relativement faible (5 pour la conductivité, 5 pour la perméabilité). En effet, à la connaissance de l'auteur, il n'existe que très peu de mesures de conductivité thermique ou de perméabilité pour lesquelles nous connaissons la distribution poreuse ( $R_i$ ,  $\sigma$ ,  $D_S$ , etc.). Cependant, nous sommes tout de même en mesure de conclure, au vu des comparaisons effectuées, que non seulement la distribution poreuse est correctement décrite par l'approche FS (section 4.2.1), mais qu'en plus, les modèles de conductivité thermique et de perméabilité déterminent avec une précision satisfaisante les propriétés thermohydrauliques effectives des dépôts (section 4.2.2). Il ne nous reste plus à présent qu'à valider le modèle de transfert thermique (section 4.2.3).

### 4.2.3 Validation du modèle de transfert thermique

L'objectif de cette section est de valider le modèle de transfert thermique (Eq. 3.4 à Eq. 3.10). La grandeur utilisée pour la comparaison est le coefficient d'échange total

$h_{\text{encrasse}}$  (Eq. 3.2).

Les estimations du modèle de transfert thermique sont comparées à des mesures de transfert thermique de dépôt provenant d'une base de données expérimentales de l'EPRI [EPRI, 2011]. Ces dépôts nommés CRUD (Chalk River Unidentified Deposit) apparaissent sur les crayons combustibles des cœurs de réacteurs. Cette base de données comprend des mesures de caractéristiques de dépôt (rayon des cheminées  $R_1$ , épaisseur  $L_{\text{dep}}$ , porosité  $\Phi_p$ ) mais aussi des mesures de propriétés thermohydrauliques (température à la paroi  $T_{\text{paroi}}$ , température du fluide secondaire  $T_{\text{fs}}$ , débit massique surfacique du fluide secondaire  $Q_{\text{m,fs}}$ , flux thermique surfacique  $\varphi_{\text{paroi}}$ ). Toute une gamme de conditions thermohydrauliques est testée dans le cadre de ces expériences. Nous ne retiendrons ici que les points de mesure les plus proches des conditions du circuit secondaire. Pour certains dépôts où l'on distingue nettement deux couches différentes (couche dense et couche poreuse), une mesure de l'épaisseur et de la porosité de chaque couche est effectuée.

Le rayon moyen  $\langle R_1 \rangle$  des cheminées d'ébullition est aussi estimé, ce qui permet de remonter à l'écart-type  $\sigma$  au travers de la distribution log-normale :

$$\sigma = \sqrt{2 \ln \left( \frac{\langle R_1 \rangle}{R_1} \right)} \quad (4.9)$$

La porosité  $\Phi_1$  occupée par les pores de niveau 1 est aussi déterminée. La porosité  $\Phi_2$  est déduite de la porosité globale du dépôt  $\Phi_p$  et de  $\Phi_1$ , ce qui permet d'obtenir la dimension fractale de la surface des pores  $D_s$  à l'aide de l'équation 4.3. Seul le rayon médian des pores de niveau 2 n'est pas connu. Nous choisirons arbitrairement une valeur de rayon médian  $R_2$  pour les pores de niveau 2 de  $0,05 \mu\text{m}$ , proche des dépôts de UHLE [1997] et de JEON et al. [2018]. Le rayon médian  $R_2$  n'a de toute manière que très peu d'influence sur l'estimation du coefficient d'échange (section 4.3.3).

Dans cette base de données, trois écarts de température à la saturation sont testés :  $\Delta T_{\text{sub}} = 10^\circ\text{C}$ ,  $\Delta T_{\text{sub}} = 18^\circ\text{C}$  et  $\Delta T_{\text{sub}} = 55^\circ\text{C}$ , ce qui représente un total de 1112 mesures. La figure 4.13 présente les coefficients d'échange mesurés en fonction du flux thermique surfacique pour les différents dépôts de la base de données.

Dans certains cas, les propriétés du dépôt n'ont pas été mesurées, ce qui représente 33 données non prises en compte.

Dans les expériences, deux régimes de transfert thermique sont observés : l'ébullition nucléée et le régime asséché. L'ébullition nucléée se caractérise par une augmentation du coefficient d'échange lorsque le flux thermique surfacique augmente. Le régime asséché se traduit par une stagnation du coefficient d'échange lorsque le flux thermique surfacique augmente. Dans les conditions du circuit primaire, les flux thermiques surfaciques sont suffisants pour observer ce deuxième régime. Néanmoins, ce n'est pas le cas dans les conditions des GV. Ainsi, seules les mesures correspondantes à l'ébullition nucléée seront utilisées dans la comparaison. La figure 4.14 illustre les deux régimes observés.

Nous écartons ainsi de la comparaison 366 mesures. Enfin, pour un même dépôt, les deux régimes de transfert thermique peuvent être observés comme l'illustre la figure 4.15.

Ainsi, nous écartons toutes les mesures correspondantes à un flux thermique surfacique supérieur à  $1 \text{ MW}\cdot\text{m}^{-2}$  lorsque l'écart de température à la saturation est de  $10^\circ\text{C}$ , et

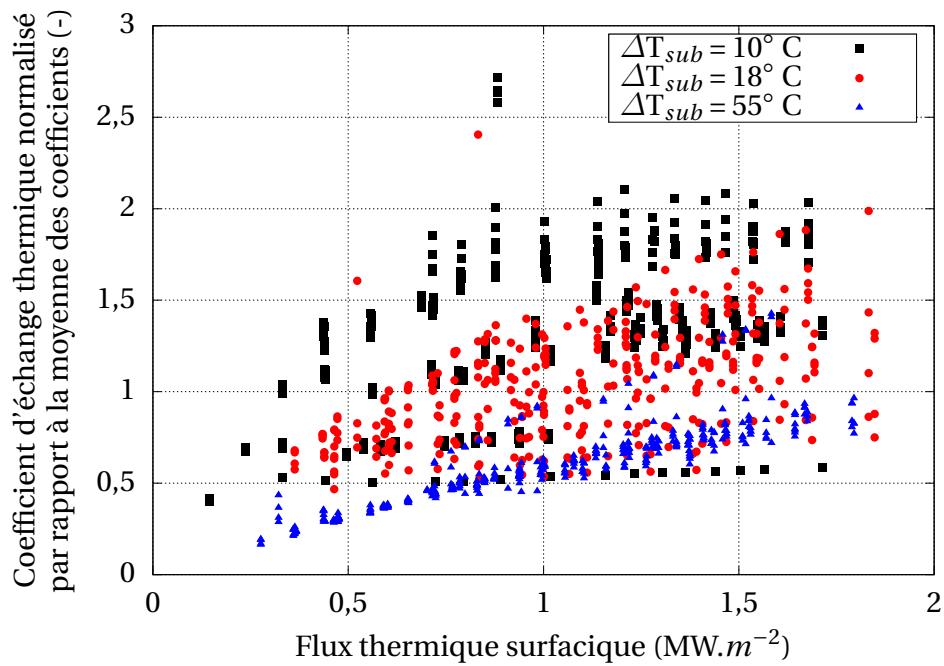


Figure 4.13: Coefficients d'échange mesurés en fonction du flux thermique surfacique

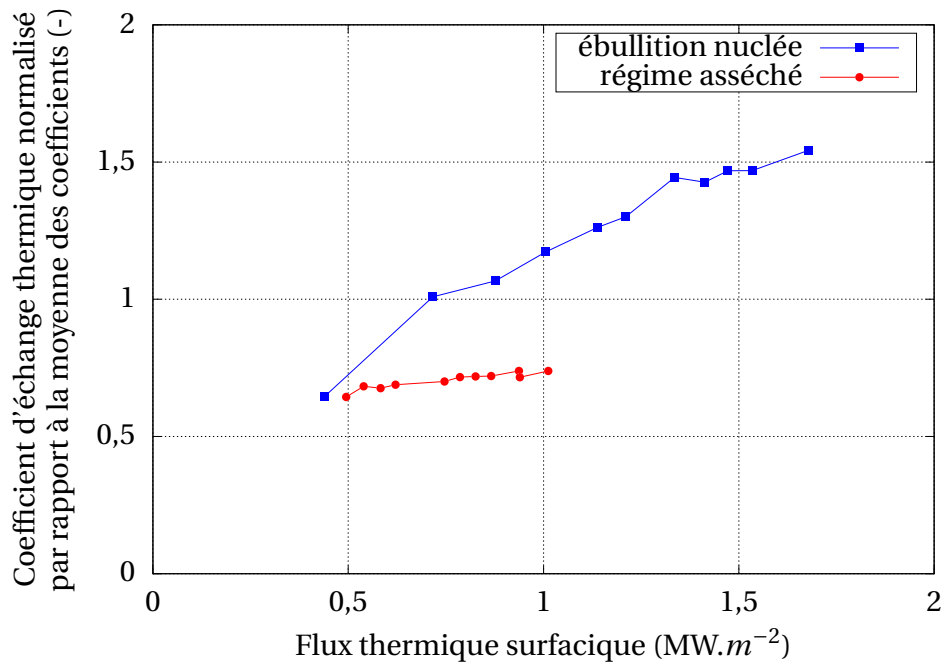


Figure 4.14: Illustration d'un cas de régime de transfert thermique sous ébullition nucléée et d'un cas de régime asséché



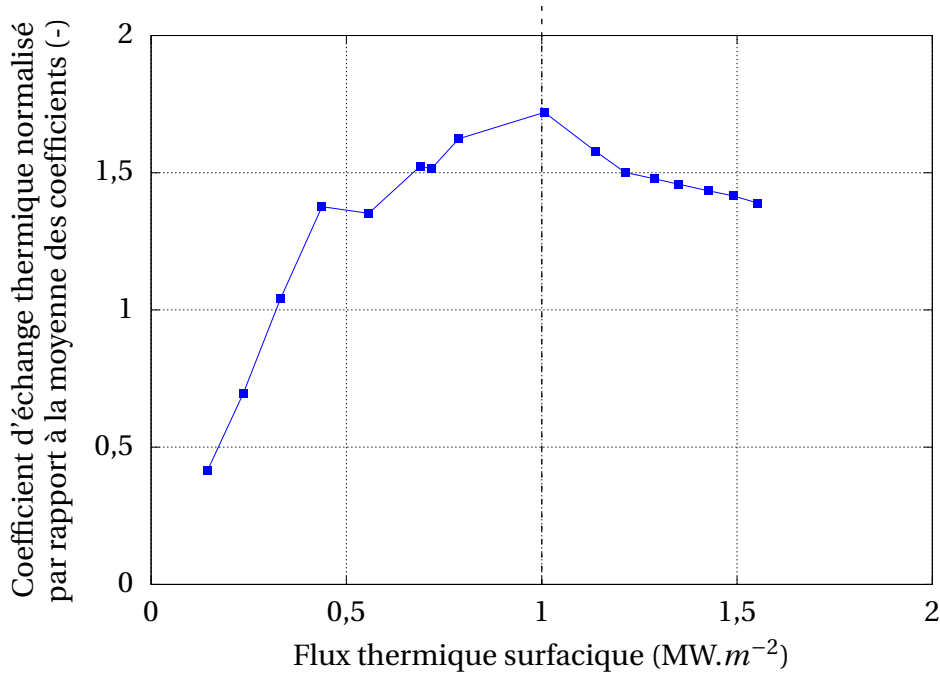


Figure 4.15: Illustration de la présence des deux régimes de transfert thermique suivant la valeur du flux thermique surfacique

supérieur à  $1,2 \text{ MW.m}^{-2}$  lorsque l'écart de température à la saturation est de  $18^\circ \text{ C}$ . Cela correspond à 204 mesures écartées de la comparaison. Aucune mesure n'a été écartée lorsque l'écart de température à la saturation est de  $55^\circ \text{ C}$ .

Ainsi, au total, nous utiliserons 509 mesures (ébullition nucléée) pour valider le modèle de transfert thermique (tableau 4.2).

$\Delta T_{sub}$ (K)	Nombre de données (-)	Diamètre des tubes (cm)	Flux th. (MW/m <sup>2</sup> )
10	97	0,91/0,95	0,44 - 0,98
18	31	0,95	0,49 - 1,16
55	381	0,91/0,93/0,95	0,27 - 1,79

Tableau 4.2: Synthèse des cas de dépôts provenant de la base de données CRUD [EPRI, 2011]

La figure 4.16 montre la comparaison entre les coefficients d'échange mesurés et ceux calculés par le modèle de transfert thermique.

L'erreur moyenne entre les mesures et les estimations du modèle de transfert thermique est de 4,6%. L'erreur absolue moyenne est de 11,8%. L'erreur obtenue est relativement faible vis-à-vis des incertitudes des corrélations des coefficients d'échange thermique ( $\sim 20\%$ ) [LIU et WINTERTON, 1991]. Environ 98% des mesures sont comprises dans la bande d'erreur  $\pm 40\%$ . Le modèle de transfert thermique est alors capable de simuler avec une précision très satisfaisante le transfert thermique dans les dépôts d'encrassement.

#### 4.2.4 Synthèse de la validation

La validation de la modélisation MCFS est réalisée en trois étapes.

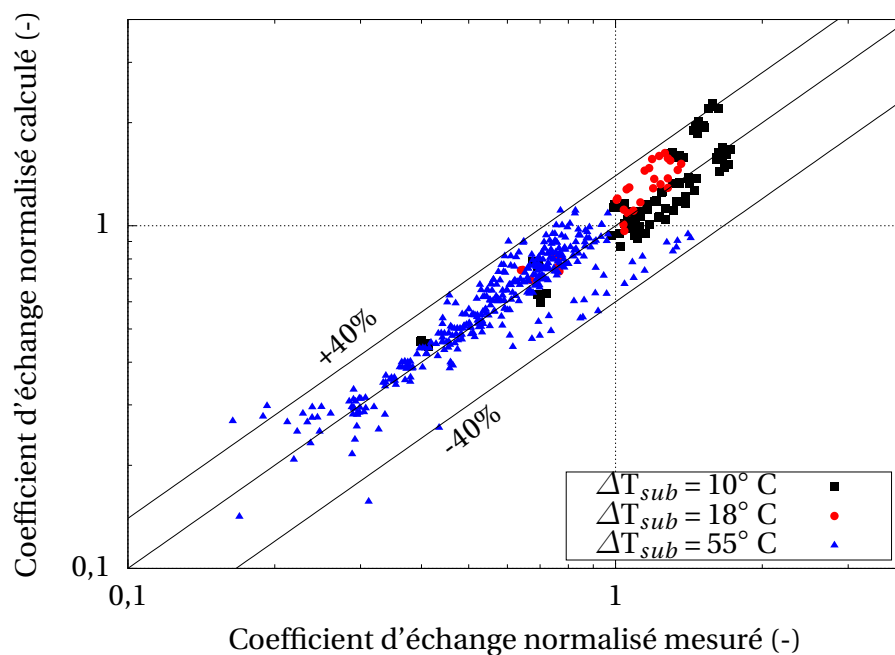


Figure 4.16: Comparaison entre les coefficients d'échange mesurés [EPRI, 2011] et ceux calculés par le modèle de transfert thermique couplé à l'approche fractale statistique

Premièrement, l'approche FS est validée à l'aide d'une comparaison avec différents mesures de dépôts d'encrassement [TAPPING et al., 1991], [JEON et al., 2018], [UHLE, 1997], [CHEN et al., 2000] et même d'autres structures fractales telles que des haies de bassins versants [ROLAND et FLEURANT, 2004]. Le modèle FS est en mesure de décrire avec une précision très satisfaisante la microstructure poreuse des dépôts (erreur quadratique de 5,1% sur les dépôts d'encrassement de GV mesurés par TAPPING et al. [1991]). Pour cela, les données d'entrée requises par le modèle fractal peuvent être obtenues par ajustement avec une distribution de pores mesurée, ou par observation visuelle sur des clichés de dépôt.

Deuxièmement, les estimations des modèles de propriétés thermohydrauliques effectives (conductivité thermique et perméabilité) sont comparées à des mesures effectuées sur des dépôts [UHLE, 1997], [CHEN et al., 2000] (retenus pour la validation car le jeu de paramètres décrivant leur microstructure est connu et validé dans la section précédente). Ces modèles prédisent convenablement les propriétés effectives des dépôts, aussi bien d'un point de vue quantitatif (reproduction des mesures) que qualitatif (évolution des propriétés effectives en fonction de la porosité et de la proportion de liquide dans le dépôt).

Troisièmement, le modèle de transfert thermique est validé par comparaison avec une base de données de l'EPRI [2011]. Cette base comporte des données à propos de la microstructure du dépôts et des mesures thermiques permettant de déterminer un coefficient d'échange. Un tri des données est réalisé de manière à ne se comparer qu'aux mesures pertinentes, celles représentatives des conditions thermohydrauliques du GV. La comparaison effectuée apporte un certain degré de confiance dans l'utilisation du modèle puisque l'erreur quadratique moyenne n'est que de 11,8%.

Néanmoins, cette validation en trois étapes est réalisée sur des dépôts où seule une couche (voir deux couches pour certains cas de validation du modèle de transfert thermique) est considérée. L'absence significative de mesures ne nous permet pas d'éprouver davantage

la modélisation multi-couches des dépôts d'encrassement. Nous espérons que notre modélisation [MCFS](#) orientera les futures mesures, de sorte à obtenir plus d'informations sur l'évolution de la porosité et de la microstructure dans l'épaisseur des dépôts d'encrassement.

### 4.3 Application de la modélisation

Maintenant que la modélisation de l'encrassement à l'échelle du dépôt est validée, l'objectif de cette section est d'identifier, comprendre et quantifier la sensibilité de l'ensemble des paramètres du dépôt sur le transfert thermique. Pour cela, une paramétrisation des dépôts d'encrassement est réalisée dans un premier temps. Notamment le profil de porosité du dépôt est défini explicitement par une fonction mathématique. Dans un second temps, une simulation dite de "référence" est réalisée. Elle illustre l'impact sur la thermique d'un dépôt ayant des caractéristiques similaires à ceux rencontrés dans les [GV](#). Elle servira aussi de point de comparaison à l'ensemble des simulations réalisées dans le cadre de l'étude de sensibilité. Cette étude constitue justement le troisième et dernier temps de cette section. Premièrement, une analyse multi-paramétrée, où l'ensemble des données d'entrée varie simultanément, est conduite afin d'identifier les caractéristiques des dépôts les plus importantes sur le transfert thermique. Deuxièmement, l'influence de ces caractéristiques est ensuite explicitée au travers d'une étude où les données d'entrée sont modifiées une par une.

#### 4.3.1 Paramétrisation des dépôts d'encrassement

Nous considérons un dépôt composé d'une infinité de couches de manière à obtenir une variation continue de la porosité au travers du dépôt. Ce choix de modélisation nous paraît plus réaliste qu'une représentation en un nombre restreint de couches qui présenterait ainsi des discontinuités dans le profil de porosité.

Pour décrire ce profil, nous utilisons trois paramètres :

- la porosité de la couche supérieure  $\Phi_{\text{dep}}$ . C'est la porosité de la couche à porosité la plus élevée, celle en contact direct avec le fluide secondaire. Celle-ci reste néanmoins inférieure ou égale à 70% (porosité maximale observée pour des dépôts) ;
- la porosité minimale atteignable du dépôt  $\Phi_{\text{min}}$ . La porosité du dépôt  $\Phi_p(x)$  ne peut être inférieure à cette valeur ;
- le coefficient de densification  $C_{\text{dens}}$ . Il pilote le gradient de porosité dans le dépôt et est défini entre 0 et 1.

Il est à noter que l'on peut distinguer trois notions de porosité maximale :

- la porosité maximale admissible dans un dépôt, d'environ 70% (tenue mécanique) ;
- la porosité maximale  $\Phi_{\text{max}}$  de la couche de dépôt non densifiée correspondante à l'étape 1 du processus de constitution du dépôt (section [2.3.3](#)) ;
- la porosité de la couche externe du dépôt  $\Phi_{\text{dep}}$  (possiblement densifiée) qui est la porosité maximale observée dans le dépôt considéré.

L'inégalité suivante est toujours respectée :

$$\Phi_{\text{dep}} \leq \Phi_{\text{max}} \leq 70\% \quad (4.10)$$

Dans la suite de ce chapitre, seule la porosité  $\Phi_{\text{dep}}$  est considérée puisque nous ne nous intéressons qu'à la description d'un dépôt donné (densifié ou non).

Le profil de porosité du dépôt  $\Phi_p$  s'écrit :

$$\Phi_p(x) = \max\left(\Phi_{\text{dep}} - \frac{d\Phi_p}{dx}(L_{\text{dep}} - x); \Phi_{\text{min}}\right) \quad (4.11)$$

avec :

$$\frac{d\Phi_p}{dx} = \frac{78}{L_{\text{dep}}} \tan(\arcsin(C_{\text{dens}})) \quad (4.12)$$

Le coefficient de densification est défini de manière à obtenir un gradient de porosité nul pour  $C_{\text{dens}} = 0$  et un gradient qui tend vers l'infini lorsque  $C_{\text{dens}} = 1$ . La normalisation  $\frac{78}{L_{\text{dep}}}$  est réalisée afin de reproduire une chute de 45 points de la porosité sur toute l'épaisseur du dépôt lorsque  $C_{\text{dens}} = 0,5$  (simulation de référence). Son influence sur le profil de porosité est similaire à la fraction d'espèces solubles  $\Delta m_{s,\text{sol}}/\Delta m_{s,\text{tot}}$  en entrée de GV (Fig. 2.7).

La porosité du dépôt n'atteint pas nécessairement la porosité minimale  $\Phi_{\text{min}}$ . Cependant, si elle est atteinte dans le dépôt en  $x = x_{\text{min}}$  ( $\Phi_p(x_{\text{min}}) = \Phi_{\text{min}}$ ), le gradient de porosité s'annule et toutes les couches inférieures ont la porosité  $\Phi_{\text{min}}$  ( $\Phi_p(x) = \Phi_{\text{min}} \forall x \leq x_{\text{min}}$ ).

Les simulations effectuées (simulation de référence et étude de sensibilité) sont réalisées avec les conditions thermohydrauliques suivantes (représentatives des GV) :

- une pression du circuit secondaire  $P_{\text{fs}} = 60 \text{ bar}$  ;
- un débit massique surfacique  $Q_{\text{m,fs}} = 400 \text{ kg}/\text{m}^2/\text{s}$  ;
- un flux thermique surfacique  $\varphi_{\text{paroi}} = 200 \text{ kW}/\text{m}^2$  ;
- un titre massique  $\Gamma_{\text{g,fs}} = 10\%$ .

Les propriétés des dépôts d'encrassement dans les GV sont listées dans le tableau 4.3.

### 4.3.2 Simulation de référence

La figure 4.17 illustre la variation du coefficient d'échange encrassé en fonction de l'épaisseur du dépôt  $L_{\text{dep}}$ . Pour cette simulation, une porosité de la couche supérieure  $\Phi_{\text{dep}} = 50\%$ , une porosité minimale  $\Phi_{\text{min}} = 5\%$  et un coefficient de densification  $C_{\text{dens}} = 0,5$  sont utilisés. La valeur du coefficient de densification conduit à une porosité qui varie linéairement entre 50% (couche supérieure) et 5% (couche inférieure). Les données d'entrée utilisées sont répertoriées dans la colonne "Référence" du tableau 4.3, et correspondent à un dépôt d'encrassement réaliste dans un GV.

Propriétés	Intervalles de variation possible	Référence
$L_{\text{dep}}$ ( $\mu m$ )	$\leq 300$	100
$R_1$ ( $\mu m$ )	5 - 10 [R. VARRIN, 1996]	5 [TAPPING et al., 1991]
$R_2$ ( $\mu m$ )	$\leq 0,5$ [R. VARRIN, 1996]	0,15
$\sigma$ (-)	0,2 - 0,8	0,8 [TAPPING et al., 1991]
$D_S$ (-)	2 - 3	2,7
$\Phi_c$ (%)	$\leq 28,95$ [XU et JIAO, 2019]	28,95 [RINTOUL et TORQUATO, 1997]
$\Phi_{\text{min}}$ (%)	$\leq 30$ [GOUJON, 2014]	5 [KLIMAS et al., 1998]
$\Phi_{\text{dep}}$ (%)	30 - 70 [GOUJON, 2014]	50 [TAPPING et al., 1991]
$C_{\text{dens}}$ (-)	0 - 1	0,5

Tableau 4.3: Intervalles de variation possible des propriétés des dépôts d'encrassement dans les GV (colonne 2) et valeurs de référence adoptées pour les simulations (colonne 3)

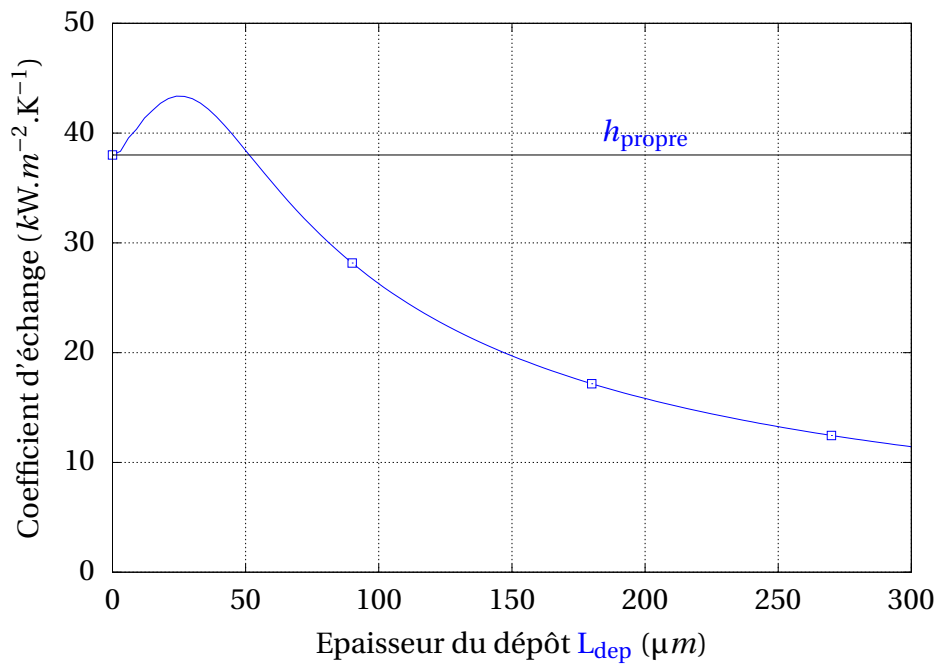


Figure 4.17: Estimation du coefficient d'échange en fonction de l'épaisseur du dépôt

Comme attendu, le coefficient d'échange encrassé tend vers le coefficient d'échange propre lorsque l'épaisseur du dépôt tends vers 0. Le dépôt d'encrassement améliore le transfert thermique sur les 50 premiers micromètres d'épaisseur. Cette amélioration est due au mécanisme d'ébullition dans la structure poreuse qui permet une évacuation efficace du flux de chaleur dans le dépôt. Un maximum est observé pour environ 25  $\mu m$ . Au-delà de 50 micromètres, l'épaississement du dépôt se traduit par une dégradation du transfert thermique car le mécanisme de conduction thermique contrebalance l'effet positif du mécanisme d'ébullition.

Pour illustrer cette compétition entre l'ébullition et la conduction thermique, considérons le cas  $L_{dep} = 100 \mu m$ . Nous notons  $\Pi_{lg}$ , la densité volumique de puissance évacuée par ébullition, définie comme :

$$\Pi_{lg} = \alpha_{lg}(R^*, x) (T(x) - T_{sat}(x)) \quad (4.13)$$

La figure 4.18 montre la densité normalisée volumique de puissance évacuée par ébullition  $\Pi_{lg}/\Pi_{lg}^{max}$ , le flux thermique de conduction normalisé  $\varphi(x)/\varphi_{paroi}$  (représentés sur la même ordonnée) et la porosité ouverte dans les différentes couches du dépôt.

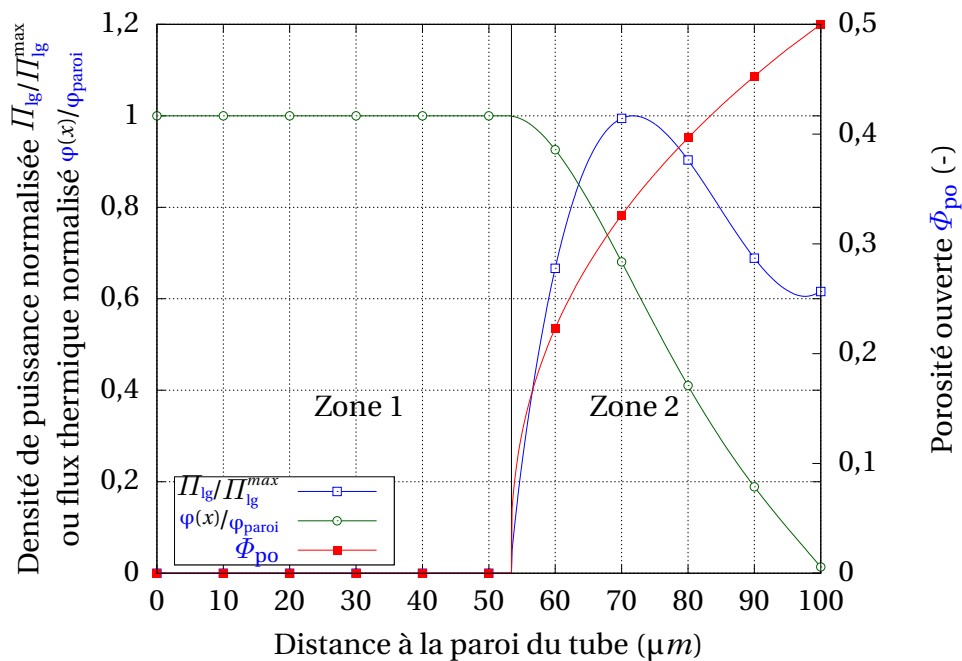


Figure 4.18: Évolution de la densité volumique de puissance évacuée par ébullition, du flux thermique surfacique de conduction et la porosité ouverte dans les différentes couches du dépôt

Comme attendu, il n'y a pas d'ébullition dans les couches à porosités fermées (zone 1). La conduction thermique dans ces couches de dépôt est très dégradante car le flux thermique est maximal (aucune puissance n'est encore évacuée par ébullition) : le gradient de température est élevé. Néanmoins, dès que la porosité ouverte devient non nulle, le mécanisme d'ébullition évacue de la chaleur. Dans un premier temps, au fur et à mesure que la porosité ouverte croît, la puissance évacuée par ébullition augmente. Cependant, au-delà de 70  $\mu m$  environ, la puissance évacuée par ébullition décroît car la température entre le dépôt d'encrassement et le fluide diminue. Ainsi, au-delà d'une certaine épaisseur de couche poreuse (zone 2), la conduction thermique devient négligeable puisque la majeure partie du flux thermique surfacique a été évacuée par ébullition.

### 4.3.3 Étude de sensibilité

#### Multi-paramétrée

La localisation de l'ébullition dans le dépôt et son intensité dépendent des propriétés du dépôt (profil de porosité, écart-type des distributions log-normales, seuil de percolation, etc.). Pour connaître l'influence des différents paramètres du dépôt sur l'échange thermique, une étude de sensibilité est menée (Fig. 4.19). L'intervalle de variation pour chacun des paramètres de dépôt est présenté dans la colonne "Intervalles de variation possible" du tableau 4.3. Les indices de Sobol du premier ordre ont été calculés par une approche de type Monte-Carlo [SOBOL, 2001]. Ces indices évoluent de 0 à 1 et traduisent l'influence directe du paramètre sur l'estimation du coefficient d'échange (Fig. 4.19a). Si un paramètre possède un indice proche de 1, alors le coefficient d'échange ne dépend que du paramètre en question. Au contraire, si un paramètre a un indice proche de 0, le coefficient d'échange ne dépend pas de ce paramètre. Au cours de cette étude, les indices de sensibilité totaux ont aussi été calculés. Ils traduisent l'influence directe et indirecte du paramètre sur l'estimation du coefficient d'échange (Fig. 4.19b). La différence entre l'indice total et celui du premier ordre illustre l'interdépendance entre la variable et les autres paramètres.

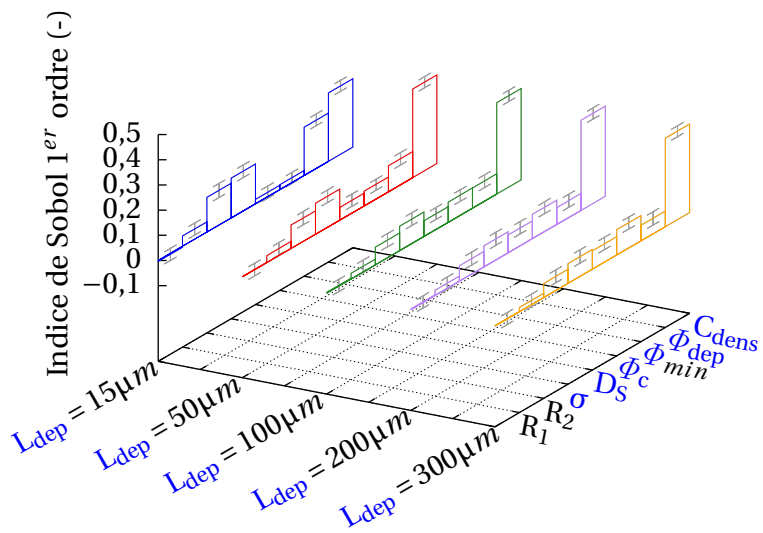
Pour cette étude de sensibilité, 750 000 simulations ont été réalisées. Les indices de sensibilité des caractéristiques listées dans le tableau 4.3 ont été calculés pour cinq épaisseurs de dépôt différentes. L'indice de sensibilité de l'épaisseur n'est justement pas calculée pour quantifier la variabilité de l'importance des autres paramètres en fonction de l'épaisseur. L'influence de ce paramètre reste néanmoins visible sur les figures 4.21, 4.23, 4.25 4.26, 4.27, 4.29 puisque les coefficients d'échange sont représentés en fonction de l'épaisseur du dépôt.

Les intervalles de confiance à 95% (i.e. intervalle pour lequel la probabilité que l'indice soit inclus dedans est de 95%) sont aussi calculés.

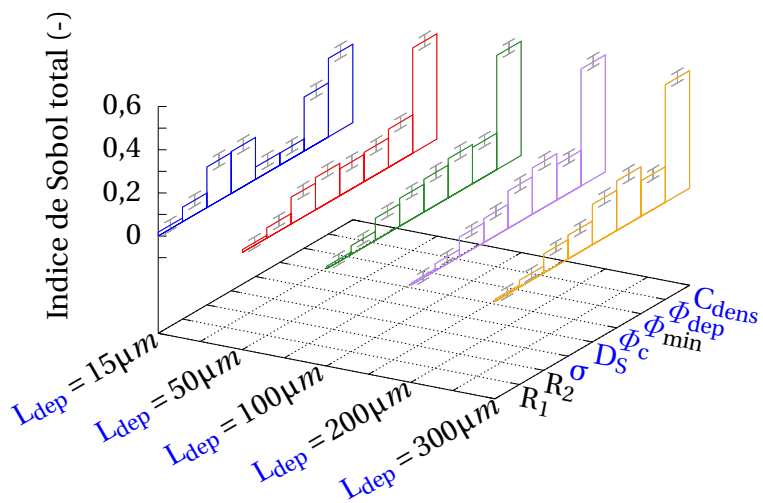
Les paramètres sont classés par ordre d'importance dans la liste suivante, accompagnée de leur indice de Sobol de premier ordre et total, moyenné sur les cinq épaisseurs de dépôt :

- le coefficient de densification ( $I_{C_{dens}}^1 \simeq 34\%$  et  $I_{C_{dens}}^{tot} \simeq 49\%$ ) ;
- la dimension fractale de la surface ( $I_{D_s}^1 \simeq 11\%$  et  $I_{D_s}^{tot} \simeq 14\%$ ) ;
- la porosité de la couche supérieure ( $I_{\Phi_{dep}}^1 \simeq 10\%$  et  $I_{\Phi_{dep}}^{tot} \simeq 17\%$ ) ;
- l'écart-type des distributions log-normales ( $I_{\sigma}^1 \simeq 8\%$  et  $I_{\sigma}^{tot} \simeq 14\%$ ) ;
- la porosité minimale du dépôt ( $I_{\Phi_{min}}^1 \simeq 7\%$  et  $I_{\Phi_{min}}^{tot} \simeq 16\%$ ) ;
- le seuil de percolation ( $I_{\Phi_c}^1 \simeq 5\%$  et  $I_{\Phi_c}^{tot} \simeq 14\%$ ).
- le rayon médian des pores de niveau 2 ( $I_{R_2}^1 \simeq 3\%$  et  $I_{R_2}^{tot} \simeq 4\%$ )
- le rayon médian des pores de niveau 1 ( $I_{R_1}^1 \simeq 0\%$  et  $I_{R_1}^{tot} \simeq 1\%$ )

Le coefficient de densification est le paramètre prédominant du modèle. Et pour cause, puisqu'il traduit le gradient de porosité dans le dépôt, la compétition entre le mécanisme



(a) Indices de Sobol de premier ordre



(b) Indices de Sobol totaux

Figure 4.19: Étude de sensibilité des propriétés des dépôts pour différentes valeurs d'épaisseurs de dépôt



d'ébullition et celui de conduction thermique dépend fortement de sa valeur : un dépôt très poreux ( $C_{dens} \rightarrow 0$ ) permet une ébullition intense dans sa structure poreuse et au contraire, un dépôt très dense ( $C_{dens} \rightarrow 1$ ) conduit à une dégradation liée à la conduction thermique s'effectuant dans les couches denses du dépôt. Les autres paramètres liés au profil de porosité ont aussi un impact important sur le transfert thermique, ce qui n'est pas un hasard puisque le profil de porosité conditionne de la même façon que précédemment la présence d'ébullition dans le dépôt.

On remarque aussi, en toute logique, une forte interdépendance entre les paramètres qui décrivent le profil de porosité ( $C_{dens}$ ,  $\Phi_{dep}$ ,  $\Phi_{min}$  et  $\Phi_c$ ) car l'écart entre leur indice total et leur indice de premier ordre sont élevés.

La dimension fractale de la surface et l'écart-type des distributions log-normales ont aussi un fort impact sur le transfert thermique mais surtout pour de faibles épaisseurs. Lorsque l'épaisseur du dépôt croît, leur importance devient de plus en plus faible, au profit notamment du coefficient de densification.

Pour expliciter et visualiser l'importance des principaux paramètres, des études paramétriques sont réalisées dans les parties suivantes en ne faisant varier que le paramètre dont il est question.

### Coefficient de densification $C_{dens}$

Le coefficient de densification  $C_{dens}$  permet de considérer le vieillissement des couches de dépôt. Un coefficient de densification élevé signifie un fort vieillissement des couches de dépôts. Nous testons 5 cas de vieillissement :  $C_{dens} = 0$ ,  $C_{dens} = 0,25$ ,  $C_{dens} = 0,5$ ,  $C_{dens} = 0,75$ , et  $C_{dens} = 0,95$ . L'influence du coefficient de densification est représenté sur la figure 4.20. La porosité de la couche supérieure est fixée à  $\Phi_{dep} = 50\%$  et la porosité minimale à  $\Phi_{min} = 5\%$ .

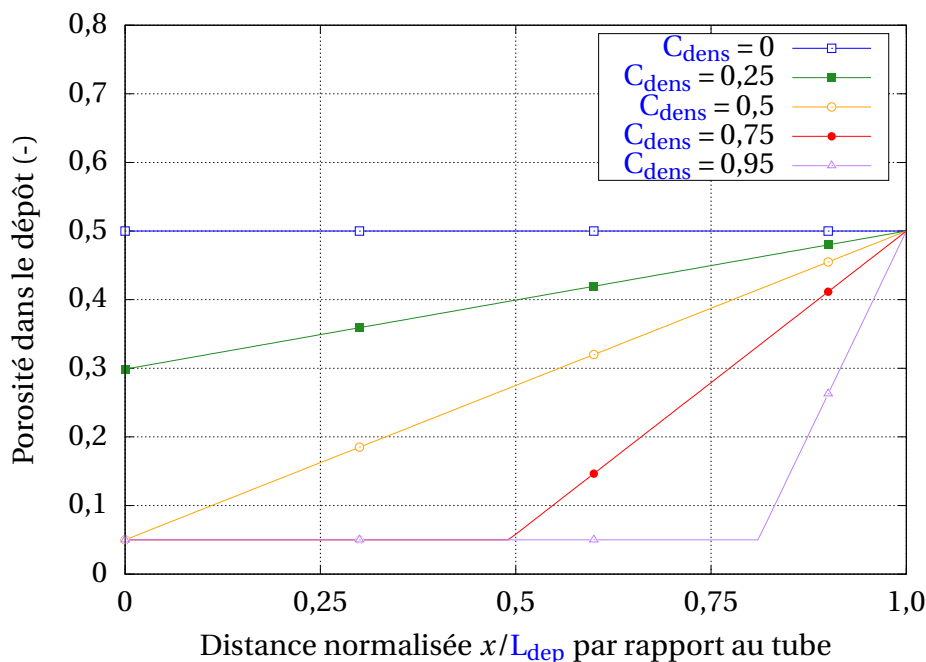


Figure 4.20: Profil de porosité dans le dépôt en fonction du coefficient de densification

Un coefficient de densification élevé conduit à une décroissance importante de la porosité dans le sens de l'épaisseur du dépôt.

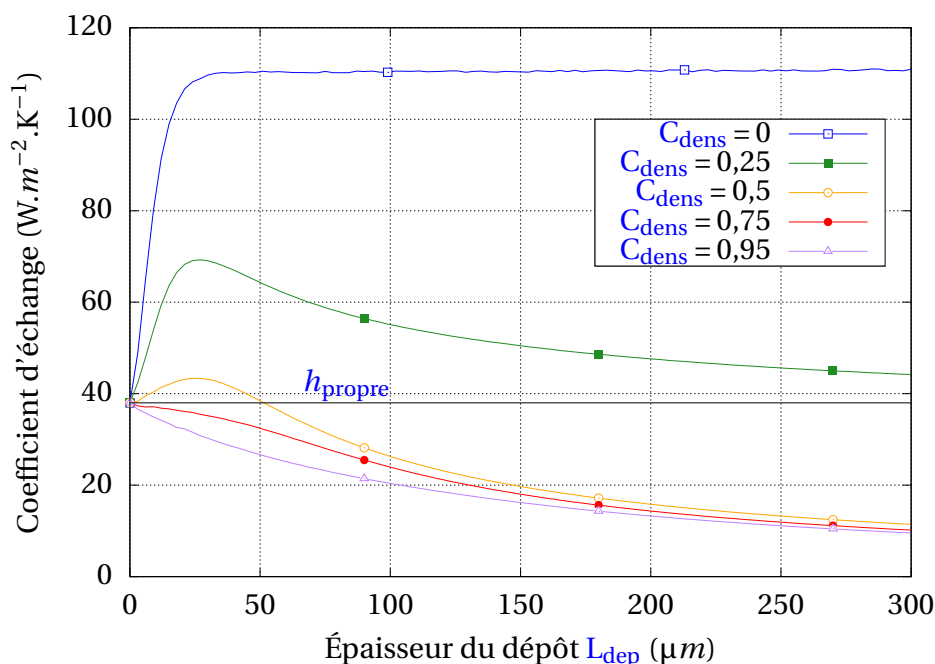


Figure 4.21: Estimation du coefficient d'échange encrassé en fonction de l'épaisseur du dépôt pour différentes valeurs de coefficient de densification

On observe un fort impact du profil de densification sur le transfert thermique (Fig. 4.21). Pour  $C_{dens} = 0$ , on observe une amélioration constante du transfert thermique. Le coefficient d'échange atteint un plafond à partir de  $30 \mu m$  et n'évolue quasiment plus au delà. En effet, le mécanisme d'ébullition s'effectue dans la totalité du dépôt et consomme la totalité du flux thermique surfacique de conduction. L'épaississement du dépôt n'a donc plus d'influence sur le transfert thermique car le gradient thermique est nul (loi de Fourier).

Pour un dépôt avec un coefficient de densification  $C_{dens} = 0,25$ , on observe une amélioration du transfert thermique même lorsque le dépôt possède une épaisseur de  $300 \mu m$ . Cependant, on observe que l'amélioration du transfert thermique est de plus en plus faible à mesure que le dépôt croît en raison d'un mécanisme de conduction de plus en plus important.

Pour un dépôt avec un coefficient de densification  $C_{dens} = 0,5$  (cas de référence), on observe une amélioration du transfert thermique sur les cinquante premiers micromètres, suivi d'une dégradation du transfert thermique au-delà. Cet exemple illustre parfaitement la compétition entre les mécanismes d'ébullition et de conduction thermique et constitue certainement le cas le plus représentatif des dépôts dans les GV.

Pour un dépôt avec un coefficient de densification  $C_{dens} = 0,75$  ou  $C_{dens} = 0,95$ , le dépôt dégrade le transfert thermique, et ceux, pour toutes les épaisseurs de dépôts. En effet, le mécanisme d'ébullition n'est pas suffisant pour compenser la conduction thermique qui s'effectue dans les couches denses du dépôt.

### Porosité de la couche supérieure $\Phi_{dep}$

Nous testons trois porosités de la couche supérieure de  $\Phi_{dep} = 30\%$ ,  $\Phi_{dep} = 50\%$  et  $\Phi_{dep} = 70\%$ . L'influence de la porosité de la couche supérieure sur le profil de porosité du dépôt est représentée sur la figure 4.22. Le coefficient de densification est fixé à  $C_{dens} = 0,5$ .

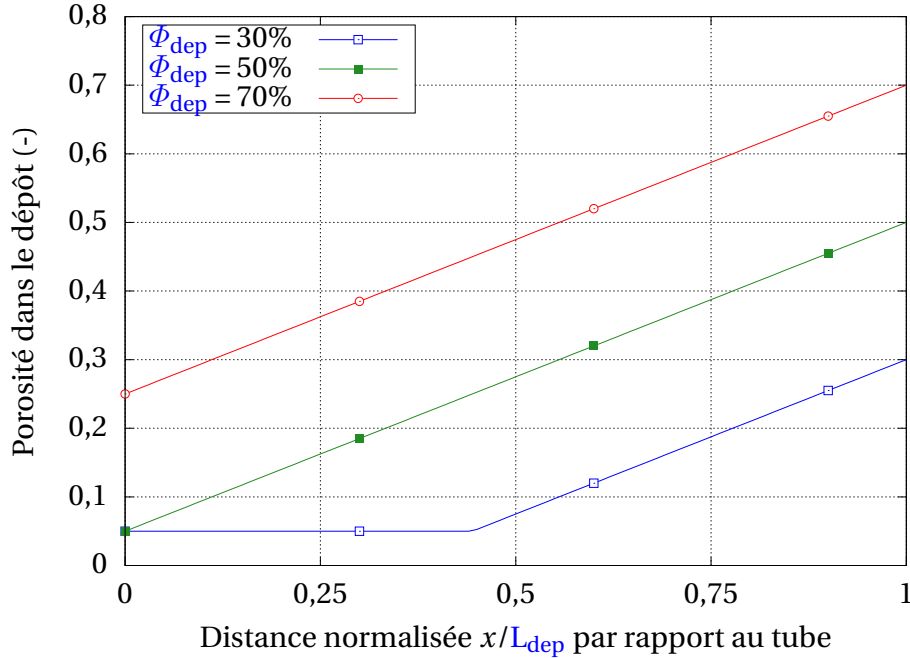


Figure 4.22: Profil de porosité dans le dépôt en fonction de la porosité de la couche supérieure

Lorsque la porosité de la couche supérieure est élevée, la couche dense ( $\Phi_p < 28,95\%$ ) est quasiment inexistante. Au contraire, une porosité de la couche supérieure faible conduit à un dépôt dense, fermé à l'écoulement.

A coefficient de densification constant, on observe un fort impact de cette porosité sur le transfert thermique (Fig. 4.23).

Pour  $\Phi_{dep} = 70\%$ , l'ébullition s'effectue dans la quasi-totalité du dépôt. Celui-ci améliore le transfert thermique jusqu'à une épaisseur de  $200 \mu m$  d'épaisseur. Au delà, le mécanisme de conduction thermique prend de plus en plus d'importance et le dépôt d'encrassement dégrade le transfert thermique.

Pour  $\Phi_{dep} = 30\%$ , le dépôt dégrade le transfert thermique pour toutes les épaisseurs. En effet, le mécanisme d'ébullition n'a quasiment plus lieu puisque la zone de pores ouverts ( $\Phi_p > \Phi_c = 28,95\%$ ) est très faible.

Pour la même raison que celle évoquée pour le cas  $C_{dens} = 0,5$ , nous considérons une valeur de  $\Phi_{dep} = 50\%$  comme étant certainement le cas le plus représentatif des dépôts dans le GV.

### Porosité minimale du dépôt $\Phi_{min}$

Nous testons quatre porosités minimales du dépôt  $\Phi_{min} = 0\%$ ,  $\Phi_{min} = 10\%$ ,  $\Phi_{min} = 20\%$  et  $\Phi_{min} = 30\%$ . L'influence de la porosité minimale du dépôt sur le profil de porosité du

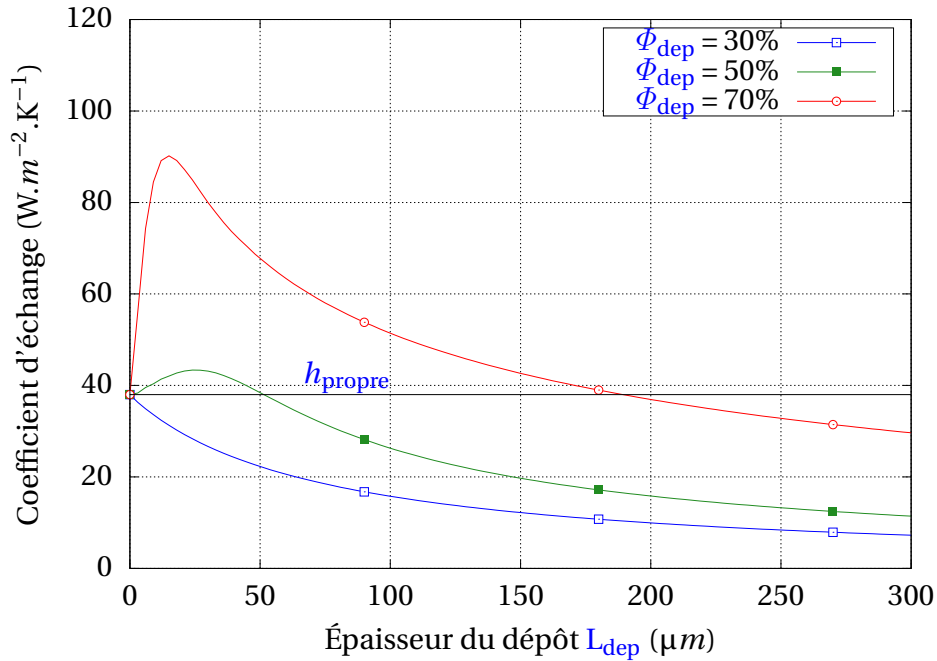


Figure 4.23: Estimation du coefficient d'échange encrassé en fonction de l'épaisseur du dépôt pour différentes valeurs de porosité de la couche supérieure

dépôt est représenté sur la figure 4.24. Le coefficient de densification est fixé à  $C_{dens} = 0,5$  et la porosité de la couche supérieure à  $\Phi_{dep} = 50\%$ .

La porosité minimale du dépôt n'apporte pas de réelles modifications du profil de porosité : lorsque sa valeur est élevée, les couches internes du dépôt ont une porosité plus grande.

A coefficient de densification et seuil de percolation constant, on observe un impact limité de cette porosité sur le transfert thermique lorsque celle-ci est inférieure au seuil de percolation  $\Phi_c = 28,95\%$  (Fig. 4.25).

Et pour cause, les épaisseurs des couches denses et poreuses ne sont pas modifiées par la valeur de la porosité minimale, ce qui limite fortement son impact.

On observe toutefois une diminution du coefficient d'échange lorsque cette porosité augmente tout en restant inférieure au seuil de percolation. En effet, les couches denses ont une épaisseur en moyenne plus élevée. La conduction thermique s'y effectuant est alors dégradée car la présence d'un plus grand nombre d'inclusions liquides diminue la conductivité thermique effective du dépôt (Fig. 4.10).

Néanmoins, lorsque la porosité minimale devient supérieure au seuil de percolation (comme le cas  $\Phi_{min} = 30\%$ ), le coefficient d'échange augmente significativement car l'ébullition devient possible dans la totalité du dépôt, et il n'existe plus de couches denses.

### Seuil de percolation $\Phi_c$

Le seuil de percolation  $\Phi_c$  n'influe pas sur le profil de porosité. Pour autant, il possède une influence sur le transfert thermique. Sa valeur est estimée à 28,95% pour un dépôt constitué de pores sphériques. Cette valeur tend vers 0 lorsque les pores ont une forme

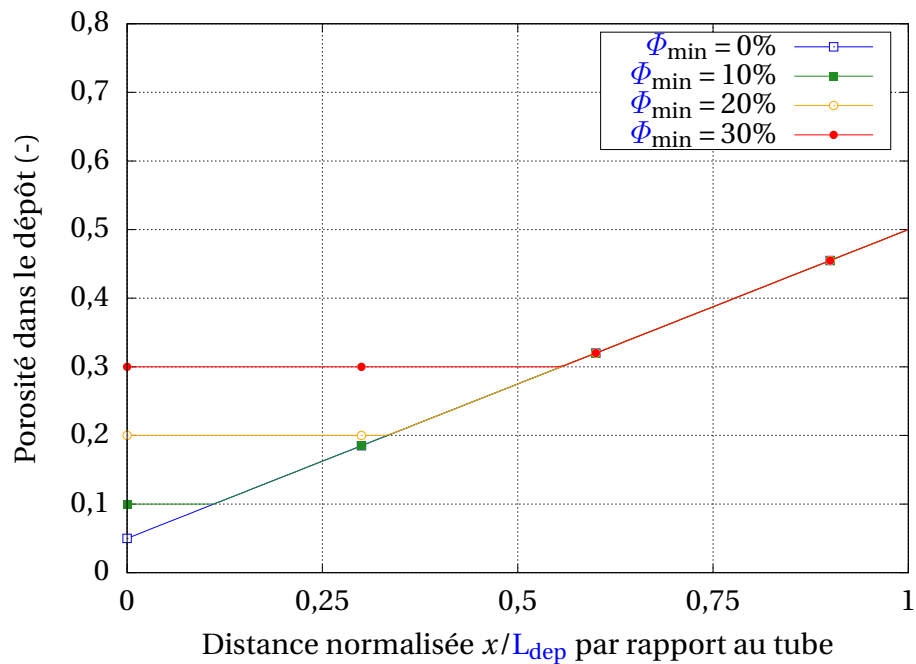


Figure 4.24: Profil de porosité dans le dépôt en fonction de la porosité minimale du dépôt

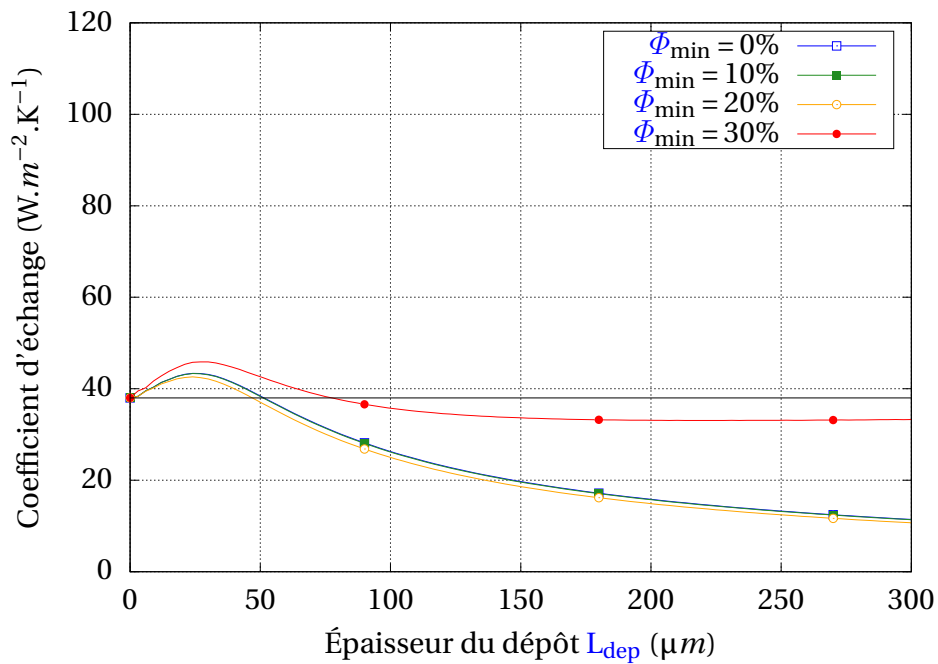


Figure 4.25: Estimation du coefficient d'échange encrassé en fonction de l'épaisseur du dépôt pour différentes valeurs de porosité minimale du dépôt

cylindrique plus allongée dans le sens de l'épaisseur du dépôt [XU et JIAO, 2019]. La sensibilité de ce paramètre est évaluée dans la figure 4.26.

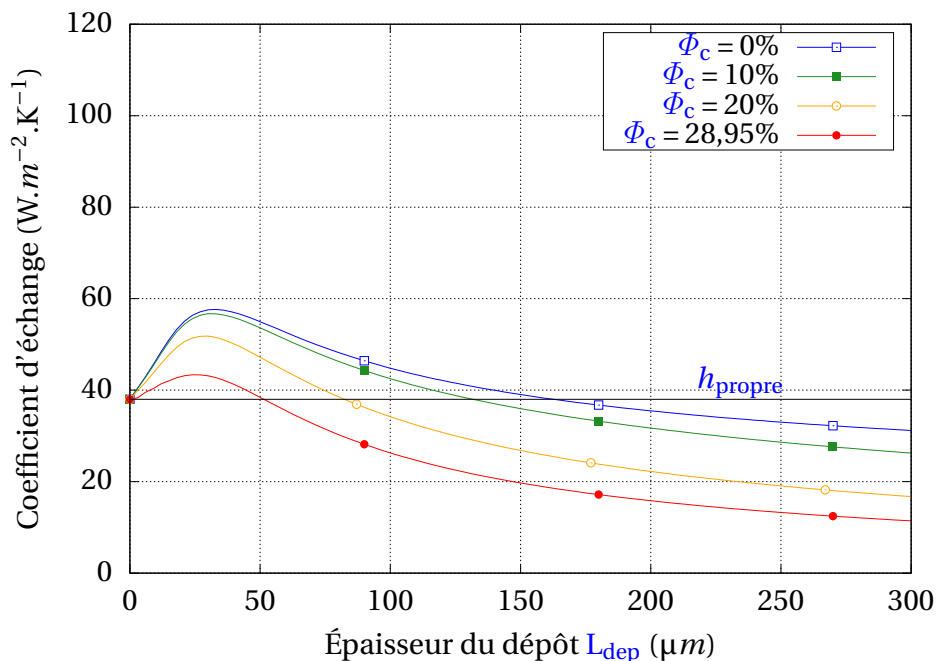


Figure 4.26: Estimation du coefficient d'échange encrassé en fonction de l'épaisseur du dépôt pour différentes valeurs de seuil de percolation

Pour toutes les épaisseurs de dépôts, une diminution du seuil de percolation se traduit par une amélioration de l'échange thermique. Et pour cause, une baisse du seuil de percolation produit deux effets :

- l'épaisseur de la couche poreuse augmente, ce qui permet d'accroître la zone d'ébullition et d'atteindre des pics d'amélioration plus élevés ;
- l'épaisseur de la couche dense diminue, ce qui retarde la dégradation de l'échange causée par la conduction thermique. L'échange thermique est moins sensible à l'épaississement du dépôt.

### Écart-type des distributions log-normales $\sigma$

L'influence de l'écart-type des distributions log-normales sur l'estimation du coefficient d'échange est illustrée dans la figure 4.27.

On observe que la valeur de l'écart-type  $\sigma$  a une influence surtout pour de faibles épaisseurs. Ce constat est d'ailleurs observé dans l'étude de sensibilité (Fig. 4.19). L'intensité du pic d'amélioration de l'échange thermique est pilotée par la valeur de l'écart-type  $\sigma$ . Une plus faible valeur de l'écart-type conduit à une amélioration de l'échange plus intense pour les premiers stades du dépôt. On remarque qu'une fois dépassé ce pic d'amélioration, la valeur de  $\sigma$  n'a plus que très peu d'influence sur le coefficient d'échange.

Pour expliquer ce phénomène, montrons l'évolution du coefficient volumique d'ébullition  $\alpha_{lg}$  dans le dépôt en fonction de l'écart-type (Fig. 4.28). Son expression détaillée figure dans l'annexe A.3. Pour cette simulation, les propriétés du dépôt de TAPPING et al. [1991] ont été utilisées (tableau 4.1).

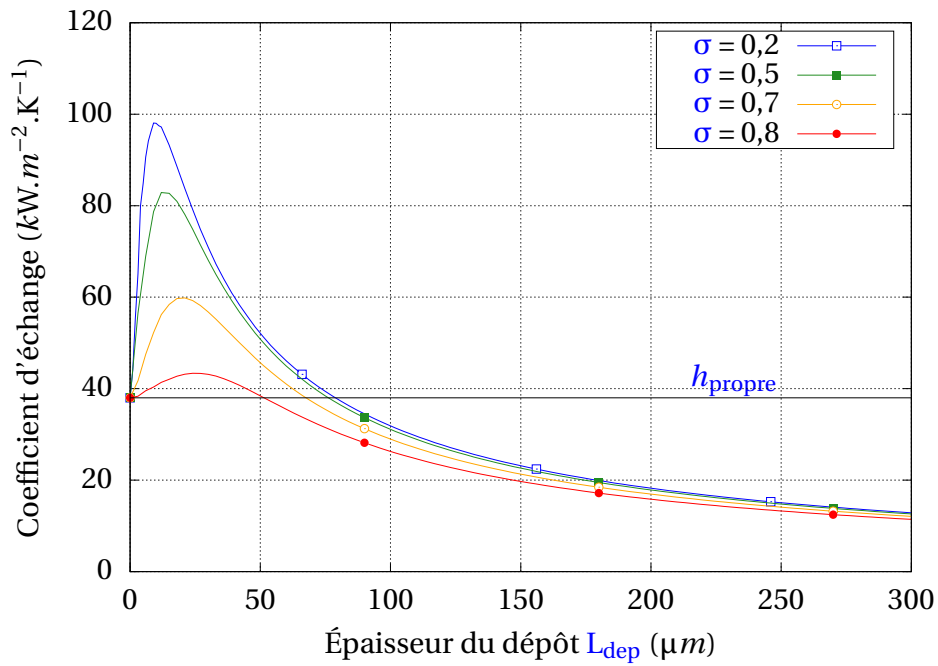


Figure 4.27: Estimation du coefficient d'échange encrassé en fonction de l'épaisseur du dépôt pour différentes valeurs d'écart-type

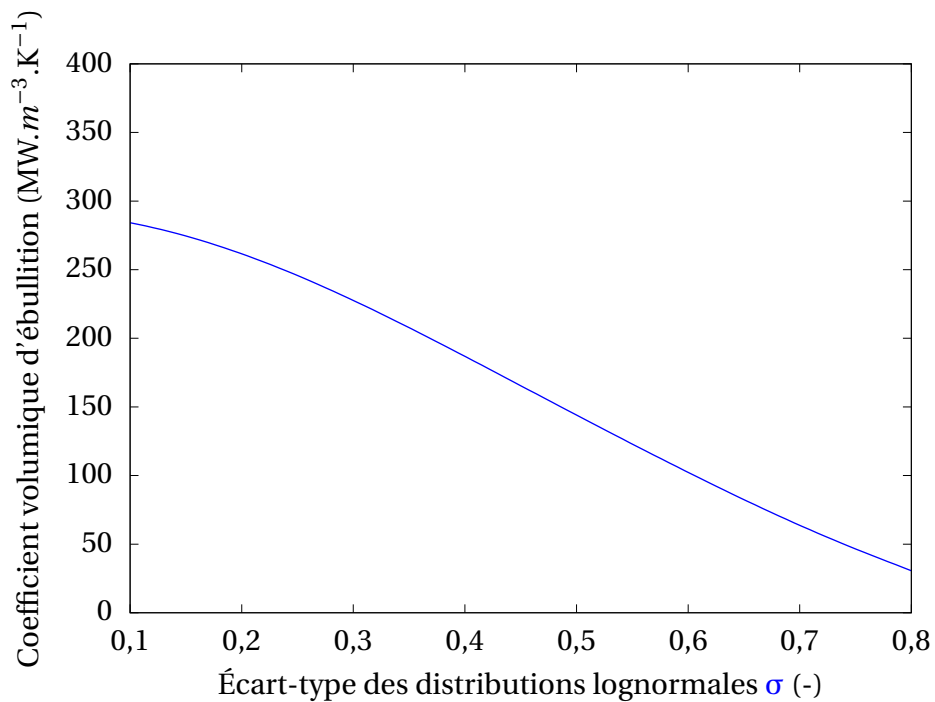


Figure 4.28: Évolution du coefficient volumique d'ébullition en fonction de l'écart-type des distributions log-normales

La baisse de l'écart-type induit une forte hausse du coefficient volumique d'ébullition. En effet, la baisse de  $\sigma$  provoque une diminution du rayon du ménisque  $R^*$  ( $L_{dep}$ ) (= minimum local entre les deux distributions log-normales) car le recouvrement entre les deux distributions log-normales s'effectue à un rayon plus faible. Ainsi, la proportion de liquide, initialement élevée, diminue. Le nombre de pores remplis de vapeur augmente, ce qui induit une augmentation du nombre d'interface entre les deux fluides. Puisque l'ébullition s'effectue à ces interfaces, son intensité augmente d'où une augmentation du coefficient d'ébullition volumique (annexes A.3).

### Dimension fractale de la surface $D_S$

La dimension fractale de la surface a un impact non négligeable sur le transfert thermique (Fig. 4.29).

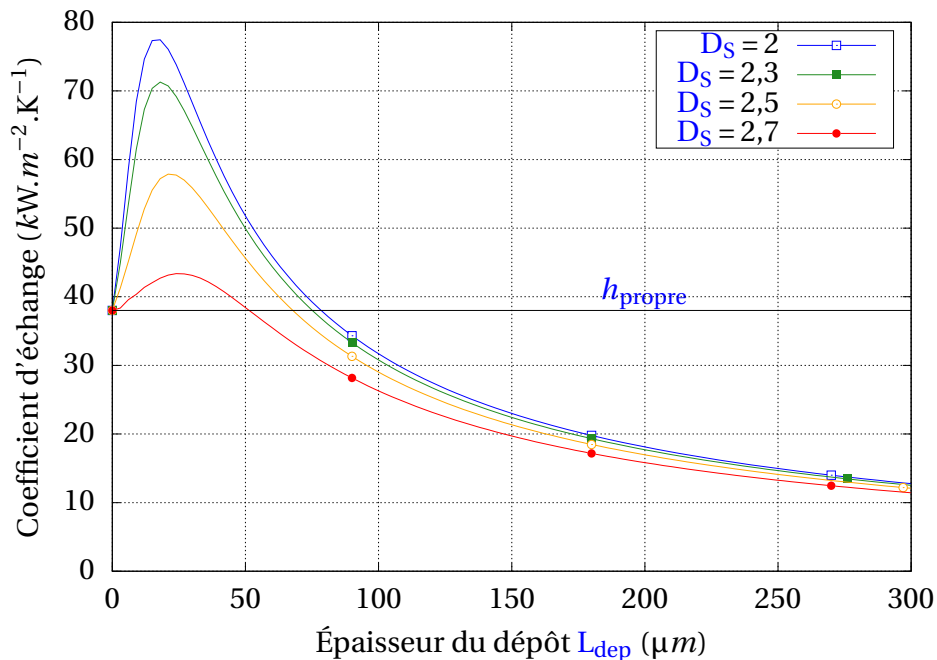


Figure 4.29: Estimation du coefficient d'échange encrassé en fonction de l'épaisseur du dépôt pour différentes valeurs de la dimension fractale de la surface

De la même manière que pour l'écart-type, la dimension fractale de la surface possède une grande influence pour les faibles épaisseurs de dépôt. Sa valeur pilote le pic d'amélioration : une augmentation de la dimension fractale de la surface diminue l'efficacité d'ébullition dans le dépôt. Au-delà du pic d'amélioration, son influence devient limitée.

Pour expliquer ce phénomène, l'évolution du coefficient volumique d'ébullition  $\alpha_{lg}$  dans le dépôt est illustré en fonction de la dimension fractale de la surface et du rayon du ménisque (Fig. 4.30). Pour cette simulation, les propriétés du dépôt de TAPPING et al. [1991] ont été utilisées (tableau 4.1).

On observe qu'une baisse de la dimension fractale de la surface  $D_S$  induit une augmentation du coefficient volumique d'ébullition  $\alpha_{lg}$ . En effet, pour les mêmes raisons qu'énoncées pour l'écart-type, le rayon du ménisque de la couche supérieure  $R^*$  ( $x = L_{dep}$ ) diminue lorsque la dimension fractale de la surface diminue. Cette diminution du rayon tend



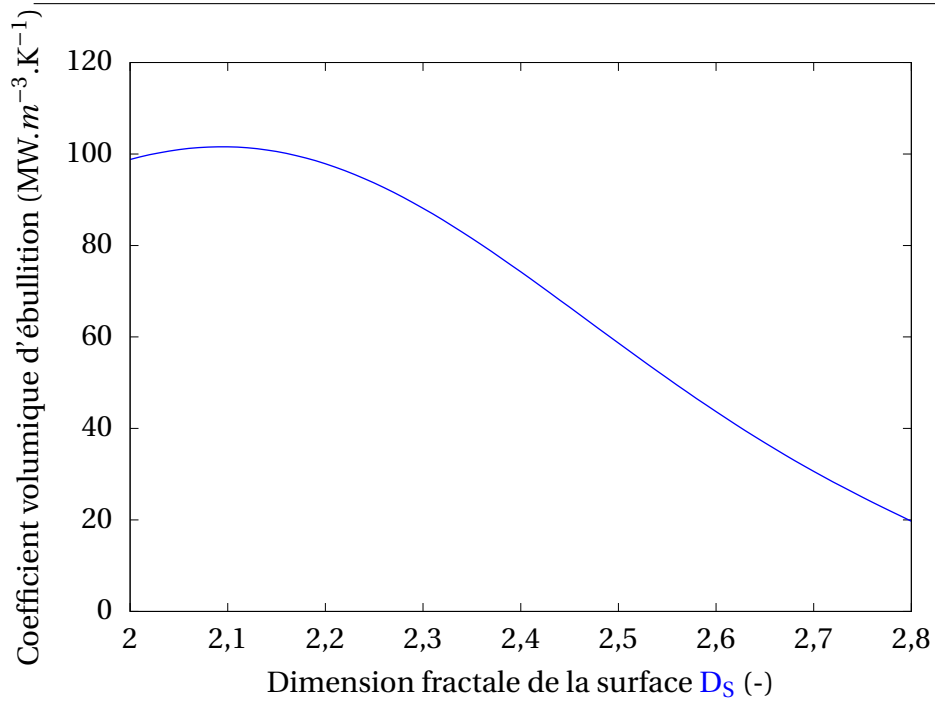


Figure 4.30: Évolution du coefficient volumique d'ébullition en fonction de la dimension fractale de la surface

à faire augmenter davantage le coefficient volumique d'ébullition  $\alpha_{lg}$  du fait d'une augmentation du nombre d'interfaces liquide-vapeur dans le dépôt.

## 4.4 Synthèse

La modélisation de l'encrassement à l'échelle du dépôt s'établit sur trois niveaux :

- la microstructure poreuse décrite par l'approche **MCFS** ;
- les propriétés effectives du dépôt décrit par un modèle de conductivité thermique et un modèle de perméabilité ;
- l'impact local du dépôt sur le transfert thermique.

Afin d'établir le degré de fiabilité du modèle, une validation complète de la modélisation à l'échelle du dépôt a été effectuée. Celle-ci comprend :

- une validation de l'approche **MCFS** par comparaison avec des données expérimentales. Contrairement à la théorie fractale classique, l'approche retenue décrit de manière plus réaliste la structure poreuse de différents dépôts (provenant de **GV** ou artificiels) puisqu'elle prend en compte la dispersion statistique des tailles de pores pour les capillaires et les cheminées d'ébullition. Elle permet aussi de décrire convenablement d'autres structures fractales naturelles (haies de bassin versant par exemple) ;
- une validation des modèles de conductivité thermique et de perméabilité. Ces modèles reproduisent fidèlement les données mesurées disponibles ;
- une validation du modèle de transfert thermique par comparaison à une base de données expérimentales de l'**EPRI** [2011]. L'erreur absolue moyenne du modèle est d'environ 12%.

D'après les différentes simulations réalisées, une amélioration du transfert thermique est possible lorsque le dépôt possède une faible épaisseur et une porosité élevée. Les propriétés qui ont le plus d'impact sur le transfert thermique sont évidemment l'épaisseur du dépôt mais également son profil de porosité (représenté par la quadruplette  $C_{dens}$ ,  $\Phi_{dep}$ ,  $\Phi_{min}$ ,  $\Phi_c$ ). On remarquera tout de même que l'influence de ces deux paramètres sont interdépendants : l'épaisseur perd en influence pour de fortes valeurs de porosité, et en gagne pour de faibles porosités de dépôt. Les autres paramètres tels que la dimension fractale de la surface ou l'écart-type des distributions log-normales ont une influence surtout pour de faibles épaisseurs mais qui reste malgré tout plus faible sur l'échange thermique.

La modélisation à l'échelle composant (**THYC** et **BOUTHYC**, chapitre 2) détermine ainsi les propriétés les plus importantes des dépôts (épaisseurs et porosités) vis-à-vis de leur impact sur le transfert thermique. Le couplage entre cette échelle de modélisation et celle du dépôt (chapitre 3) est cohérent, et permet donc d'estimer l'évolution de la pression dôme du **GV** au cours du temps (chapitre 5).

## 4.5 Références

CHEN, Z., P. CHENG et T. ZHAO. 2000, «An experimental study of two phase flow and boiling heat transfer in bi-dispersed porous channels», *International Communications in*

- Heat and Mass Transfer*, vol. 27, doi:10.1016/S0735-1933(00)00110-X, p. 293–302. [91](#), [99](#), [100](#), [105](#)
- EPRI. 2011, *Simulated Fuel Crud Thermal Conductivity Measurements Under Pressurized Water Reactor Conditions*. [102](#), [104](#), [105](#), [121](#)
- GOUJON, C. 2014, *Conséquences des nettoyages chimiques sur la réactivité de la surface externe des tubes de générateurs de vapeur des centrales*, thèse de doctorat, Institut de recherche Chimie-Paris. [108](#)
- JEON, S.-H., S. HONG, K. H-C et D. HUR. 2018, «Characteristics of steam generator tube deposits in an operating pressurized water reactor», *Journal of Nuclear Materials*, vol. 507, doi:10.1016/j.jnucmat.2018.05.001, p. 371–380. [89](#), [90](#), [96](#), [102](#), [105](#)
- KLIMAS, S., D. MILLER et C. TURNER. 1998, *The effect of the removal of steam generator tube ID deposits on heat transfer*, AECL Research. [108](#)
- LANDAUER, R. 1952, «The electrical resistance of binary metallic mixtures», *Journal of Applied Physics*, vol. 23, doi:10.1063/1.1702301. [97](#)
- LIU, Z. et R. WINTERTON. 1991, «A general correlation for saturated and subcooled flow boiling in tubes and annuli, based on a nucleate pool boiling equation», *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 34, p. 2759–2766. [104](#)
- MAXWELL, J. C. 1954, *A Treatise on Electricity and Magnetism, 3rd edition*, vol. 1 and 2, Dover Publication. [97](#), [98](#)
- R. VARRIN, J. 1996, *Characterization of PWR Steam Generator Deposits*, EPRI. [108](#)
- RINTOUL, M. et S. TORQUATO. 1997, «Precise determination of the critical threshold and exponents in a three-dimensional continuum percolation model», *Journal of Physics A: Mathematical and General*, vol. 30, p. 585–592. [108](#)
- ROLAND, B. et C. FLEURANT. 2004, «Caractérisation des formes du bocage à l'aide de la géométrie fractale», *Espace Géographique*, vol. 2, p. 165–174. [92](#), [94](#), [95](#), [96](#), [105](#)
- SOBOL, M. 2001, «Global sensitivity indices for nonlinear mathematical models and their monte carlo estimates», p. 271–280. [110](#)
- TAPPING, R., C. TURNER, R. THOMPSON et R. THOMPSON. 1991, «Steam generator deposits - a detailed analysis and some inferences», *Journal of Science and Engineering Corrosion*, vol. 47, doi:10.5006/1.3585283, p. 489–494. [86](#), [87](#), [88](#), [89](#), [90](#), [96](#), [98](#), [100](#), [105](#), [108](#), [117](#), [119](#)
- UHLE, J. L. 1997, *Boiling Heat Transfer Characteristics of Steam Generator U-Tube Fouling Deposits*, thèse de doctorat, B.S. Nuclear Engineering Massachusetts Institute of Technology. [90](#), [91](#), [92](#), [96](#), [97](#), [99](#), [100](#), [102](#), [105](#)
- XU, W. et Y. JIAO. 2019, «Theoretical framework for percolation threshold, tortuosity and transport properties of porous materials containing 3d non-spherical pores», *International Journal of Engineering Science*, vol. 134, doi:10.1016/j.ijengsci.2018.10.004. [108](#), [117](#)
- YU, B. et P. CHENG. 2002, «A fractal permeability model for bi-dispersed porous media», *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 45, p. 2983–2993. [91](#), [92](#), [93](#), [96](#)

# Chapitre 5

## Applications industrielles de la méthodologie globale

### Sommaire

---

<b>5.1 Introduction</b>	<b>124</b>
<b>5.2 Étude de sensibilité de la méthodologie</b>	<b>125</b>
5.2.1 Simulation de référence	125
5.2.2 Sensibilité aux différents pas de temps	129
5.2.3 Sensibilité aux données d'entrée physiques	131
5.2.4 Influence des nettoyages chimiques et des arrêts de tranche	136
5.2.5 Synthèse de l'étude de sensibilité	140
<b>5.3 Comparaison des résultats aux données "sites"</b>	<b>141</b>
5.3.1 Évolution tendancielle de la pression dôme	142
5.3.2 Impact des nettoyages chimiques	144
5.3.3 Impact des arrêts de tranche	146
<b>5.4 Synthèse</b>	<b>148</b>
<b>5.5 Références</b>	<b>149</b>

---

## 5.1 Introduction

L'objectif de ce chapitre est de valider la méthodologie globale d'estimation des pertes de pression dôme dans un GV (Fig. 3.19). Elle est basée sur une modélisation de la thermo-hydraulique et de le l'encrassement à l'échelle composant (logiciel THYC et son module BOUTHYC, chapitre 2) et à l'échelle du dépôt (modèle de transfert thermique et de caractérisation fractale des dépôts d'encrassement, chapitre 3).

La méthodologie d'estimation requiert un nombre conséquent de données d'entrée. Pour en limiter le nombre, nous supposons que les propriétés liées à la microstructure des dépôts sont identiques aux dépôts de TAPPING et al. [1991] (tableau 4.1), à savoir :

- le nombre de niveau de pores  $n = 2$  ;
- le rayon médian des pores de niveau 1  $R_1 = 5\mu m$  ;
- le rayon médian des pores de niveau 2  $R_2 = 0,15\mu m$  ;
- la dimension fractale de la surface du dépôt  $D_S = 2,7$  ;
- l'écart-type des distributions log-normales  $\sigma = 0,8$ .

Le seuil de percolation a une influence limitée sur l'impact des dépôts d'encrassement (section 4.3.3). Nous le fixerons alors à la valeur  $\Phi_c = 28,95\%$ .

Les simulations dans ce chapitre sont réalisées sur un GV dont le maillage est présenté en figure 5.1.

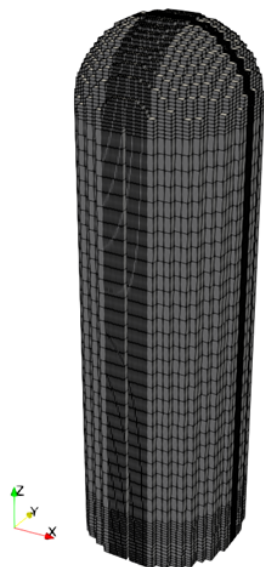


Figure 5.1: Maillage THYC/BOUTHYC du faisceau tubulaire d'un GV

Dans un premier temps, une étude de sensibilité est conduite afin d'identifier les données d'entrée les plus importantes de la méthodologie (section 5.2). On regardera plus particulièrement l'évolution tendancielle de la pression dôme ainsi que l'impact des nettoyages chimiques et les arrêt de tranche.

Dans un second temps, la méthodologie est éprouvée sur des données mesurées provenant de sites industriels (section 5.3). La comparaison porte sur l'estimation des pressions

dôme, qui rappelons-le, est l'indicateur principal du suivi des performances thermiques d'un GV (section 1.4.1).

## 5.2 Étude de sensibilité de la méthodologie

Les données d'entrée du module BOUTHYC pour la modélisation de l'encrassement sont :

- la durée d'exploitation (c'est-à-dire la durée de la simulation d'encrassement) ;
- la date des nettoyages chimiques et leur intensité  $\eta_{NC}$  (section 2.3.4.1) ;
- les dates des arrêts de tranches et leur intensité  $\eta_{AT}$  (section 2.3.4.2) ;
- la concentration d'impuretés en entrée  $\Gamma_{tot}$  ;
- la proportion d'espèces solubles en entrée  $\Gamma_{sol}/\Gamma_{tot}$  ;
- le diamètre des particules  $d_{part}$  (hypothèse de monodispersité) ;
- la porosité maximale des dépôts d'encrassement  $\Phi_{max}$  ;
- la porosité minimale des dépôts d'encrassement  $\Phi_{min}$  ;

La résolution numérique du phénomène d'encrassement fait intervenir deux pas de temps :

- le pas de temps de croissance du dépôt  $\Delta t_{cr}$  ;
- le pas de temps de réactualisation de la thermohydraulique  $\Delta t_{TH}$ .

Dans un premier temps, une simulation de référence est réalisée avec un choix de paramètres représentatifs des GV encrassés (tableau 5.1). Cette simulation sert de point de comparaison à l'étude de sensibilité.

### 5.2.1 Simulation de référence

Dans cette simulation, nous supposons un encrassement s'établissant sur 20 ans. Les arrêts de tranche ne sont pas pris en compte et aucun nettoyage chimique n'est considéré. La simulation de référence est conduite avec le jeu de paramètres listé dans le tableau 5.1.

Données d'entrée	Valeurs de référence
Concentration d'impuretés en entrée	$\Gamma_{tot} = 10$ ppb
Proportion d'espèces solubles en entrée	$\Gamma_{sol}/\Gamma_{tot} = 50\%$
Diamètre des particules	$d_{part} = 1 \mu m$
Porosité maximale des dépôts	$\Phi_{max} = 50\%$
Porosité minimale des dépôts	$\Phi_{min} = 5\%$
Pas de temps de croissance	$\Delta t_{cr} = 1$ mois
Pas de temps de rafraîchissement thermohydraulique	$\Delta t_{TH} = 1$ an

Tableau 5.1: Valeurs des données d'entrée utilisées pour la simulation de référence

La concentration d'impuretés en entrée est choisie pour générer 3 tonnes d'encrassement dans le GV après 20 ans d'exploitation industrielle. N'ayant que peu d'informations sur la proportion d'espèces solubles en entrée de GV, une valeur moyenne de 50% est choisie. Certaines études granulométriques réalisées par EDF ont montré que le diamètre moyen des particules constituant le dépôt se situe autour de  $1\mu m$ . D'après les différentes analyses de porosités du dépôt [GOUJON, 2014], [TAPPING et al., 1991], [KLIMAS et al., 1998], la porosité de la couche supérieure se situe autour de 50% et celle inférieure autour de 5%. Le seuil de percolation choisi correspond à l'estimation numérique réalisée par RINTOUL et TORQUATO [1997] pour un dépôt composé de particules sphériques de même diamètre, c'est-à-dire une valeur de 28,95%.

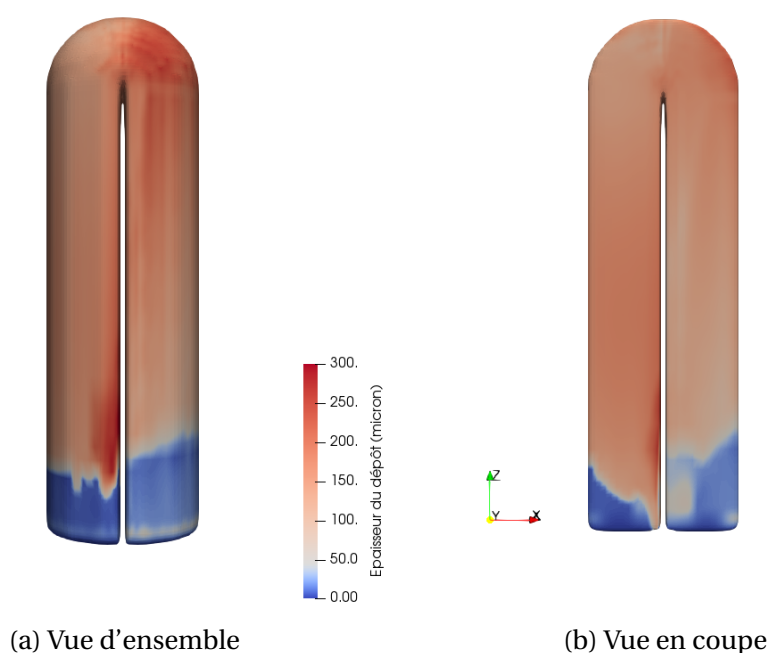


Figure 5.2: Visualisation de l'épaisseur des dépôts dans un GV (simulation BOUTHYIC de référence)

On observe qualitativement une épaisseur plus élevée en partie haute de GV (Fig 5.2). En effet, du fait des forts taux de vide et des vitesses de fluide élevées dans la partie supérieure du GV, les mécanismes d'ébullition et d'inertie sont responsables d'un dépôt de matière plus intense. L'épaisseur du dépôt reste très faible en pied de GV, dans la partie monophasique :  $13\mu m$  en moyenne contre  $153\mu m$  dans la partie diphasique (Fig. 5.3). Au début de la partie cintrée, l'épaisseur du dépôt augmente localement pour deux raisons :

- le mécanisme de sédimentation accroît le dépôt de matière sur les tubes ;
- dans cette partie du GV, les vitesses de fluide sont orientées de manière transverse aux tubes, le mécanisme d'inertie est intensifié (annexe A.1).

Néanmoins, l'épaisseur a tendance à diminuer lorsque l'on se rapproche du point culminant du faisceau tubulaire. En effet :

- le dépôt de matière par inertie diminue car l'écoulement est principalement évacué sur les côtés dès le cintrage des tubes. La vitesse transversale du fluide au sommet

du GV est ainsi plus faible qu'en début de cintre ;

- la concentration d'espèces solubles s'est consommée durant son ascension dans le GV. Leur quantité dans l'écoulement n'est plus suffisante en sommet de GV (surtout dans la BC) pour épaissir le dépôt (annexes A.6). C'est pourquoi l'épaisseur du dépôt diminue en BC entre la mi-hauteur et le sommet du faisceau tubulaire.

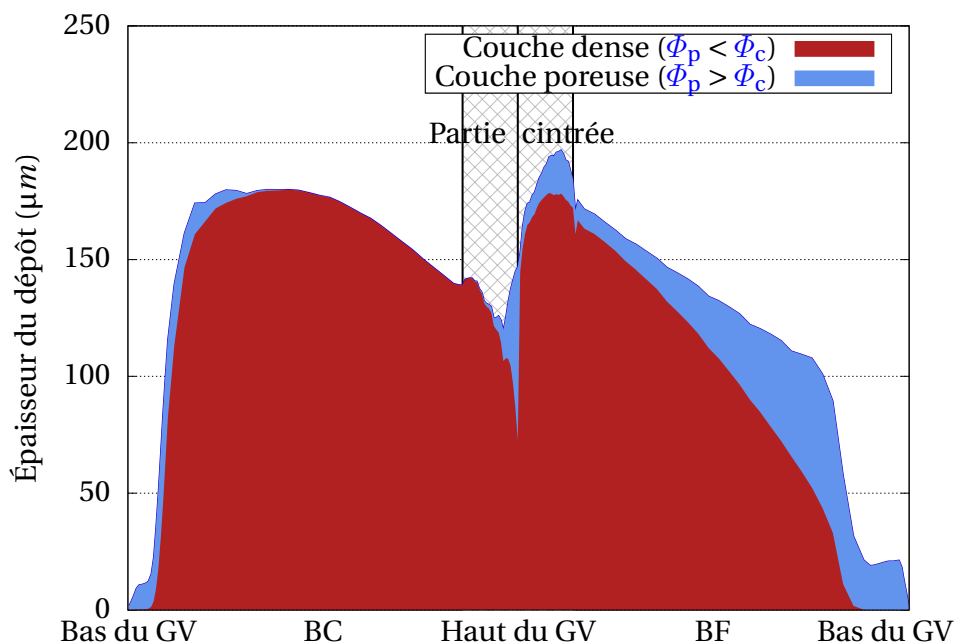


Figure 5.3: Profil d'épaisseur de dépôt dans un GV après 20 ans d'exploitation industrielle (simulation BOUTHYC de référence)

L'épaisseur moyenne de dépôt est globalement identique entre les deux branches du GV : 124  $\mu m$  en BC contre 115  $\mu m$  en BF. Le dépôt est néanmoins plus dense dans la partie BC (il n'existe d'ailleurs plus de couches poreuses en son sommet) et au sommet de la BF du GV. En effet, dans ces zones, la température du fluide primaire et le flux thermique surfacique sont relativement élevés. Le mécanisme d'ébullition est alors plus intense et la précipitation d'espèces solubles est exacerbée.

L'échange thermique dans la BC du GV, et dans une moindre mesure, au sommet de la BF est dégradé du fait de la présence de dépôts denses (Fig. 5.4). Cependant, dans la partie basse du GV, notamment en BF, les dépôts d'encrassement améliorent l'échange thermique grâce à des dépôts plus poreux.

Durant les cinq premières années d'exploitation après la Mise en Service Industriel (MSI), le dépôt d'encrassement améliore légèrement la pression dôme du GV (Fig. 5.5). C'est la période de "rodage" (section 1.4.1). En effet, les dépôts d'encrassement sont peu épais : le mécanisme d'ébullition s'effectuant dans la structure poreuse du dépôt est dominante vis-à-vis de la conduction thermique, et évacue efficacement la chaleur.

Néanmoins, avec l'épaississement du dépôt au cours du temps, l'ébullition n'est plus en mesure de compenser la conduction thermique, et la pression dôme diminue. La perte de pression dôme après 20 ans atteint environ 2 bars pour la simulation de référence, soit une perte de l'ordre de 3,4%.



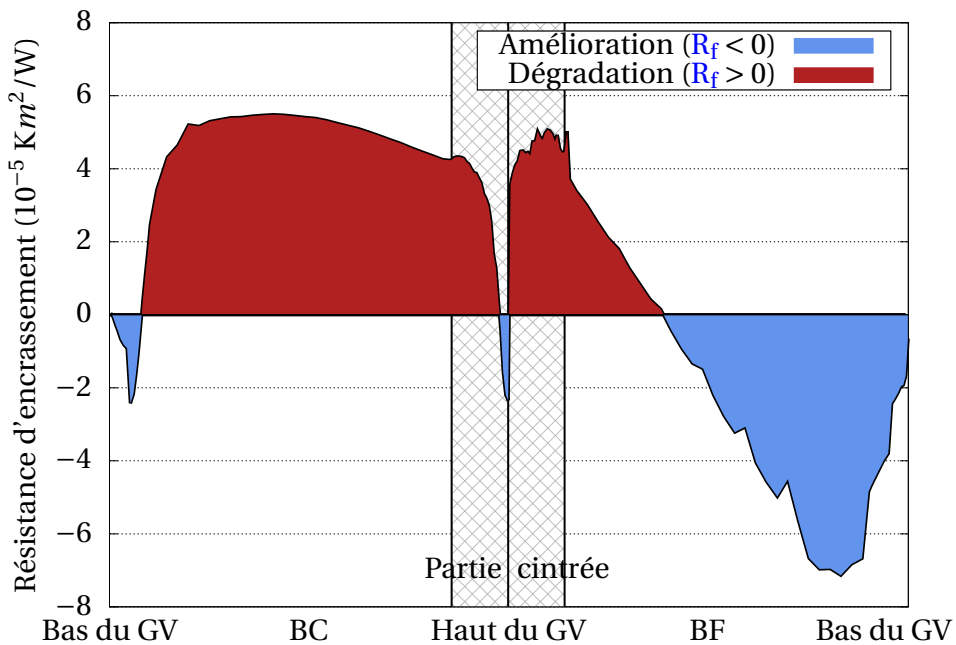


Figure 5.4: Profil de résistance thermique d'encrassement dans le GV après 20 ans d'exploitation industrielle (simulation BOUTHYC de référence)

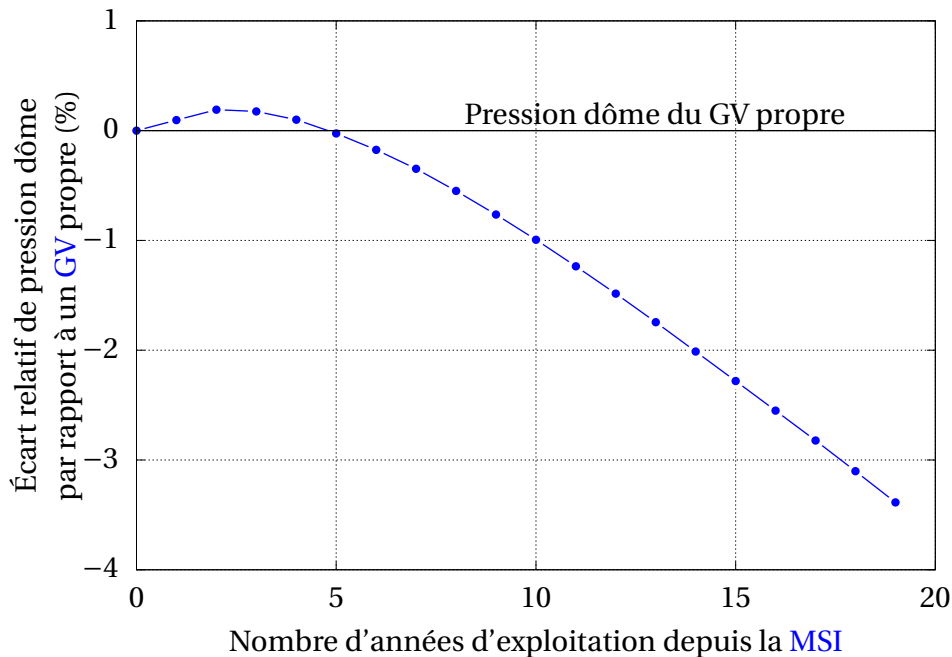


Figure 5.5: Évolution temporelle de la pression dôme du GV simulée par la méthodologie globale d'évaluation

## 5.2.2 Sensibilité aux différents pas de temps

Cette section porte sur la sensibilité aux pas de temps de croissance  $\Delta t_{cr}$  et de réactualisation de la thermohydraulique  $\Delta t_{TH}$ . Le pas de temps lié à la résolution numérique des équations de transport  $\Delta t_{tr}$  du module BOUTHYC n'est pas testé car sa valeur est suffisamment faible ( $\sim 10^{-4}s$ ) pour s'assurer de la convergence en pas de temps. De plus, ce pas de temps n'est utilisé que pour rechercher l'état permanent du transport d'impuretés, et n'a pas d'incidence directe sur la constitution du dépôt (section 2.3.2).

### Pas de temps de croissance du dépôt

Le pas de temps de croissance est utilisé pour construire de manière itérative le dépôt d'encrassement. Un pas de temps élevé conduit à un profil de porosité en "escaliers" marqué (Fig. 2.6). Cependant, un calcul réalisé avec un pas de temps de croissance trop faible est plus exigeant en capacité de calculs informatiques. Un compromis doit alors être trouvé entre l'exigence en ressources informatiques que requiert le calcul et sa précision (Fig. 5.6).

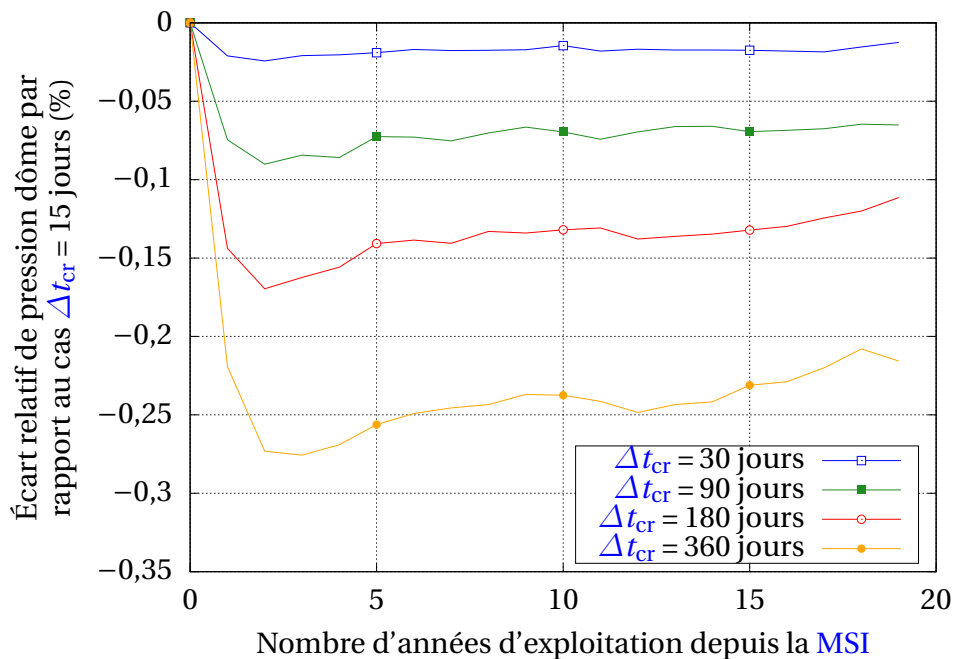


Figure 5.6: Influence du pas de temps de croissance  $\Delta t_{cr}$  sur l'estimation de la pression dôme

Un pas de temps  $\Delta t_{cr}$  élevé conduit à une erreur importante liée à un nombre trop faible de couches dans le dépôt (Fig. 5.6). Cela se traduit par une sous-estimation de la pression dôme au cours du temps puisque la porosité des couches proches du fluide secondaire est sous-estimée (Fig. 2.6).

Cette étude montre une convergence acceptable pour  $\Delta t_{cr} = 30$  jours (erreur relative d'environ 0.02% par rapport au cas  $\Delta t_{cr} = 15$  jours), valeur que nous retiendrons pour les simulations suivantes dans toute la suite du chapitre.

### Pas de temps de réactualisation de la thermohydraulique

La réactualisation de la thermohydraulique s'effectue à tous les pas de temps  $\Delta t_{TH}$  (section 2.4). Elle permet de prendre en compte deux effets sur l'estimation de la pression dôme :

- l'évolution des conditions thermohydrauliques induites par l'encrassement perturbe les mécanismes de transferts thermiques dans le dépôt (chapitre 3 : Eq. 3.4 et Eq. 3.8) et donc la pression dôme ;
- l'évolution des conditions thermohydrauliques modifie les mécanismes de dépôt de matière et de précipitation. Le processus de formation du dépôt est alors impacté, la morphologie du dépôt évolue tout comme son impact sur la performance du GV (chapitre 2 : Eq. 2.10 et Eq. 2.11).

Une légère influence est observée pour les pas de temps élevés de réactualisation de la thermohydraulique (supérieur à 10 ans). Néanmoins, les écarts relatifs de pression dôme par rapport au pas de temps  $\Delta t_{TH} = 1$  an restent malgré tout faibles ( $< 0,15\%$ ). En effet, si le dépôt influence directement sur la pression dôme (impact de premier ordre), la prise en compte des modifications de la thermohydraulique suite à la présence du dépôt n'a qu'une incidence indirecte sur l'évolution de la pression dôme (impact de deuxième ordre). De plus, l'évolution des conditions thermohydrauliques est plus dépendante du design du GV (disparité entre BC et BF) que de la présence ou non d'un dépôt d'encrassement, ce qui limite davantage l'effet de la rétroaction du dépôt sur l'évolution de la pression dôme.

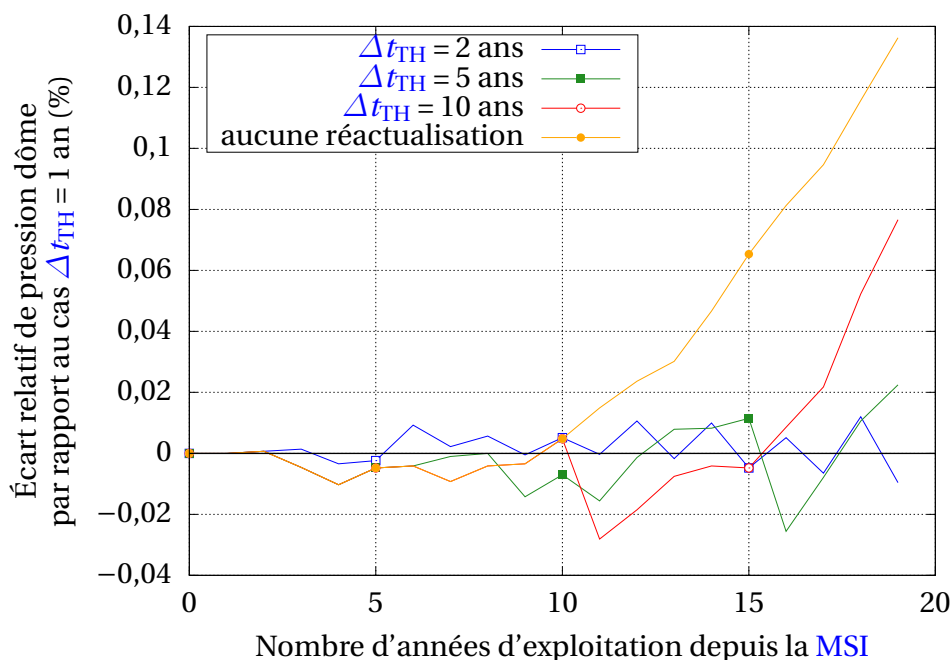


Figure 5.7: Influence du pas de temps de réactualisation de la thermohydraulique sur l'évolution de la pression dôme

Une convergence satisfaisante est obtenue pour  $\Delta t_{TH} = 2$  ans. Le pas de temps  $\Delta t_{TH} = 1$  an est utilisé uniquement dans la section 5.2.3 puisqu'il permet d'effectuer des simulations numériques d'encrassement à un coût informatique raisonnable (environ cinq jours

de calcul). Il est néanmoins possible de réaliser des calculs sans réactualisation de la thermohydraulique afin de réduire considérablement le temps de calcul (environ cinq heures de calcul) mais l'erreur associée à la non prise en compte de la rétroaction de la thermohydraulique se situe autour du dixième de bar (Fig. 5.7).

### 5.2.3 Sensibilité aux données d'entrée physiques

La pression dôme est simulée sur 20 ans en faisant varier un par un l'ensemble des données d'entrée physiques du module BOUTHYC sur les intervalles de variation présentés dans le tableau 5.2. La sensibilité aux paramètres liés à la microstructure des dépôts ( $R_1$ ,  $R_2$ ,  $\sigma$ ,  $D_S$ ) n'est pas analysée dans ce chapitre. En effet, il a été démontré dans le chapitre 4 que leur influence sur le transfert thermique est faible.

Données d'entrée	Intervalles de variation
Concentration d'impuretés en entrée (ppb)	5 - 20
Proportion d'espèces solubles en entrée	0% - 100%
Diamètre des particules ( $\mu m$ )	0,2 - 2
Porosité maximale des dépôts	30% - 70%
Porosité minimale des dépôts	0% - 30%

Tableau 5.2: Intervalles de variation des données d'entrée testées dans l'étude de sensibilité

Les concentrations d'impuretés de 5, 10 et 20 ppb dans le circuit secondaire correspondent respectivement à un dépôt de matière de 60, 120 et 240 kg par année dans le GV. Ces cinétiques correspondent à celles généralement constatées sur le parc nucléaire français. Pour ce qui est de la proportion d'espèces solubles en entrée de GV, il n'y a pas de mesures disponibles sur site industriel, ce qui nous conduit à utiliser un intervalle de 0% à 100%. L'intervalle de variation du diamètre de particules repose sur les études granulométriques réalisées sur des centrales nucléaires françaises. Les intervalles pour les porosités minimales et maximales correspondent aux valeurs mesurées recueillies par l'EPRI [R. VARRIN, 1996] pour certains GV américains (section 1.3.2). L'intervalle de variation du seuil de percolation représente les valeurs enveloppes pour un milieu 3D comprenant des pores de forme sphéro-cylindrique [XU et JIAO, 2019].

#### Concentration d'impuretés en entrée

La concentration d'impuretés en entrée de GV est très dépendante du conditionnement chimique du circuit secondaire (section 1.4.2), et influe directement sur la cinétique d'encrassement. Une hausse de la concentration en impuretés accélère la cinétique de pression dôme de manière linéaire (Fig. 5.8) : la pression dôme du GV encrassé est inférieure à la pression dôme d'un GV propre après deux ans et demi pour une concentration d'impuretés de 20 ppb, après 5 ans pour 10 ppb (cas de référence) et après dix ans pour 5 ppb.

Via le conditionnement chimique, l'exploitant limite au maximum le terme source d'impuretés en entrée de GV afin de réduire la dynamique de dégradation de la performance thermique de l'échangeur (chapitre 1).

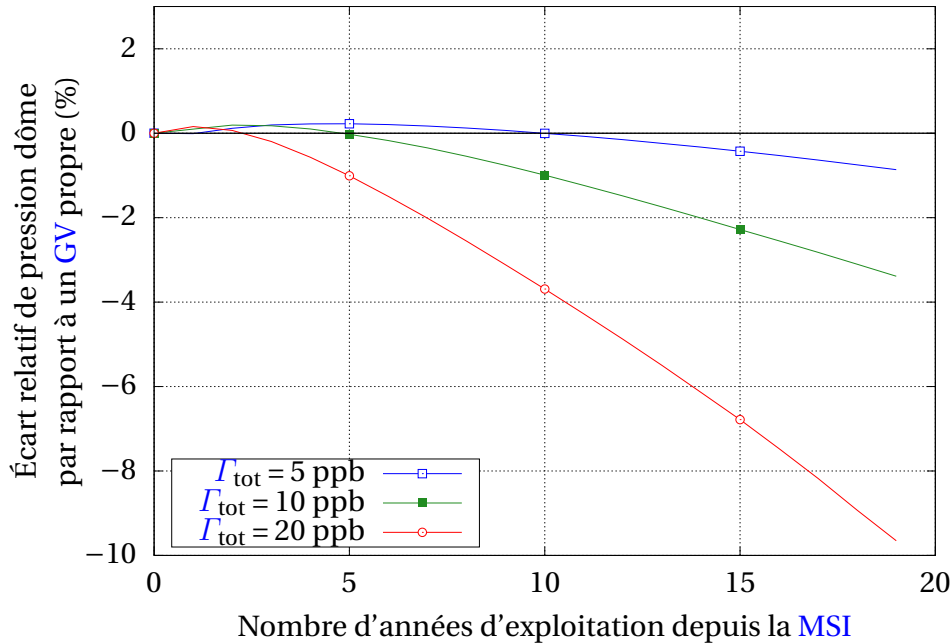


Figure 5.8: Influence de la concentration d'impuretés en entrée de GV sur l'évolution de la pression dôme

### Proportion d'espèces solubles en entrée

Comme l'indique la figure 5.9, lorsque la proportion d'espèces solubles est élevée, les dépôts d'encrassement dégradent davantage le transfert thermique. En effet, une hausse de la proportion d'espèces solubles induit une densification plus rapide des dépôts d'encrassement (Fig. 2.7). L'ébullition s'établit dans une couche poreuse de plus faible épaisseur alors que la conduction thermique s'effectue sur une plus grande proportion de couches denses, double effet qui tend à limiter l'échange thermique (section 4.3).

Le conditionnement chimique du circuit secondaire influe sur la proportion d'espèces solubles puisqu'il pilote la valeur de la solubilité de la magnétite dans l'eau alimentaire entrant dans le GV (chapitre 1).

Nous remarquons une convergence de l'évolution de la pression dôme pour les faibles et fortes valeurs de proportion d'espèces solubles en entrée de GV. Seules les variations de la proportion d'espèces solubles entre 30% et 60% sont significatifs.

### Diamètre des particules

Le diamètre des particules a une influence négligeable sur l'évolution de la pression dôme (Fig. 5.10). Le diamètre n'intervient que dans les mécanismes de dépôt de matière (inertie, diffusion, sédimentation : annexe A.1), et ne modifie donc que la répartition de l'encrassement de manière plus ou moins importante (Fig. 5.11).

Pour des diamètres élevés de particules, les particules se déposent davantage, par effet inertiel, au sommet du GV (annexe A.1.1). Le mécanisme de sédimentation joue aussi un rôle important puisqu'il favorise le dépôt de matière sur les surfaces cintrées (non verticales) du GV.

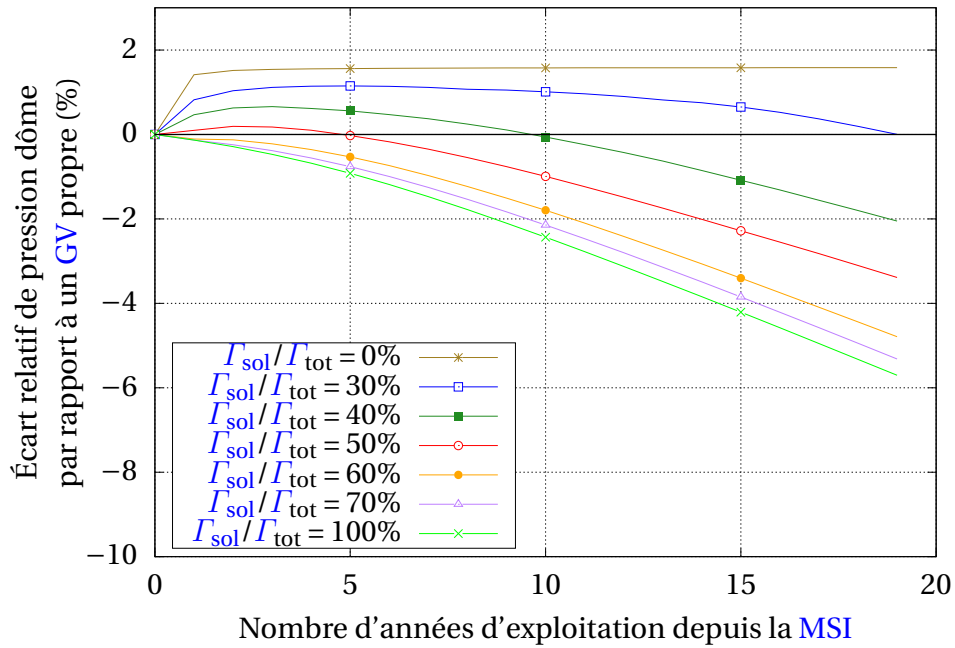


Figure 5.9: Influence de la proportion en espèces solubles en entrée de GV sur l'évolution de la pression dôme

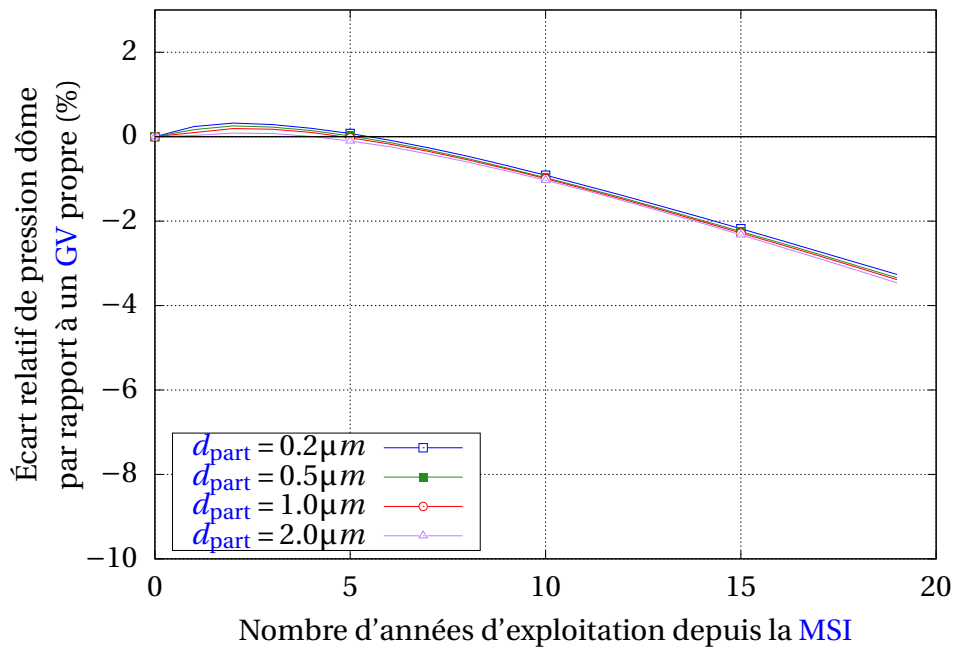


Figure 5.10: Influence du diamètre des particules de magnétite sur l'évolution de la pression dôme

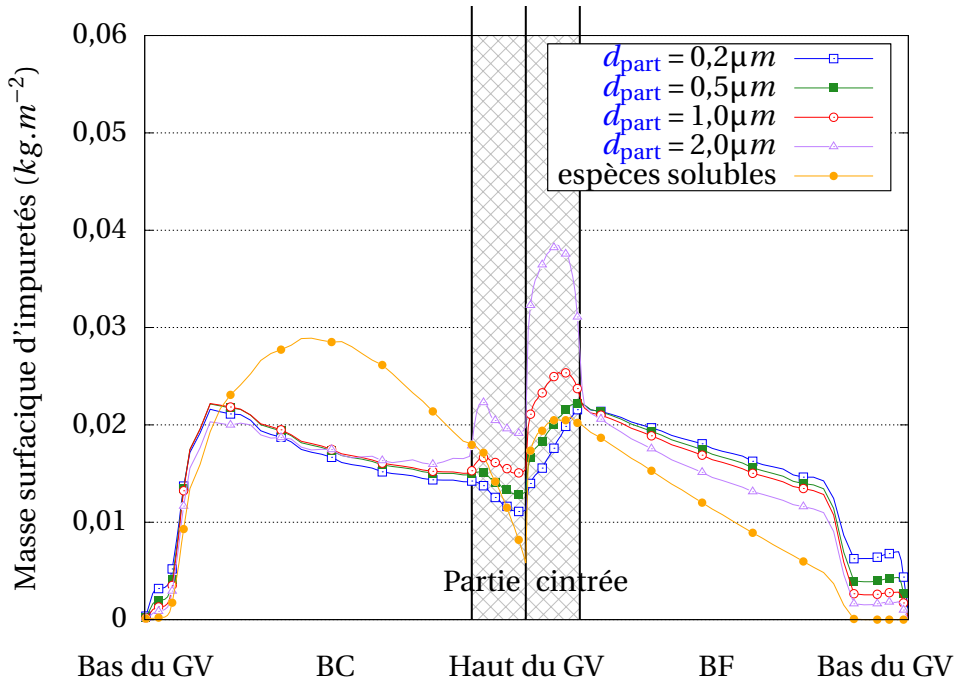


Figure 5.11: Répartition de la masse des impuretés en fonction du diamètre des particules simulée par BOUTHYC

Ainsi, pour un diamètre élevé de particules, la quantité de particules se déposant en bas de la BF du GV n'est plus suffisante pour générer un dépôt suffisamment poreux (Fig. 5.4), ce qui conduit à diminuer la performance de l'échangeur.

Pour la suite du manuscrit, nous fixerons ce paramètre égal à  $d_{part} = 1\mu m$ .

### Porosité maximale des dépôts

Comme l'indique la figure 5.12, une porosité maximale élevée conduit à une forte valeur de pression dôme. Un fort écart entre la porosité maximale et le seuil de percolation ( $\Phi_{max} - \Phi_c$ ) permet aux dépôts d'être davantage perméables à l'écoulement (Fig. 2.8), ce qui limite le mécanisme de conduction thermique au profit de l'ébullition dans les pores du dépôt, favorisant ainsi l'échange thermique.

On observe une convergence de l'évolution de la pression dôme pour une valeur de porosité maximale de 40%. En dessous de cette valeur, une baisse de la porosité maximale a peu d'influence car les dépôts sont déjà complètement densifiés.

### Porosité minimale des dépôts

Une hausse de la porosité minimale conduit à une dégradation de l'échange thermique (Fig. 5.13) tant que  $\Phi_{min} < \Phi_c$  (présence de pores fermés). En effet, lorsque l'écart entre le seuil de percolation et la porosité minimale ( $\Phi_c - \Phi_{min}$ ) diminue, la quantité d'espèces solubles requises pour densifier totalement le dépôt (diminution de la porosité jusqu'à la porosité minimale) diminue (Fig. 2.9). Pour de fortes valeurs de porosité minimale, l'épaisseur de la couche dense est donc plus élevée et celle de la couche poreuse est plus faible, ce qui conduit à dégrader le transfert thermique dans le GV. Cependant, lorsque

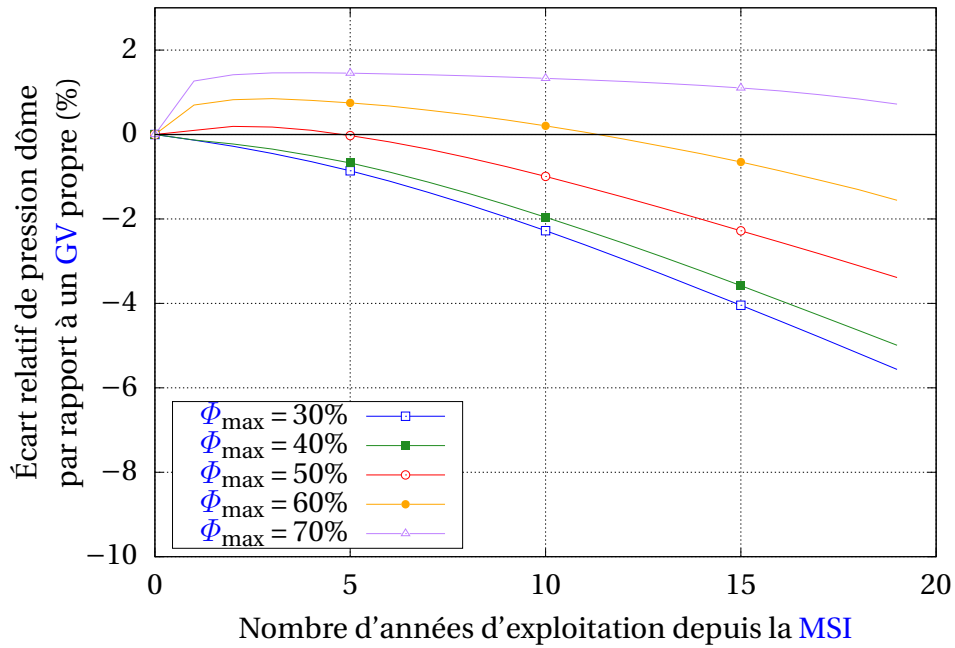


Figure 5.12: Influence de la porosité maximale du dépôt sur l'évolution de la pression dôme

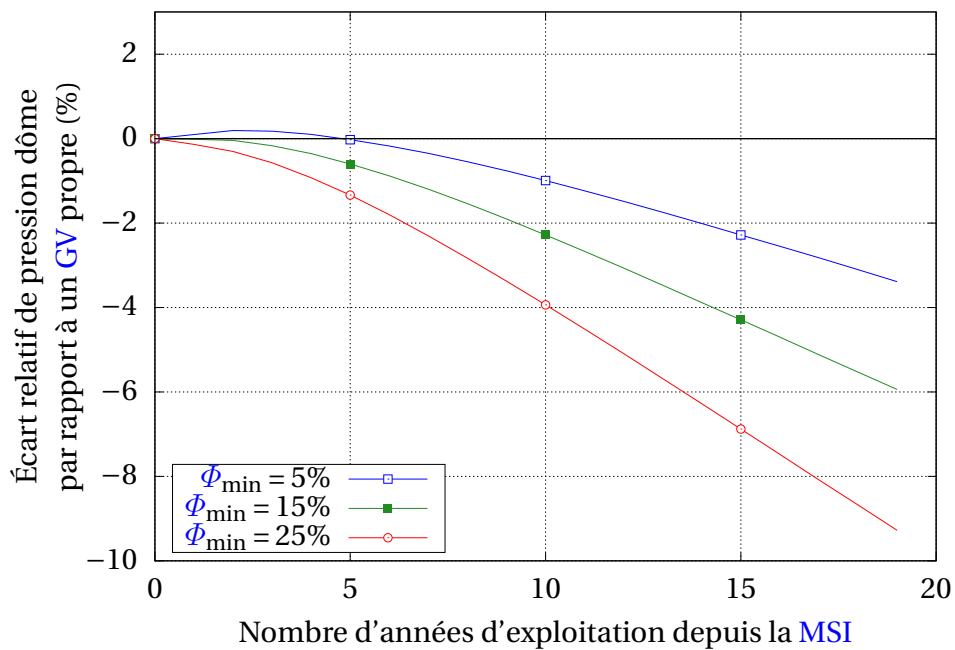


Figure 5.13: Influence de la porosité minimale du dépôt sur l'évolution de la pression dôme



$\Phi_{\min} > \Phi_c$ , toutes les couches des dépôts deviennent ouvertes à l'écoulement et le transfert thermique est fortement amélioré.

De manière à reproduire la phase d'augmentation de la pression dôme constatée durant les premières années d'exploitation des **GV**, nous utiliserons dans la suite du manuscrit les paramètres de dépôts suivants :

- une porosité minimale de dépôt  $\Phi_{\min} = 5\%$  ;
- une porosité maximale de dépôt  $\Phi_{\max} = 60\%$  ;
- un diamètre des particules  $d_{\text{part}} = 1\mu\text{m}$ .

En outre, dans toutes les simulations qui vont suivre, les conditions thermohydrauliques ne sont plus réactualisées ( $\Delta t_{\text{TH}} = +\infty$ ). En revanche, pour prédire l'évolution de la pression dôme, un calcul **THYC** reste quand même nécessaire pour chaque point de pression. La réactualisation de la thermohydraulique n'est cependant pas prise en compte dans les mécanismes de dépôt de matière (module **BOUTHYC**) afin de paralléliser toutes les simulations et raccourcir nettement la durée totale de calculs. L'erreur générée sur la pression dôme par l'absence de réactualisation est toutefois limitée (Fig. 5.7).

## 5.2.4 Influence des nettoyages chimiques et des arrêts de tranche

### Nettoyages chimiques

Dans la modélisation développée et présentée dans le chapitre 2, un nettoyage chimique se caractérise par deux paramètres (Fig. 2.10) :

- sa date de réalisation ;
- son intensité.

Dans le cas d'un nettoyage chimique ayant une intensité de 100%, le nettoyage restaure les performances d'échange d'origine. Suivant la date à laquelle il est réalisé, il induit soit une hausse, soit une baisse de la pression dôme (Fig. 5.14).

Lorsque le nettoyage chimique est réalisé alors que le dépôt d'encrassement améliorerait le transfert thermique, une perte de pression est observée. Pour observer un gain de pression dôme, le nettoyage chimique doit être réalisé une fois passée la période de "rodage" (après 12 ans dans l'exemple de la figure 5.14).

Néanmoins, une dégradation des performances d'échange après un nettoyage est possible même au-delà de la période de "rodage". En effet, si la dissolution du dépôt n'est que partielle, en raison d'une faible intensité de nettoyage (25% ou 50% d'intensité), seule la couche poreuse, qui améliore le transfert thermique, est dissoute. La couche dense qui diminue les performances de l'échange existe toujours, ce qui conduit à diminuer l'efficacité de l'échange thermique (Fig. 5.15).

L'intensité du nettoyage chimique a un impact aussi sur la cinétique de la pression dôme durant les années suivantes. Lorsque l'intensité du nettoyage chimique est faible, la cinétique de diminution de la pression dôme est élevée après le nettoyage. En effet, une dissolution partielle ne supprime pas nécessairement toutes les couches poreuses. La reconstitution de celles-ci au cours des années suivantes ne concerne alors que des zones limitées dans le **GV**. Son impact est donc moins significatif, ce qui favorise la dégradation liée à

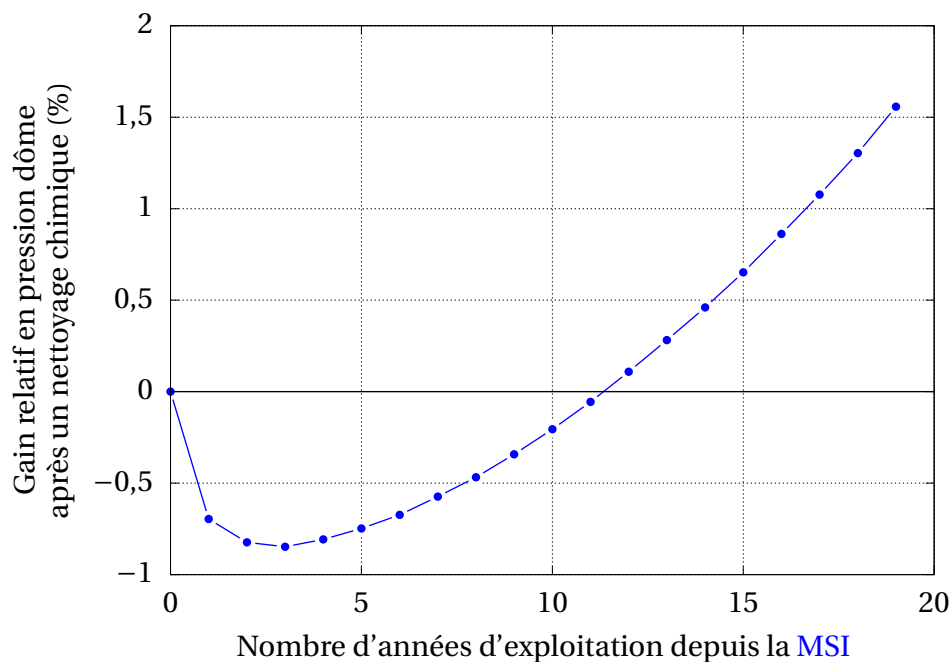


Figure 5.14: Influence de la date de réalisation d'un nettoyage chimique sur le gain en pression dôme

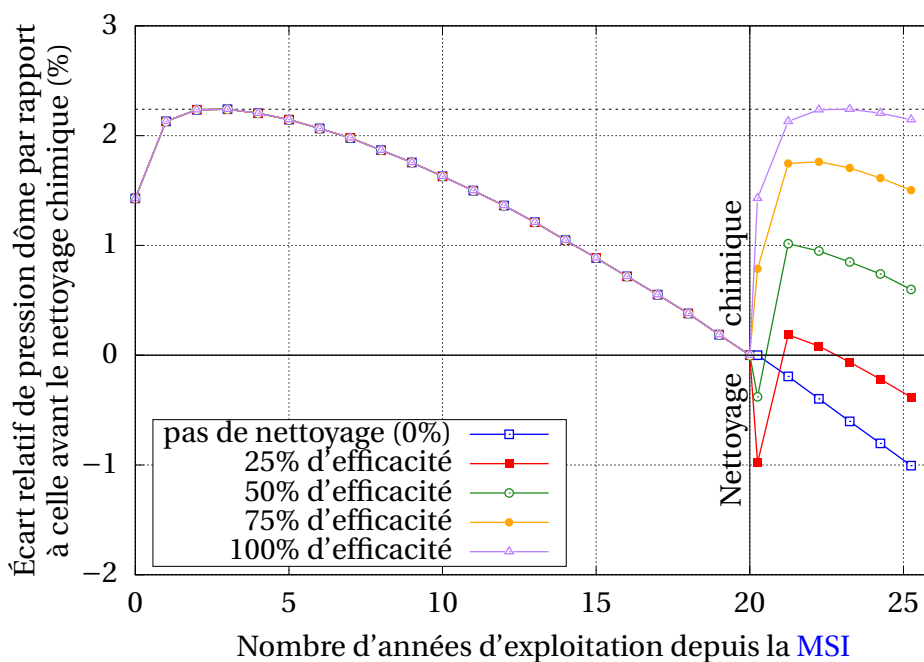


Figure 5.15: Influence de l'intensité du nettoyage chimique après 20 ans d'encrassement sur l'évolution de la pression dôme

l'épaississement des couches denses des dépôts. Pour obtenir un gain des performances d'échange le plus durable possible, il est nécessaire d'effectuer un nettoyage chimique ayant une intensité proche de 100%. Néanmoins, en raison de contraintes industrielles, une telle intensité est difficilement atteignable.

L'intensité de nettoyage chimique, pour laquelle la perte constatée est maximale, est obtenue pour une intensité d'environ 30% (Fig. 5.16). L'intensité critique au-dessus de laquelle le nettoyage chimique permet d'améliorer les performances d'échange est d'environ 60%. Cette intensité critique dépend évidemment de la morphologie des dépôts sur les tubes de GV, et donc des conditions d'encrassement fixées par les données d'entrée (section 5.2).

Il est à noter que s'il n'y avait que des dépôts denses dans le GV, l'intensité critique du nettoyage chimique serait de 0%. En effet, le nettoyage chimique serait bénéfique dès la première couche dense dissoute.

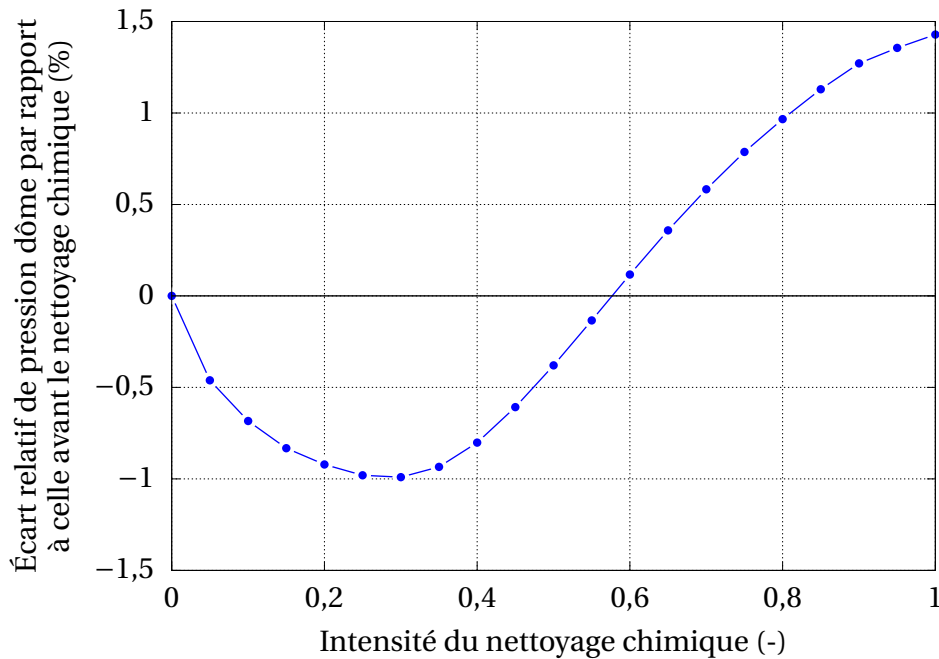


Figure 5.16: Gain relatif en pression dôme après un nettoyage chimique après 20 ans d'encrassement en fonction de son intensité

### Arrêts de tranche

Dans la modélisation développée et présentée dans le chapitre 2, les arrêts de tranche sont caractérisés par deux paramètres (Fig. 2.12) :

- la fréquence d'occurrence ;
- leur intensité.

La figure 5.17 illustre l'influence de l'intensité de l'arrêt de tranche sur l'estimation de la pression dôme au cours du temps. Dans cette simulation numérique, nous supposons un cycle d'exploitation de 18 mois entre deux arrêts de tranche.

On observe que la chute de pression après l'arrêt de tranche est directement liée à l'intensité de l'arrêt de tranche. En effet, la densification du dépôt durant l'arrêt de tranche

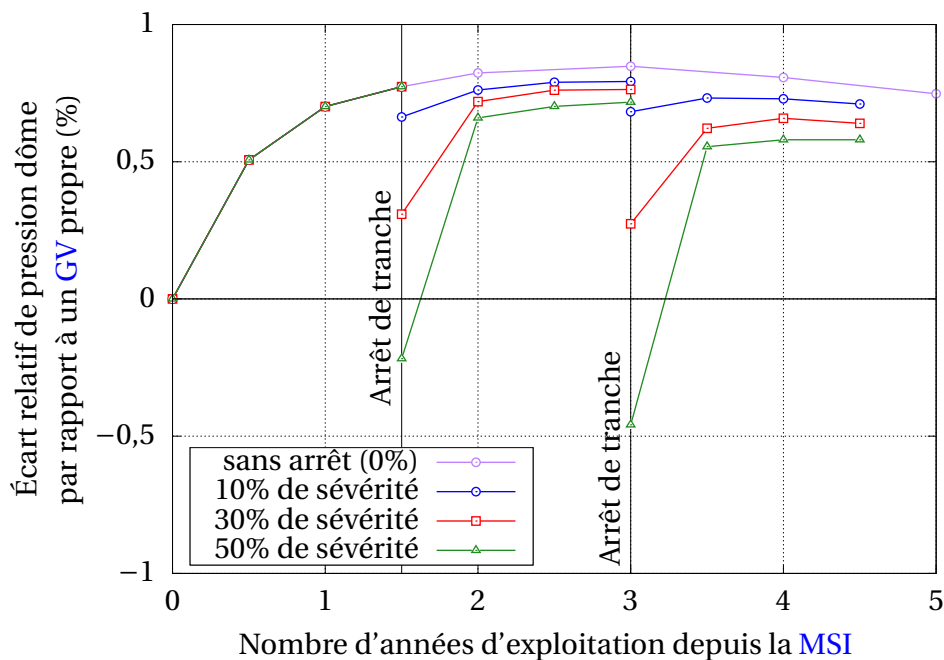


Figure 5.17: Influence de l'intensité des arrêts de tranche sur l'évolution de la pression dôme

conduit à diminuer l'épaisseur de la couche poreuse limitant ainsi le mécanisme d'ébullition.

Lorsque la chute de pression dôme est importante, la hausse constatée de la pression dôme durant le cycle d'exploitation est ensuite élevée. En effet, suite à des arrêts de tranche de forte intensité, la couche poreuse n'existe presque plus. Celle-ci est reconstituée durant le cycle d'exploitation suivant ce qui conduit à améliorer à nouveau l'échange.

Lorsque l'arrêt de tranche est de faible intensité, la couche poreuse n'est que partiellement densifiée. Celle-ci se reconstitue donc rapidement durant le cycle d'exploitation suivant et ne provoque qu'une amélioration modérée de l'échange. A la fin du cycle d'exploitation, la pression dôme recommence à chuter car la reconstruction de la couche poreuse est terminée et le dépôt dense poursuit sa croissance.

A la différence des nettoyages chimiques, l'arrêt de tranche est toujours défavorable au transfert thermique, et ce, pour toutes les intensités testées. En effet, les estimations de pression dôme restent toujours inférieures à la simulation réalisée sans arrêt de tranche, même à la fin de chaque cycle d'exploitation. Il est à noter cependant que l'impact défavorable au transfert thermique n'est dû qu'à la présence de couches poreuses dans le dépôt. En effet, si les dépôts n'étaient constitués que de couches denses, une densification de ces dernières améliorerait au contraire l'échange thermique (car leur épaisseur diminuerait).

On observe aussi que l'impact d'un arrêt de tranche est relativement faible quelques mois après sa réalisation. En effet, suite à la reconstruction de la couche poreuse, l'impact de l'arrêt de tranche n'existe quasiment plus quelques mois après le redémarrage de la tranche.

La figure 5.18 illustre l'influence de la durée du cycle d'exploitation (c'est-à-dire la fréquence des arrêts de tranche) sur l'évolution temporelle de la pression dôme pour une intensité d'arrêt de tranche de 10%.

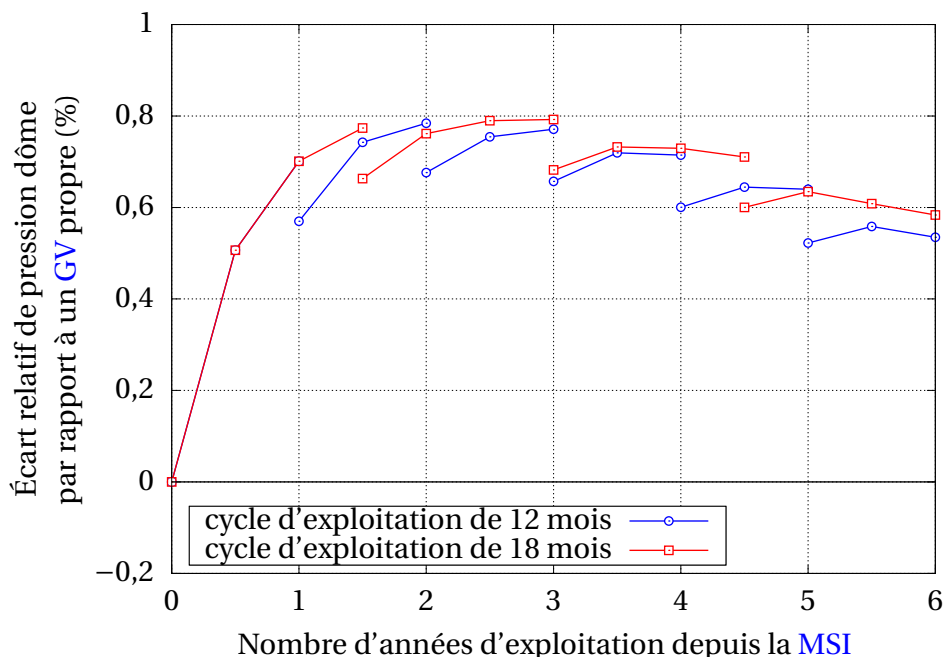


Figure 5.18: Influence de la fréquence des arrêts de tranche sur l'évolution de la pression dôme

Un allongement du cycle d'exploitation améliore très légèrement la pression dôme au fur et à mesure de l'exploitation du GV, comparativement à un cycle d'exploitation plus court. Un arrêt de tranche possède deux effets contradictoires sur la pression dôme (section 2.3.4.2) :

- l'épaisseur de la couche à porosités ouvertes (couche poreuse) diminue et sa porosité moyenne est réduite. Le mécanisme d'ébullition évacue plus difficilement l'énergie thermique ce qui conduit à réduire l'efficacité de l'échange ;
- de la même manière, l'épaisseur et la porosité de la couche à porosités fermées (couche dense) diminuent du fait de la densification durant l'arrêt de tranche. La couche dense pré-existante s'affine et devient moins poreuse donc plus conductrice, l'échange s'améliore.

L'exemple abordé dans la figure 5.18 illustre la prédominance du premier effet sur le deuxième : la pression dôme diminue plus rapidement lorsque la durée du cycle d'exploitation est faible.

### 5.2.5 Synthèse de l'étude de sensibilité

L'étude de sensibilité réalisée met en évidence les deux principaux paramètres influents sur le transfert thermique : la concentration totale d'impuretés en entrée de GV, et la proportion d'espèces solubles en entrée de GV.

La concentration totale d'impuretés pilote la cinétique d'encrassement du GV au cours du temps. Une valeur élevée conduit à une croissance accélérée des dépôts au cours de l'exploitation industrielle du GV. Cette croissance rapide est préjudiciable puisque la phase de diminution de la pression dôme survient plus rapidement.

La proportion d'espèces solubles en entrée de GV influe sur le vieillissement des dépôts

dans le GV. Une valeur élevée induit une densification rapide des dépôts, ce qui conduit à faire chuter prématurément la pression dôme. Cette densification peut même mener à une absence de l'amélioration de l'échange thermique durant les premières années d'exploitation industrielle du GV.

Les résultats de l'étude de sensibilité sont cohérents avec ceux obtenus sur le modèle de transfert thermique (section 4.3.3), puisque les mêmes paramètres influents ressortent : l'épaisseur du dépôt et son profil de porosité. Ces paramètres influent considérablement sur le rapport de force entre les deux principaux mécanismes de transfert thermique : la conduction thermique et l'ébullition dans le dépôt.

Les porosités minimale et maximale du dépôt ont aussi une forte influence sur l'évolution de la pression dôme, puisqu'elles influent sur le profil de porosité du dépôt.

Au travers des valeurs testées, le diamètre des particules a une influence plus limitée sur la pression dôme. Il a une incidence sur la répartition de l'encrassement dans le GV, mais n'influe pas sur le vieillissement des dépôts.

Les nettoyages chimiques ont des impacts conséquents sur l'évolution de la pression dôme. Leur impact dépend fortement de la date de réalisation, et de leur intensité. Du fait de la présence de couches poreuses dans le dépôt, l'étude de sensibilité met en évidence l'existence d'une intensité critique, en dessous de laquelle le nettoyage chimique induit une diminution de la pression dôme.

Les arrêts de tranches ont un impact seulement les premiers mois après de leur réalisation. La reconstitution de la couche poreuse durant le cycle d'exploitation suivant l'arrêt de tranche en question limite son influence sur le long terme.

### 5.3 Comparaison des résultats aux données "sites"

Pour éprouver la méthodologie d'évaluation de la pression dôme, cinq relevés de pression dôme provenant de différents GV sont utilisés. Ils sont sélectionnés car ils illustrent les différents impacts de l'encrassement sur la pression dôme, correspondant aux trois aspects ci-dessous :

- l'évolution tendancielle de la pression dôme ;
- l'impact des nettoyages chimiques ;
- l'impact des arrêts de tranche.

La valeur de la concentration totale en entrée est choisie en s'appuyant sur des estimations réalisées par EDF. Nous optons ainsi pour 10 ppb d'impuretés en entrée de GV lorsque le conditionnement chimique du circuit secondaire est optimal, et 25 ppb lorsque celui-ci l'est moins. La valeur de la proportion d'espèces solubles en entrée n'est pas connue pour l'ensemble des GV testés. Pourtant, cette valeur a une influence significative et peut expliquer des différences de cinétiques de pression dôme entre deux GV lorsque leur concentration totale d'impuretés en entrée est supposée être identique. Une valeur optimale est alors choisie dans les simulations de manière à reproduire au mieux les pressions dômes mesurées.

### 5.3.1 Évolution tendancielle de la pression dôme

Dans cette section, un faisceau d'incertitudes est affiché en couleur gris clair, de manière à reproduire l'évolution de la pression dôme pour des valeurs de proportion d'espèces en entrée de **GV** variant de 0% à 100%.

Le premier cas de **GV** (cas n° 1) retenu est consacré à la phase d'augmentation de la pression dôme (Fig. 5.19). Celle-ci augmente durant les quatre premières années avant d'atteindre un "plateau" relativement stable sur les années suivantes.

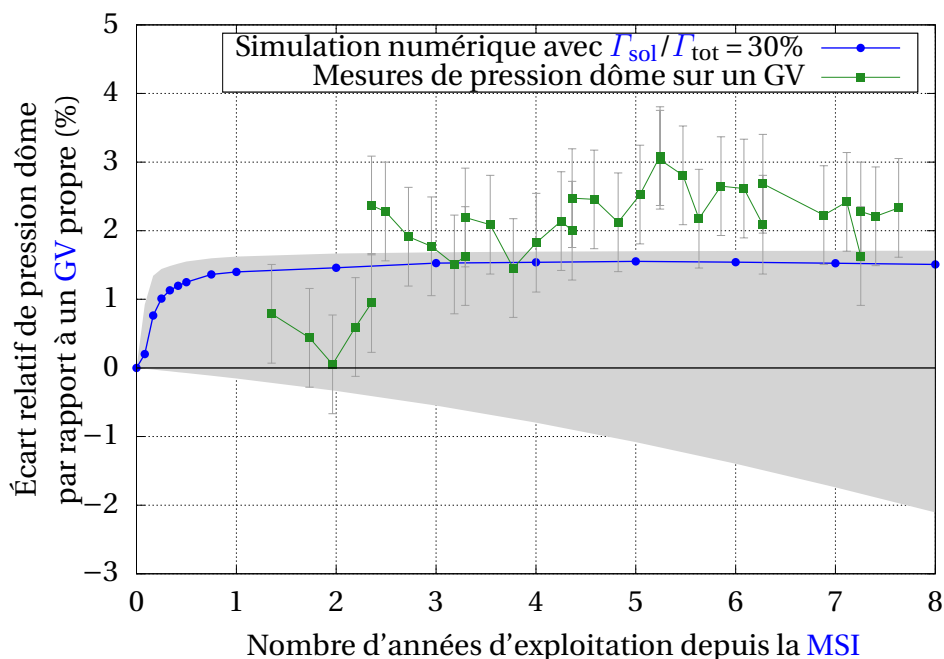


Figure 5.19: Comparaison entre un relevé de pression dôme et la méthodologie globale durant la phase d'augmentation de la pression dôme

On observe que la méthodologie est en mesure de reproduire le plateau de pression dôme observée lorsque la valeur de la proportion d'espèces solubles est faible ( $\sim 30\%$ ). Pour une valeur de proportion d'espèces solubles en entrée de **GV** élevée (comme par exemple 100%, limite inférieure du faisceau gris clair), l'amélioration du transfert thermique n'est même pas constatée et la cinétique de diminution de pression dôme est trop grande. Un choix adapté de la valeur de proportion d'espèces solubles en entrée de **GV** est alors requis pour respecter l'évolution mesurée de la pression.

La méthodologie pourrait toutefois être améliorée sur les aspects suivants :

- la phase d'augmentation pourrait être retardée car la pression dôme simulée semble débuter trop rapidement par rapport aux mesures (2 mois au lieu de 1 ans et 4 mois environ) ;
- l'amélioration de l'échange constatée pourrait être intensifiée afin de reproduire les 2,5% de hausse de pression (contre 1,5% bar actuellement).

La raison qui peut expliquer la survenue prématurée de l'augmentation de la pression dôme réside dans une hypothèse forte du modèle : il est supposé qu'il existe un réseau de pores structurés dès le début de formation du dépôt. Il est très probable que le réseau de pores ouverts n'existe qu'au-delà d'une certaine épaisseur critique de dépôt. Attendre

cette épaisseur avant de considérer une ébullition possible dans la structure poreuse permettrait de tenir compte du délai avant d'observer l'augmentation de la pression dôme. Cet axe de développement constitue l'une des perspectives de ces travaux de thèse, la difficulté principale étant de déterminer cette épaisseur critique, et de simuler l'évolution de la microstructure du dépôt avant d'atteindre cette épaisseur.

Pour ce qui est de l'écart vis-à-vis de l'intensité d'amélioration, nous émettons l'hypothèse que la hausse mesurée de la pression dôme ne soit qu'en partie induite par l'encrassement des tubes côté secondaire. En effet, pour s'en convaincre, une simulation a été réalisée en supposant un encrassement infiniment favorable au transfert thermique dans l'ensemble du GV :  $h_{fs,encrasse} \rightarrow +\infty$ . L'augmentation constatée de la pression dôme, qui correspond à l'amélioration théorique relative maximale de la pression dôme induite par l'encrassement secondaire, vaut 2,8 points environ. Si théoriquement, l'encrassement sur la paroi externe du tube peut donc expliquer à lui seul l'augmentation de la pression dôme, il est néanmoins peu probable qu'en pratique, il soit le seul responsable de cette amélioration puisque cela implique un coefficient d'échange infini (ou très proche de l'infini) entre le tube et le fluide secondaire, ce qui ne semble pas réaliste. Il est possible que cette amélioration dépendent des conditions d'exploitation, ou d'autres phénomènes non pris en compte par la modélisation actuelle.

Le deuxième cas de GV (cas n° 2) retenu est consacré à la phase de diminution de la pression dôme (Fig. 5.20). La proportion d'espèces solubles en entrée de GV est fixée à 50% de manière à reproduire la diminution constatée à partir de la 5e année.

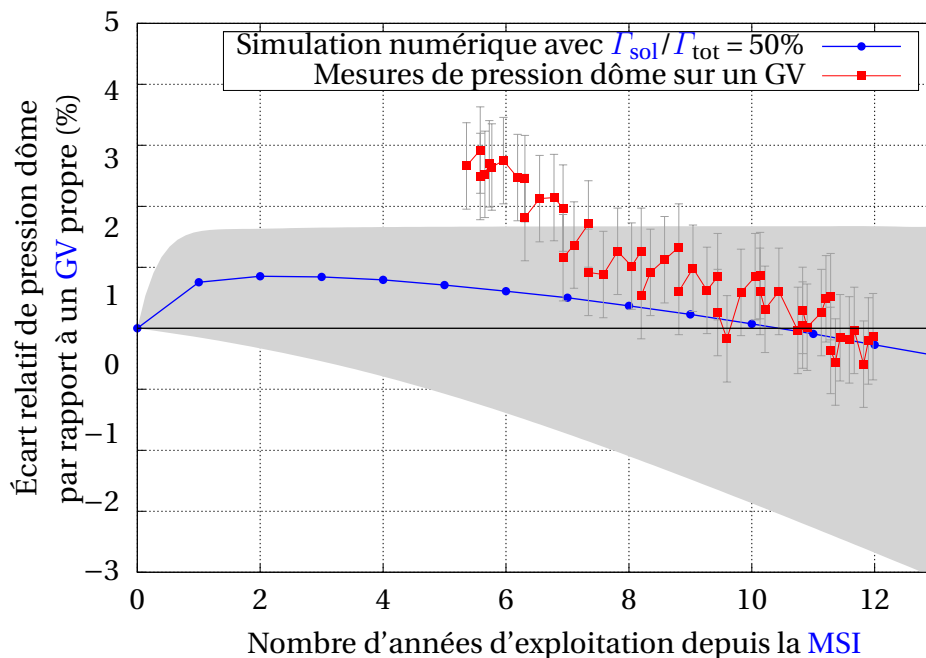


Figure 5.20: Comparaison entre un relevé de pression dôme et la méthodologie globale durant la phase de diminution de la pression dôme

La modélisation réalisée reproduit qualitativement la baisse de la pression dôme au-delà des cinq premières années d'exploitation. En effet, avant cinq ans d'exploitation industrielle, l'épaississement du dépôt sur la paroi externe est bénéfique à l'échange thermique car la zone d'ébullition dans la structure du dépôt s'accroît. Néanmoins, passé ce délai, l'épaisseur de la couche poreuse est déjà suffisante pour extraire la quasi-totalité du flux thermique surfacique : une hausse de cette épaisseur n'a plus d'incidence sur l'intensité



de l'ébullition. De plus, l'épaississement du dépôt s'accompagne d'un épaississement de la couche dense. La résistance thermique de conduction devient plus importante, ce qui se traduit par une diminution de la pression dôme.

Aussi, la simulation numérique prédit, à juste titre, que l'encrassement est bénéfique à l'échange pendant les onze premières années d'exploitation. Au-delà de cette période, les dépôts d'encrassement dégradent les performances de l'échangeur. Ces onze années correspondent au point de bascule au-delà duquel la conduction thermique s'effectuant dans le dépôt devient plus importante que l'ébullition.

Cependant, comme constaté avec le cas n° 1, l'intensité du pic d'amélioration durant les premières années n'est pas respectée. Ce n'est qu'à partir de la septième, voire la huitième année que la simulation numérique reproduit fidèlement les pressions dôme du GV.

Pour synthétiser, la modélisation globale de l'encrassement est en mesure de reproduire qualitativement, et quantitativement sur certaines périodes d'exploitation du GV, les évolutions de pression dôme constatées. Cependant, des améliorations sont encore à apporter pour mieux retranscrire l'intensité du pic d'amélioration, et la durée d'exploitation nécessaire avant de pouvoir l'observer.

### 5.3.2 Impact des nettoyages chimiques

Dans cette section, un faisceau d'incertitudes est affiché en couleur gris clair, de manière à reproduire l'évolution de la pression dôme pour des valeurs d'intensité de nettoyages chimiques du GV variant de  $\pm 10\%$  autour de la valeur choisie.

Le troisième cas de GV (cas n° 3) retenu est consacré à la modélisation des nettoyages chimiques qui améliore les performances d'échange (Fig. 5.21). Pour la simulation, une concentration élevée d'impuretés en entrée de GV a été choisie (25 ppb) car le conditionnement chimique du GV conduit à une cinétique d'encrassement élevée. Ce choix est d'ailleurs corroboré par différentes estimations massiques d'encrassement effectuées par l'exploitant. La proportion d'espèces solubles en entrée est fixée à 50%. La comparaison entre les masses de dépôts extraites lors du nettoyage chimique et l'estimation par bilan massique de la masse totale d'encrassement indique une intensité du nettoyage chimique proche de 100%. Du fait des incertitudes liées à l'estimation par bilan massique ( $\sim 20\%$ ) nous considérons que l'intensité est comprise entre 80% et 100%, et nous choisirons une intensité de 90% pour la simulation numérique.

Suite à la cinétique rapide d'encrassement, les mesures indiquent une diminution de la pression dôme dès la troisième année d'exploitation, contrairement au cas n° 2 où il faut attendre six ans avant d'observer une chute de la pression. Après quatre ans, la simulation numérique reproduit fidèlement la chute de pression dôme au cours du temps. Lorsque le nettoyage chimique a lieu, la simulation est en mesure de décrire l'augmentation de la pression dôme qui s'effectue en deux étapes :

- premièrement, les dépôts d'encrassement qui dégradent le transfert thermique sont dissous, conduisant à un accroissement relatif de la pression dôme d'environ 0,6 point ;
- deuxièmement, des dépôts fins et poreux se reconstituent à la surface des tubes au cours des années suivantes. Ils tendent à améliorer la performance de l'échangeur,

avec un gain supplémentaire de pression dôme d'environ 0,8 point après 1 à 2 ans d'exploitation.

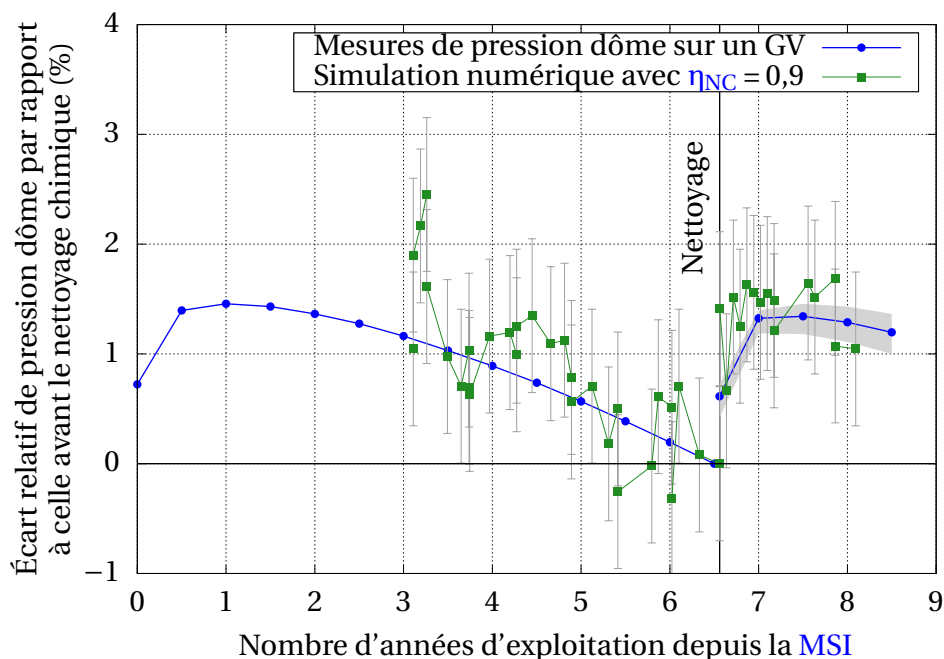


Figure 5.21: Comparaison entre un relevé de pression dôme et la méthodologie globale pour un GV ayant eu un nettoyage chimique améliorant les performances d'échange

L'incertitude sur l'intensité du nettoyage chimique a une influence limitée sur l'évolution de la pression dôme : les données mesurées sont correctement décrites pour toutes les intensités comprises entre 80% et 100%.

Le quatrième cas de GV (cas n° 4) retenu correspond à un nettoyage chimique qui dégrade la performance de l'échangeur (Fig. 5.22). Une intensité de nettoyage de comprise entre 80% et 100% est choisie car, de la même manière que pour le cas précédent, les informations disponibles relatives au nettoyage chimique réalisé indiquent une intensité proche de 100%.

La méthodologie globale d'évaluation de la pression dôme est en mesure de reproduire de manière qualitative une dégradation du transfert thermique après le nettoyage chimique. Dans la simulation numérique réalisée, cette dégradation est expliquée par la dissolution d'un dépôt d'encrassement qui favorisait le transfert thermique. L'effet bénéfique de l'encrassement disparaît et la pression dôme diminue.

Après la dégradation liée au nettoyage chimique, les performances d'échange sont fortement restaurées. Dans la simulation, la restauration des performances d'échange s'explique par la reconstitution d'une couche poreuse, qui s'accompagne d'une ébullition dans sa structure poreuse qui améliore le transfert thermique. La pression dôme augmente au-delà du point de pression avant le nettoyage car celui-ci a permis de réduire tout de même l'épaisseur de la couche dense sur le tube. En effet, la résistance de conduction de la couche dense diminue, alors que l'amélioration de l'échange induite par la couche poreuse est à nouveau présente. L'efficacité de l'échange est alors accrue.

Néanmoins, des améliorations pourraient être apportées à l'avenir de manière à mieux reproduire d'un point de vue quantitatif la diminution suivie de l'amélioration de pression dôme après l'arrêt.

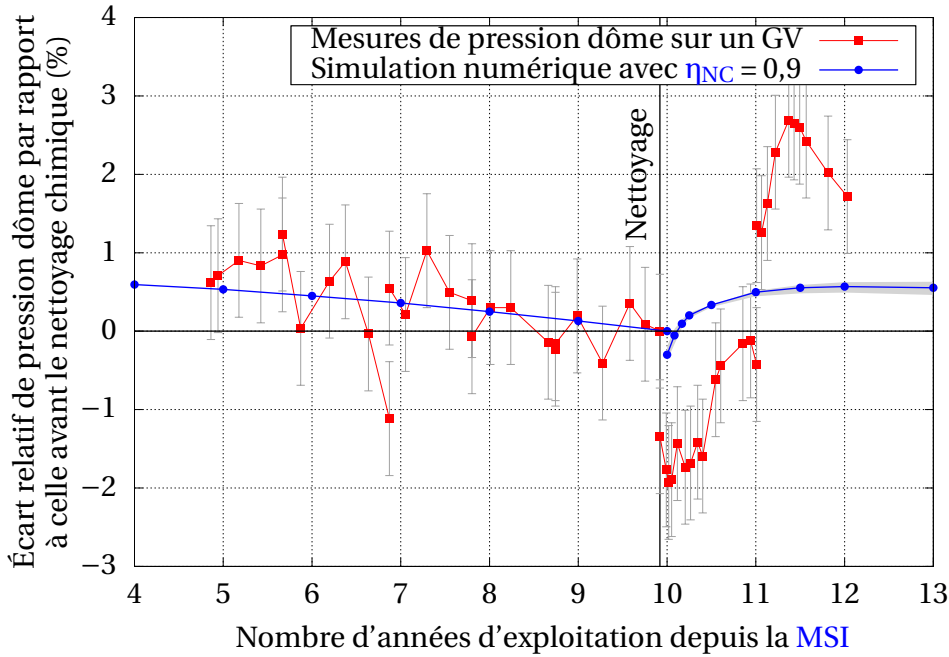


Figure 5.22: Comparaison entre un relevé de pression dôme et la méthodologie globale pour un GV ayant eu un nettoyage chimique diminuant la pression dôme

### 5.3.3 Impact des arrêts de tranche

Le dernier cas de GV (cas n° 5) provient d'un rapport de l'Electric Power Research Institute [R. VARRIN, 1996] et illustre l'impact des arrêts de tranche sur la pression dôme (Fig. 5.23). Dans ce rapport, il n'y a aucune mention du type de GV, ni de ces conditions d'exploitation. L'objectif de la comparaison entre ce relevé de pression et la méthodologie est de s'assurer que la modélisation adoptée d'un arrêt de tranche soit en mesure de reproduire en tendance son impact sur l'évolution de la pression dôme. Nous remarquons une diminution rapide de la pression dôme au cours du temps, ce qui laisse penser que la cinétique d'encrassement du GV mesuré est élevée. C'est pourquoi, nous utiliserons les données d'entrée du cas n° 3, qui semble partager la même cinétique de diminution de la pression dôme (chute moyenne de 2 points en 3-4 ans d'exploitation industrielle). Du fait des fortes pertes de pression dôme observées, nous considérons une intensité d'arrêt de tranche  $\eta_{AT} = 0,5$ . Dans la modélisation actuelle, la fréquence des arrêts de tranche est constante. Nous considérons un arrêt de tranche à la fin de chaque année d'exploitation. Un léger déphasage est alors susceptible d'apparaître entre les mesures et les simulations.

L'effet "dents de scie" des arrêts de tranche est correctement reproduit par la méthodologie (Fig. 5.23). Chaque arrêt induit une densification du dépôt qui conduit à une diminution brutale de la pression dôme. Au fur et à mesure du cycle d'exploitation suivant, la couche poreuse se reconstitue, l'échange thermique s'améliore et la pression dôme augmente.

Pour résumer, le tableau 5.3 synthétise l'ensemble des valeurs utilisées dans les cinq simulations réalisées. Ce tableau comporte également la valeur de la proportion d'espèces solubles qui semble reproduire au mieux les relevés de pression dôme mesurés.

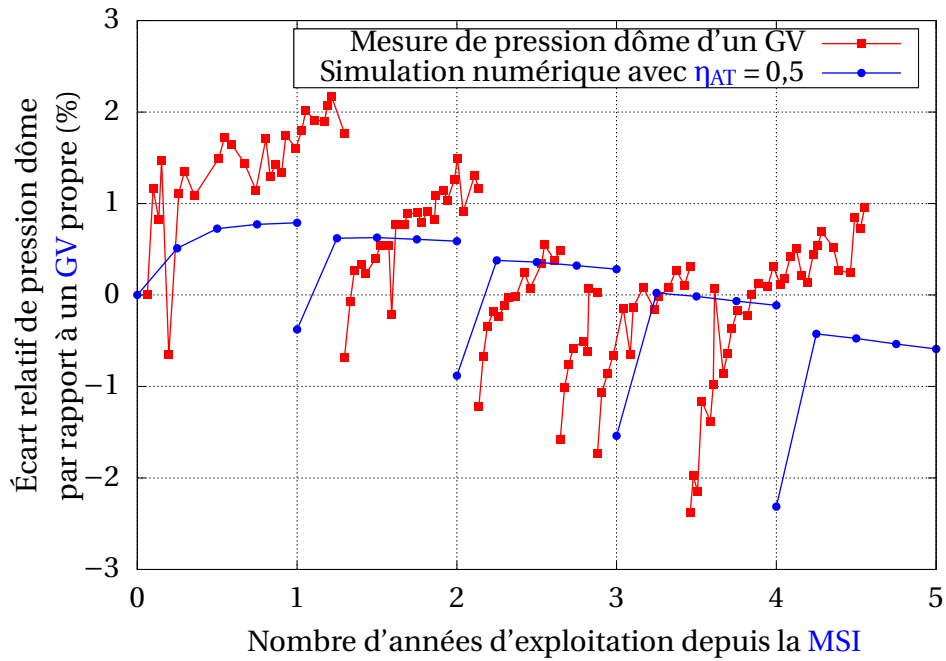


Figure 5.23: Comparaison entre un relevé de pression dôme et la méthodologie globale vis-à-vis de l'impact des arrêts de tranche

Données d'entrée	Cas n° 1	Cas n° 2	Cas n° 3	Cas n° 4	Cas n° 5
Concentration d'impuretés (ppb)	10	10	25	10	25
Proportion d'espèces solubles	30%	50%	50%	50%	50%
Diamètre des particules ( $\mu m$ )	1				
Porosité maximale des dépôts	60%				
Porosité minimale des dépôts	5%				

Tableau 5.3: Données d'entrée utilisées pour la comparaison avec les mesures sur sites d'exploitation industrielle

## 5.4 Synthèse

La méthodologie développée est en mesure de simuler l'impact de l'encrassement sur l'évolution temporelle de la pression dôme moyennant un ajustement sur la proportion d'espèces solubles en entrée de GV. Le tableau 5.4 illustre l'ensemble des données d'entrées de la méthodologie développée accompagné d'une estimation qualitative de leur influence sur l'évolution de la pression dôme.

Données d'entrée		Degré d'influence
Encrassement	Concentration d'impuretés en entrée	+
	Proportion d'espèces solubles en entrée	+
	Diamètre des particules	-
	Porosité maximale des dépôts	+
	Porosité minimale des dépôts	+
Événement	Durée d'exploitation avant nettoyage	+
	Intensité du nettoyage	+
	Fréquence des arrêts de tranche	-
	Intensité des arrêts de tranche	±

+ : forte influence, - : faible influence, ± : influence modérée

Tableau 5.4: Synthèse des données d'entrée de la méthodologie d'évaluation de la pression dôme accompagnées de leur degré d'influence

En fonction de la valeur des paramètres les plus influents (listés dans le tableau 5.4), la pression dôme d'un GV peut fortement évoluer :

- la concentration d'impuretés en entrée de GV pilote la cinétique d'évolution de la pression dôme. Plus elle est élevée, plus la pression dôme évolue rapidement ;
- La proportion d'espèces solubles en entrée influe sur la densification des dépôts. Une proportion élevée conduit à des dépôts denses, défavorables à la performance de l'échangeur ;
- Les porosités minimales et maximales constituent les limites du profil de porosité du dépôt. Un écart élevé entre ces deux valeurs est favorable à l'épaississement de la couche poreuse du dépôt, et donc à l'amélioration du transfert thermique.

La méthodologie développée est aussi capable de simuler des nettoyages responsables d'une hausse ou d'une baisse de pression dôme. Celle-ci est aussi en mesure d'estimer une intensité critique en dessous de laquelle le nettoyage chimique conduit à une baisse de pression. Avec le jeu de paramètres choisis et pour un nettoyage chimique intervenant après 20 ans d'exploitation industrielle, l'intensité critique s'établit autour de 60% environ.

Enfin, l'impact des arrêts de tranche est simulé par la méthodologie au travers d'une densification des dépôts. Si l'intensité des arrêts de tranche a un impact notable sur l'évolution de la pression dôme, la fréquence de ces arrêts n'a que finalement assez peu d'effet sur l'évolution au long-terme de la performance de l'échangeur. Et pour cause, l'influence d'un arrêt est restreint aux premiers mois suivant l'arrêt. Au-delà, la reconsti-

tution de la couche poreuse contrebalance la densification subie et limite ainsi son impact. L'évolution de la pression en "dents de scie" suite aux arrêts de tranche est ainsi correctement décrite.

Les différentes comparaisons effectuées entre les relevés de pression dôme mesurée et les estimations numériques indiquent un bon accord qualitatif entre la méthodologie et les mesures. Les hausses de pression observées durant la phase de "rodage" sont simulées, tout comme la phase de diminution après plusieurs années.

Néanmoins, des améliorations peuvent être apportées. Concernant la phase de "rodage", la méthodologie sous-estime la hausse de la pression dôme et ne respecte pas la durée d'exploitation constatée avant l'amélioration du transfert thermique. La sous-estimation de la hausse de la pression dôme provient peut-être d'un mécanisme non pris en compte. De plus, la durée d'exploitation minimale avant de constater une amélioration n'est pas respectée car un mécanisme de cheminées d'ébullition est supposé dès que le dépôt possède une épaisseur de couche poreuse non nulle. Concernant l'impact des nettoyages chimiques, les chutes et hausses de pression dôme après la dissolution des dépôts peuvent aussi être sous-estimées. Une solution serait peut-être d'améliorer la modélisation des nettoyages chimiques, par exemple en considérant une dissolution uniforme en masse dans chacune des mailles (et non uniforme en intensité). Une autre solution serait de considérer que les nettoyages chimiques peuvent modifier la microstructure du dépôt (gradient de porosité ou distribution de la taille des pores).

## 5.5 Références

- GOUJON, C. 2014, *Conséquences des nettoyages chimiques sur la réactivité de la surface externe des tubes de générateurs de vapeur des centrales*, thèse de doctorat, Institut de recherche Chimie-Paris. [126](#)
- KLIMAS, S., D. MILLER et C. TURNER. 1998, *The effect of the removal of steam generator tube ID deposits on heat transfer*, AECL Research. [126](#)
- R. VARRIN, J. 1996, *Characterization of PWR Steam Generator Deposits*, EPRI. [131](#), [146](#)
- RINTOUL, M. et S. TORQUATO. 1997, «Precise determination of the critical threshold and exponents in a three-dimensional continuum percolation model», *Journal of Physics A: Mathematical and General*, vol. 30, p. 585–592. [126](#)
- TAPPING, R., C. TURNER, R. THOMPSON et R. THOMPSON. 1991, «Steam generator deposits - a detailed analysis and some inferences», *Journal of Science and Engineering Corrosion*, vol. 47, doi:10.5006/1.3585283, p. 489–494. [124](#), [126](#)
- XU, W. et Y. JIAO. 2019, «Theoretical framework for percolation threshold, tortuosity and transport properties of porous materials containing 3d non-spherical pores», *International Journal of Engineering Science*, vol. 134, doi:10.1016/j.ijengsci.2018.10.004. [131](#)



# Conclusions et perspectives

## Conclusions

L'encrassement dans les **Générateurs de Vapeur (GV)** des centrales nucléaires est un phénomène qui s'établit sur plusieurs années et qui peut avoir des conséquences importantes sur les performances de l'échangeur. Des dépôts ayant une épaisseur de plusieurs dizaines voire centaines de micromètres se forment sur la paroi externe des tubes, et affectent l'échange de chaleur dans les **GV**. Si dans les premières années, l'encrassement induit une amélioration de l'échange entre le circuit primaire et secondaire, l'épaississement des dépôts qui s'effectue au cours de l'exploitation industrielle du **GV** finit par dégrader le transfert thermique. Cela se traduit alors par une diminution de la pression de la vapeur générée au sommet du **GV** (pression dôme). L'évolution de cette pression dôme est difficile à prévoir, et dépend des différents événements de la vie d'une tranche nucléaire (nettoyages chimiques ou arrêts de tranche par exemple). Pour aider l'exploitant à mieux maîtriser le pilotage des marges en pression vapeur dans les **GV** et à améliorer si besoin la planification des opérations de maintenance, une méthodologie de prédiction temporelle de la pression dôme des **GV** est développée au cours de cette thèse de doctorat.

Cette méthodologie repose sur une modélisation de l'encrassement à travers deux échelles spatiales : l'échelle du **GV** (ou l'échelle composant) et l'échelle du dépôt (ou l'échelle de sous-maille). A l'échelle du **GV**, le logiciel **THYC** modélise la thermohydraulique tri-dimensionnelle du fluide secondaire et son module **BOUTHYC** modélise la croissance du dépôt d'encrassement au cours du temps. A l'échelle du dépôt, un modèle de transfert thermique mono-dimensionnel simule l'échange thermique entre le tube encrassé et le fluide secondaire alors qu'un modèle de caractérisation, basé sur une approche fractale statistique, détermine les différentes propriétés liées à la microstructure des dépôts (distribution de taille de pores, conductivité thermique, perméabilité). Le découplage entre ces deux échelles spatiales est nécessaire afin de limiter le coût de calcul des simulations. Chaque échelle utilisée est adaptée à la description physique du ou des phénomènes simulés. De la même manière, un découplage des échelles temporelles est requis. L'échelle temporelle utilisée pour chaque modèle dépend de la cinétique des phénomènes simulés : la croissance du dépôt de matière s'inscrit sur plusieurs années alors que l'écoulement thermohydraulique n'est simulé que sur quelques dizaines de secondes.

La méthodologie développée prend en compte de nombreux mécanismes physiques. Le logiciel **THYC** considère la géométrie complète de chaque **GV** et son mode de fonctionnement. Il parvient à retranscrire l'hétérogénéité spatiale des conditions thermohydrauliques dans le **GV**. Le modèle **BOUTHYC** tient compte des différents mécanismes de dépôt



de matière pour prédire une répartition tri-dimensionnelle de l'encrassement sur le faisceau tubulaire du GV. Dans cette thèse, des développements numériques ont été réalisés afin de simuler la croissance progressive des dépôts de manière itérative en différentes couches. Le vieillissement du dépôt est pris en compte à travers la précipitation des espèces solubles, qui densifie totalement ou partiellement le dépôt dans le sens de son épaisseur. Les impact des nettoyages chimiques et des arrêts de tranche sur la morphologie des dépôts sont pris en compte de manière simplifiée en considérant respectivement une dissolution partielle ou totale des dépôts, et une densification de leurs couches. Le modèle de transfert thermique simule les principaux mécanismes de transfert thermique dans le dépôt, à savoir l'ébullition et l'écoulement liquide-vapeur qui a lieu dans son réseau poreux (cheminées d'ébullition et capillaires) ainsi que le mécanisme de conduction thermique qui s'établit sur toute l'épaisseur du dépôt. Ces deux mécanismes sont en compétition. L'ébullition dans le réseau de pores du dépôt évacue efficacement l'énergie thermique et améliore l'échange. Au contraire, la conduction thermique est responsable d'une élévation de la différence de température entre le fluide primaire et le fluide secondaire, et donc d'une dégradation de l'échange thermique. Le modèle de caractérisation tient compte du gradient de porosité dans le dépôt en le considérant comme un empilement de couches de différentes porosités. Dans chacune de ces couches, une approche fractale statistique détermine l'ensemble des propriétés caractérisant la structure poreuse du dépôt.

Cette approche a été développée pendant les travaux de thèse pour décrire spécifiquement les dépôts d'encrassement mais celle-ci est en mesure de décrire tout type de milieux poreux et aussi d'autres géométries fractales telles que les fractures des réseaux hydrographiques ou les haies des bassins versants. Cette nouvelle approche fractale constitue une généralisation des différentes théories fractales existantes (discrète et continue) en s'appuyant sur une "fractalisation" des distributions statistiques des motifs. La dispersion statistique introduite aux niveaux de chaque motif correspond à une représentation plus réaliste des objets fractals naturels.

Dans le cadre des dépôts d'encrassement, l'approche fractale statistique donne satisfaction puisqu'elle reproduit les distributions mesurées de taille de pores. Ce nouveau modèle pourrait à terme faciliter certains protocoles expérimentaux de mesures de dépôts puisqu'un nombre restreint de paramètres, facilement "mesurables" ou "déterminables", suffit à reconstruire l'organisation géométrique des dépôts. Par exemple, un cliché de dépôt haute résolution, où seraient présents suffisamment de cheminées d'ébullition et de capillaires, serait suffisant pour reconstruire analytiquement la distribution de la taille des pores. Ce procédé pourrait éviter à terme la mesure expérimentale systématique de cette distribution, par exemple avec un porosimètre à mercure. A partir de ce même cliché, et en l'associant à une mesure d'épaisseur totale du dépôt, il serait également possible d'obtenir une évaluation de la perméabilité du dépôt, sans utiliser de perméamètre à charge constante par exemple.

La méthodologie développée est en mesure de déterminer l'évolution temporelle de la pression dôme d'un GV. Durant les premières années, la phase d'amélioration de l'échange (phase de "rodage") constatée dans les GV peut être simulée. Elle est due à une prédominance du mécanisme d'ébullition s'effectuant dans la structure poreuse des dépôts. Une fois cette période passée, l'épaississement des dépôts se traduit par une dégradation de l'échange thermique (prédominance de la conduction thermique) et donc une diminution de la pression dôme au cours du temps. La modélisation développée est aussi capable de simuler des nettoyages chimiques. Dans le cas particulier où ceux-ci ne dis-

solvent que partiellement les dépôts, la partie poreuse du dépôt est dissoute en première et il ne reste potentiellement qu'une couche dense, dégradante vis-à-vis du transfert thermique. La méthodologie globale met en évidence l'existence d'une intensité critique de nettoyage (proportion de masses de dépôt dissoutes), autour de 60%, pour laquelle le nettoyage chimique n'a pas d'impact sur la pression dôme. Les nettoyages de plus faible intensité induisent une diminution de pression dôme alors que ceux de plus forte intensité sont responsables d'une hausse de la performance d'échange et d'une hausse de la pression dôme. L'évolution de la pression dôme en "dents de scie" induite par les arrêts de tranche est correctement simulée par la méthodologie globale. Pour des intensités d'arrêt (degré de densification des couches de dépôt) élevées, la chute de pression dôme associée est importante. La phase observée d'augmentation de la pression dôme s'effectuant durant le cycle d'exploitation suivant l'arrêt de tranche s'explique dans la méthodologie par la reconstitution de la couche poreuse du dépôt, si bien qu'au-delà de quelques mois après le redémarrage de la tranche, l'influence de l'arrêt sur la pression dôme s'est estompée.

D'après les différentes études de sensibilité réalisées, l'épaisseur et le profil de porosité du dépôt sont les paramètres qui influent le plus sur l'efficacité de l'échange. Si ce deuxième paramètre est aussi influent, c'est qu'il impacte fortement l'ébullition dans le dépôt. En effet, la porosité conditionne la microstructure du dépôt qui elle-même possède un impact direct sur l'ébullition via la présence ou non d'un réseau de pores ouverts. Ainsi, les dépôts épais et denses dégradent fortement le transfert thermique contrairement aux dépôts fins et poreux qui l'améliorent. Ces caractéristiques de dépôts sont très dépendantes de la quantité de matière qui entre dans le GV, pilotant la cinétique d'évolution d'encrassement, et de la solubilité de la magnétite dans l'entrée du GV, qui conduirait à un mécanisme de dépôt fortement dicté par des phénomènes de précipitation d'espèces solubles et donc de densification de dépôt.

Les travaux de thèse effectués permettent d'émettre certaines recommandations. Premièrement, pour limiter la dégradation de l'échange thermique dans le GV, le conditionnement chimique du circuit secondaire est essentiel. Lorsque ce conditionnement conduit à une faible valeur de la solubilité de la magnétite, ce qui est recherché sur les tranches du parc EDF, la cinétique d'encrassement est diminuée, et d'après la modélisation, l'encrassement est plutôt particulaire, ce qui serait bénéfique pour les performances de l'échangeur. Deuxièmement, l'utilisation de filtres visant à limiter la quantité d'impuretés qui entrent dans le GV pourrait s'avérer inefficace voire dégradante pour la performance de l'échangeur. En effet, seules les particules seraient bloquées par les filtres, mais les espèces solubles atteindraient toujours le GV pour former des dépôts denses. Troisièmement, les nettoyages chimiques qui ne dissolvent que partiellement les dépôts d'encrassement doivent être utilisés avec précaution. En effet, si le nettoyage chimique ne supprime que la couche poreuse du dépôt, une dégradation apparaît. Il est alors conseillé de réaliser des nettoyages chimiques avec une intensité proche de 100%, ou tout du moins, au-delà des 60% critiques, pour se prémunir au maximum du risque de dégradation des performances.

## Perspectives

La méthodologie développée comporte toutefois des limites associées à des perspectives futures de travaux. Des améliorations spécifiques pourraient être apportées à la modé-

lisation des dépôts (modèle de caractérisation et de transfert thermique) et également à l'utilisation du retour d'expérience d'EDF pour valider la méthodologie globale et améliorer son caractère prédictif. A plus long terme, les perspectives concernent la validation du module de matière et de croissance (BOUTHYC). Les perspectives peuvent ainsi se regrouper suivant trois principaux axes.

Le premier axe de développement concerne la modélisation des dépôts. Tout d'abord, le modèle actuel présuppose qu'il existe toujours un réseau de pores ouverts et ce, peu importe l'épaisseur de la couche à porosités ouvertes. Le modèle pourrait certainement expliquer la faible hausse de la pression dôme durant les toutes premières années d'exploitation en supposant, non pas un mécanisme d'ébullition pour les très faibles épaisseurs, mais plutôt une augmentation du nombre de sites de nucléation ou une hausse de la surface d'échange. La difficulté principale de ce développement est d'estimer l'épaisseur critique au-delà de laquelle le mécanisme d'ébullition dans le dépôt est possible. L'organisation de la microstructure du dépôt durant les premières années et son évolution au cours du temps semblent également difficiles à modéliser. De plus, la distinction actuelle entre les couches à porosités ouvertes et les couches à porosités fermées dépend uniquement du seuil de percolation. Le choix de cette valeur conditionne l'ouverture ou la fermeture de l'ensemble des pores. Dans ces travaux de thèse, une valeur arbitraire a été retenue. Pourtant, la taille des pores et surtout leur facteur de forme influent grandement sur leur manière d'occuper l'espace et donc de percoler à l'intérieur de la structure de magnétite. Une amélioration à réaliser serait donc de considérer un seuil de percolation différent suivant le diamètre de chaque pore. Des expériences numériques récentes [XU et JIAO, 2019] ont permis d'exprimer explicitement le lien entre le seuil de percolation d'un réseau de pores et le facteur de forme de ces pores. Cette corrélation numérique pourrait être utilisée dans le modèle afin de considérer une percolation différente suivant la taille des pores, et de ne pas avoir à choisir arbitrairement une valeur de seuil de percolation unique pour l'ensemble des pores. Par ailleurs, les nettoyages et les arrêts de tranche font l'objet d'hypothèses simplificatrices. Il pourrait être opportun d'analyser et de considérer leur impact sur la microstructure des dépôts (gradient de porosité et distribution de la taille des pores) afin de simuler plus fidèlement leur impact sur l'évolution de la pression dôme. Enfin, et de manière plus générale, l'approche fractale statistique est un moyen élégant et efficace pour décrire la structure poreuse d'un dépôt d'encrassement. Néanmoins, son utilisation présuppose une certaine universalité de l'organisation géométrique des dépôts d'encrassement. Cette approche n'explique pas non plus le processus de création de cette microstructure. Si de nombreux milieux poreux construits sous ébullition présentent des capillaires et des cheminées, c'est qu'il existe probablement certains principes hydrauliques qui pilotent cette construction. Plutôt que d'adopter une approche descriptive des dépôts, une approche constructiviste pourrait être développée en s'appuyant sur ces lois physiques et universelles.

Le deuxième axe d'amélioration concerne la méthodologie globale de l'évaluation de l'encrassement. Celle-ci requiert des propriétés macroscopiques qui ont un fort impact sur l'évolution de la pression dôme (proportion d'espèces solubles en entrée de GV par exemple). Certaines de ces propriétés, qui sont des données d'entrée de la méthodologie développée, peuvent être difficiles à mesurer sur sites. D'un autre côté, EDF dispose d'un retour d'expérience important sur l'évolution des pressions dôme au cours du temps. Les données d'entrée difficilement déterminables pourraient ainsi être obtenues par une méthode inverse d'assimilation de données. L'idée serait d'inverser la méthodologie existante pour convertir des mesures de pression dôme en données concernant l'encrasse-

ment (proportion d'espèces solubles en entrée de GV, porosités maximale et minimale des dépôts, etc.). En réalisant ce procédé avec l'ensemble des relevés de pression disponibles, la méthodologie globale pourrait être ajustée et devenir davantage prédictive en s'adaptant aux différents GV du parc nucléaire français. Après avoir déterminé l'ensemble des propriétés macroscopiques, à l'heure actuelle partiellement méconnues, une validation globale plus poussée concernant la détermination des pressions dôme pourrait alors être réalisée pour quantifier le degré de confiance de la méthodologie développée.

Enfin, le module BOUTHYC n'a pas de validation à proprement parler en raison d'un manque de mesures fiables d'épaisseurs sur sites. Pour reproduire les différentes configurations d'encrassement supposées sur le parc nucléaire français, des développements pourraient donc être apportés au module de dépôt BOUTHYC. Par exemple, seule une taille moyenne de particules est prise en compte dans les simulations. Pourtant, elles varient de moins de  $1\mu m$  jusqu'à plus de  $10\mu m$  selon les mesures sur sites. Puisque la taille des particules influe sur la répartition de la matière au travers des mécanismes de dépôt, une simulation plus réaliste pourrait être réalisée en considérant un spectre de diamètres de particules. Ce développement n'est pas sans difficulté puisqu'il est nécessaire de modéliser les termes d'interaction entre les différentes tailles de particules pour prendre en compte les mécanismes de croissance cristalline, de dissolution partielle, de fragmentation et d'agglomération de particules. De la même manière, dans la modélisation actuelle, le mécanisme d'arrachement exercé par le fluide secondaire sur le dépôt n'est pas pris en compte. Du fait des forces de cisaillement, certaines parties faiblement consolidées de la matrice de magnétite pourraient être à nouveau entraînées dans le fluide secondaire sous forme de particules. Celles-ci se déposeraient à nouveau dans d'autres parties du GV, modifiant ainsi la répartition de l'encrassement. Les mécanismes d'arrachement sont difficiles à prendre en compte car ils sont le fruit de mécanismes chaotiques et turbulents ayant lieu dans l'écoulement. Les épaisseurs de dépôts arrachés sont également difficilement quantifiables, si bien qu'une modélisation qui serait trop simplifiée de ce mécanisme n'est pas adaptée. Enfin, dans la simulation actuelle, le seuil de solubilité de la magnétite est supposé constant et uniforme dans le GV. Une répartition et une évolution plus réalistes pourraient être obtenues en considérant un seuil de solubilité en fonction de la température du fluide secondaire. En outre, prendre en compte une solubilité plus faible à la paroi des tubes qu'au cœur de l'écoulement (solubilité rétrograde de la magnétite en fonction de la température) favoriserait la densification de dépôt (précipitation en paroi), au détriment d'une création de particules au cœur de l'écoulement (précipitation en écoulement) indirectement bénéfique à l'échange thermique. De même, un modèle simulant la chimie dans le circuit secondaire pourrait ainsi être couplé au module BOUTHYC pour calculer la proportion d'espèces solubles en entrée de GV et ainsi obtenir des simulations encore plus fidèles de l'encrassement et de son impact sur la performance des GV.

## 5.6 Références

XU, W. et Y. JIAO. 2019, «Theoretical framework for percolation threshold, tortuosity and transport properties of porous materials containing 3d non-spherical pores», *International Journal of Engineering Science*, vol. 134, doi:10.1016/j.ijengsci.2018.10.004. 154



# Appendix A

## Annexes

### A.1 Expression des vitesses de dépôt et de précipitation

#### A.1.1 Vitesses de transport et de dépôt de particules

La vitesse de dépôt de particules  $k_{\text{part}}$  s'exprime à l'aide de la vitesse de transport des particules  $k_{\text{t,part}}$ , de la vitesse d'adhésion  $k_{\text{adh}}$  et de la vitesse d'ébullition  $k_{\text{eb,part}}$  :

$$k_{\text{part}} = \frac{1}{\frac{1}{k_{\text{t,part}}} + \frac{1}{k_{\text{adh}}}} + k_{\text{eb,part}} \quad (\text{A.1})$$

L'inertie ( $k_{\text{inert}}$ ), la diffusion ( $k_{\text{diff}}$ ), la sédimentation ( $k_{\text{sedim}}$ ) et la thermophorèse ( $k_{\text{thermo}}$ ) sont prises en compte dans l'évaluation de la vitesse de transport :

$$k_{\text{t,part}} = k_{\text{inert}} + k_{\text{diff}} + k_{\text{sedim}} + k_{\text{thermo}} \quad (\text{A.2})$$

Les sections suivantes définissent l'ensemble des vitesses introduites.

##### A.1.1.1 Mécanisme d'inertie

Lorsqu'un obstacle se situe dans un écoulement chargé de particules, les lignes de courant se déforment. Sous l'effet des forces d'inertie, la particule peut sortir de sa ligne de courant, percuter la paroi et y adhérer. Plus la particule est de grande taille et plus celle-ci peut facilement traverser la sous-couche visqueuse en proche paroi grâce à leur inertie. La vitesse du mécanisme de transport par inertie s'exprime comme :

$$k_{\text{inert}} = f_{\text{inert}} \left( t_{\text{part}}^+ \right) U_{\tau} \quad (\text{A.3})$$

où

$t_{\text{part}}^+$	temps de relaxation adimensionné des particules
$f_{\text{inert}}$	fonction dépendante du temps de relaxation des particules
$U_{\tau}$	vitesse transversale aux tubes de GV

Le temps de relaxation des particules s'écrit :

$$t_{\text{part}}^+ = \frac{1}{18} \frac{\rho_{\text{part}} \rho_l d_{\text{part}}^2 U_{\tau}^2}{\mu_l^2} \quad (\text{A.4})$$

où  $\rho_{\text{part}}$  masse volumique des particules

La fonction  $f_{\text{inert}}$  s'écrit :

$$f_{\text{inert}} = \min \left( \max \left( 0,00038 \frac{\rho_l}{\rho_{\text{part}}} t_{\text{part}}^+ \exp^{0,48 t_{\text{part}}^+}; 0,0003 (t_{\text{part}}^+)^2 \right); 0,12 \right) \quad (\text{A.5})$$

### A.1.1.2 Mécanisme de diffusion

Le transport par diffusion correspond à la diffusion des particules dans l'écoulement. Sa vitesse  $k_{\text{diff}}$  s'exprime comme :

$$k_{\text{diff}} = 0,031 U_{\tau} S c_{\text{part}}^{-2/3} \quad (\text{A.6})$$

où  $S c_{\text{part}}$  nombre de Schmidt des particules

Le nombre de Schmidt pour les particules s'écrit :

$$S c_{\text{part}} = \frac{\nu_l}{D_{\text{part}}} \quad (\text{A.7})$$

où  $D_{\text{part}}$  diffusivité des particules

La diffusivité des particules s'exprime comme :

$$D_{\text{part}} = \frac{k_b T_l}{3\pi \mu_l d_{\text{part}}} \quad (\text{A.8})$$

où  $k_b$  constante de Boltzmann

$T_l$  température du liquide

### A.1.1.3 Mécanisme de sédimentation

Le transport des particules par sédimentation est lié à l'effet de la gravité sur la particule. La vitesse de chute des particules vaut :

$$k_{\text{sedim}} = \chi U_{\text{chute}} \quad (\text{A.9})$$

où  $\chi$  rapport entre la surface de tube projetée sur un plan horizontale et totale  
 $U_{\text{chute}}$  vitesse de chute des particules

La vitesse de chute des particules dépend du nombre de Reynolds particulaire  $Re_{part}$  :

$$Re_{part} = \frac{(\rho_{part} - \rho_l) d_{part}^3 G \rho_l}{18 \mu_l^2} \quad (A.10)$$

Une expression de la vitesse est proposée pour le régime de Stokes ( $Re_{part} < 1$ ) et une autre au-delà de ce régime ( $Re_{part} \geq 1$ ):

$$U_{chute} = \left\{ \begin{array}{ll} \frac{(\rho_{part} - \rho_l) d_{part}^2 G}{18 \mu_l}, & \text{si } Re_{part} < 1 \\ 0,153 \frac{(\rho_{part} - \rho_l) d_{part}^{1,6} G}{\mu_l^{0,6} \rho_l^{0,4}}, & \text{si } Re_{part} \geq 1 \end{array} \right\} \quad (A.11)$$

L'expression de  $\chi$  dépend de l'angle  $\theta$  entre la direction des surfaces de dépôt et la direction verticale :

$$\chi = \frac{1}{2} \sin \theta \quad (A.12)$$

Sa valeur est maximale pour des surfaces horizontales ( $\theta = 90^\circ$ ) et nulle pour des surfaces verticales ( $\theta = 0^\circ$ ).

#### A.1.1.4 Mécanisme de thermophorèse

La vitesse liée au mécanisme de thermophorèse vaut :

$$k_{thermo} = -0,042 \frac{v_l \Phi_{paroi}}{(2\lambda_l + \lambda_{part}) T_l} \quad (A.13)$$

où  $\lambda_{part}$  conductivité thermique des particules (magnétite :  $\lambda_{part} = \lambda_{mag}$ )

Cette vitesse est négative puisqu'en effet, le mécanisme de thermophorèse repousse les particules vers les zones plus froides, c'est-à-dire loin des tubes.

#### A.1.1.5 Mécanisme d'ébullition

La vitesse de dépôt liée à l'ébullition  $k_{eb,part}$  = vaut :

$$k_{eb,part} = 0,05 \frac{\Phi_{paroi}}{\rho_l \Gamma_l H_{lg}} \quad (A.14)$$

Elle est proportionnelle au flux thermique surfacique  $\varphi$  et inversement proportionnelle au titre  $\Gamma_l$ .



### A.1.1.6 Mécanisme d'adhésion

La notion d'adhésion est conditionnée par des interactions à faible distance. Ce phénomène est complexe si bien que dans le modèle de dépôt de matière BOUTHYC, il est supposé une adhésion parfaite des particules. En d'autres termes, on considère que la vitesse d'adhésion des particules est infinie :

$$k_{adh} = +\infty \quad (A.15)$$

### A.1.2 Vitesse de transport et de précipitation des espèces solubles

Pour ce qui est des espèces solubles, la vitesse de précipitation ( $k_{sol}$ ) s'exprime à l'aide de la vitesse de transport ( $k_{t,s}$ ) et de la vitesse de cristallisation ( $k_{crist}$ ) :

$$k_{sol} = \frac{1}{\frac{1}{k_{t,sol}} + \frac{1}{k_{crist}}} \quad (A.16)$$

#### A.1.2.1 Mécanisme de transport

La vitesse du transport des espèces solubles  $k_{t,sol}$  vaut :

$$k_{t,sol} = 0,023 \nu_1 Re_1^{-0,2} Sc_{sol}^{-2/3} \quad (A.17)$$

Le nombre de Schmidt des espèces solubles s'écrit :

$$Sc_{sol} = \frac{\nu_1}{D_{sol}} \quad (A.18a)$$

$$D_{sol} = 2,5 \cdot 10^{-15} \frac{T_1}{\mu_1} \quad (A.18b)$$

#### A.1.2.2 Mécanisme de croissance cristalline

La croissance cristalline des espèces solubles est le processus de création d'un cristal à partir d'un germe. Sa vitesse  $k_{crist}$  est donnée par la relation suivante :

$$k_{crist} = \frac{10 (m^2 \cdot s^{-1} \cdot kg^{-1})}{\rho_l} \quad (A.19)$$

#### A.1.2.3 Mécanisme d'ébullition

À l'instar des particules, l'ébullition peut provoquer la précipitation des espèces solubles. Sa vitesse  $k_{eb,sol}$  s'exprime comme :

$$k_{eb,sol} = \frac{\varphi_{paroi}}{\rho_l H_{lg}} \quad (A.20)$$

## A.2 Corrélation de Liu et Winterton

La corrélation de **LIU et WINTERTON** [1991] modélise l'échange thermique au niveau d'une paroi, en prenant en compte la convection forcée et/ou l'ébullition nucléée (saturée ou sous-saturée). La corrélation de Liu et Winterton exprime ainsi le coefficient d'échange propre comme une somme quadratique de deux coefficients d'échange :

$$h_{\text{propre}} = \sqrt{(C_{\text{conv}} h_{\text{conv}})^2 + (C_{\text{eb}} h_{\text{eb}})^2} \quad (\text{A.21})$$

où	$h_{\text{conv}}$	coefficient d'échange lié au mécanisme de convection
	$h_{\text{eb}}$	coefficient d'échange lié au mécanisme d'ébullition
	$C_{\text{conv}}$	facteur correctif sur le mécanisme de convection
	$C_{\text{eb}}$	facteur correctif sur le mécanisme d'ébullition

Les deux coefficients d'échange  $h_{\text{conv}}$  et  $h_{\text{eb}}$  sont respectivement estimés par la corrélation de **DITTUS et BOELTER** [1930] et la corrélation de **COOPER** [1984] :

$$\begin{cases} h_{\text{conv}} = 0,023 \frac{\lambda_1^{\text{fs}}}{d_H} (Re_1^{\text{fs}})^{0,8} (Pr_1^{\text{fs}})^{0,4} \\ h_{\text{eb}} = 55 \left( \frac{P_{\text{sat}}^{\text{fs}}}{P_{\text{critique}}^{\text{fs}}} \right)^{0,12} \left( -\log_{10} \left( \frac{P_{\text{sat}}^{\text{fs}}}{P_{\text{critique}}^{\text{fs}}} \right) \right)^{-0,55} (M^{\text{fs}})^{-0,5} \Phi_{\text{paroi}}^{2/3} \end{cases} \quad (\text{A.22})$$

où	$\lambda_1^{\text{fs}}$	conductivité thermique de la phase liquide du fluide secondaire
	$d_H$	diamètre hydraulique équivalent
	$Re_1^{\text{fs}}$	nombre de Reynolds de la phase liquide du fluide secondaire
	$Pr_1^{\text{fs}}$	nombre de Prandtl de la phase liquide du fluide secondaire
	$P_{\text{sat}}^{\text{fs}}$	pression de saturation du fluide secondaire
	$P_{\text{critique}}^{\text{fs}}$	pression critique du fluide secondaire
	$M^{\text{fs}}$	masse molaire du fluide secondaire

Le facteur convectif  $C_{\text{conv}}$  est toujours supérieur ou égal à 1. Il prend en compte l'amélioration du mécanisme de convection en présence de bulles de vapeur. En effet, la présence de vapeur dans l'écoulement augmente la vitesse moyenne du fluide (en ébullition nucléée).

Le facteur d'ébullition  $C_{\text{eb}}$  est toujours inférieur ou égal à 1. Il prend en compte la dégradation du mécanisme d'ébullition. En effet, en présence d'une convection forcée, l'épaisseur de la couche de fluide surchauffée est plus faible. De plus, la température du fluide secondaire  $T^{\text{fs}}$  peut être inférieure à sa température de saturation  $T_{\text{sat}}^{\text{fs}}$ . Le cas échéant, une fraction de l'énergie plus importante est alors utilisée pour surchauffer le fluide avant d'atteindre l'ébullition.

$$\begin{cases} C_{\text{conv}} = \left( 1 + I_g^{\text{fs}} Pr_g^{\text{fs}} \left( \frac{\rho_l^{\text{fs}}}{\rho_g^{\text{fs}}} - 1 \right) \right)^{0,35} \\ C_{\text{eb}} = \max \left( \frac{1}{1 + 0,055 C_{\text{conv}}^{0,1} Re_1^{0,16}} \frac{T_{\text{paroi}} - T_{\text{sat}}^{\text{fs}}}{T_{\text{paroi}} - T^{\text{fs}}}; 0 \right) \end{cases} \quad (\text{A.23})$$

où

$I_g^{\text{fs}}$	fraction massique de la phase vapeur du fluide secondaire (titre massique)
$\rho_l^{\text{fs}}$	masse volumique de la phase liquide du fluide secondaire
$\rho_g^{\text{fs}}$	masse volumique de la phase vapeur du fluide secondaire
$T_{\text{sat}}^{\text{fs}}$	température de saturation du fluide secondaire

Le nombre de Prandtl est aussi un nombre adimensionnel qui représente le rapport entre la diffusivité de la quantité de mouvement (viscosité cinématique) et celle de la chaleur (diffusivité thermique) (Eq. A.24). Plus ce nombre est élevé, et plus le profil de température sera dépendant des vitesses dans l'écoulement.

Le nombre de Reynolds est un nombre adimensionnel qui représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses (Eq. A.24). Lorsque le nombre de Reynolds augmente, le facteur correctif  $C_{\text{eb}}$  diminue car l'épaisseur de la couche surchauffée devient plus faible.

Le rapport de température  $\frac{T_{\text{paroi}} - T_{\text{sat}}^{\text{fs}}}{T_{\text{paroi}} - T^{\text{fs}}}$  dans l'expression du coefficient  $C_{\text{eb}}$  prend en compte la sous-saturation possible du fluide secondaire. En effet, lorsque la température  $T^{\text{fs}}$  est inférieure à  $T_{\text{sat}}^{\text{fs}}$ , ce rapport est inférieur à 1.

Il est à noter que si la température de paroi  $T_{\text{paroi}}$  est inférieure à la température de saturation du fluide  $T_{\text{sat}}^{\text{fs}}$ , aucune ébullition n'est possible et le coefficient  $C_{\text{eb}}$  est fixé à 0.

$$\begin{cases} Re_1^{\text{fs}} = \frac{I_l^{\text{fs}} Q_m^{\text{fs}} d_H}{\mu_l^{\text{fs}}} \\ Pr_1^{\text{fs}} = \frac{\mu_l^{\text{fs}} C_{p_l}^{\text{fs}}}{\lambda_l} \end{cases} \quad (\text{A.24})$$

où

$I_l^{\text{fs}}$	fraction massique de la phase liquide du fluide secondaire (titre massique)
$Q_m^{\text{fs}}$	débit massique surfacique du fluide secondaire
$\mu_l^{\text{fs}}$	viscosité dynamique de la phase liquide du fluide secondaire
$C_{p_l}^{\text{fs}}$	capacité calorifique de la phase liquide du fluide secondaire

Le tableau suivant (tableau A.1) comporte le domaine de validité de la corrélation pour chacune des grandeurs thermohydrauliques intervenant dans la corrélation, accompagné de leurs valeurs probables dans le GV, estimées par le logiciel THYC.

La corrélation est adaptée aux simulations numériques dans les conditions thermohydrauliques rencontrées dans les GV. En effet, la plage de validité de la corrélation couvre les valeurs susceptibles des grandeurs thermohydrauliques dans le GV.

Grandeurs thermohydrauliques	Domaine de validité de la corrélation	Valeurs GV
Débit massique surfacique $Q_m^{fs}$ ( $kg.m^{-2}.s^{-1}$ )	12 - 8180	3 - 2500
Flux thermique surfacique $\phi_{paroi}$ ( $kW.m^{-2}$ )	1 - 2620	10 - 700
Titre massique de la vapeur $I_g^{fs}$	0 - 95%	0 - 40%
Pression réduite du fluide $\left(\frac{p^{fs}}{p_{critique}^{fs}}\right)$	0,01 - 0,90	0,25 - 0,34
Nombre de Reynolds du fluide $Re^{fs}$	569 - $8,75 \cdot 10^5$	600 - $6 \cdot 10^5$
Nombre de Prandtl du fluide $Pr^{fs}$	0,8 - 9,1	0,8 - 0,9

Tableau A.1: Domaine de validité de la corrélation de LIU et WINTERTON [1991] et valeurs rencontrées dans les Générateurs de Vapeur

### A.3 Corrélation de Kovalev et Solov'ev

La corrélation analytique de KOVALEV et SOLOV'EV [1984] exprime le coefficient d'ébullition volumique  $\alpha_{lg}$  dans un milieu poreux :

$$\alpha_{lg}(x) = C_{KS} \Phi_{po}(x)^2 \frac{\Psi(R^*, x)}{\sqrt{R^*}} \int_{R^*}^{+\infty} \frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial R} dR \quad (A.25)$$

où  $C_{KS}$  est un coefficient égal à :

$$C_{KS} = 5,6 \sqrt{h_{lg} \lambda_1} \left( \frac{\pi}{2} - \arctan \sqrt{\frac{h_{lg} \delta}{\lambda_1}} \right) \quad (A.26)$$

où  $\left| \begin{array}{l} h_{lg} \text{ coefficient d'échange de changement de phase} \\ \delta \text{ rayon effectif d'action des forces de surface} \\ R^* \text{ rayon du ménisque entre le liquide et la vapeur dans le dépôt} \end{array} \right.$

Le rayon effectif d'action des forces de surface est estimé à  $0,01 \mu m$  (KOVALEV et SOLOV'EV [1984]).

Le coefficient d'échange par changement de phase  $h_{lg}$  est estimé par la corrélation de SUKHATME et ROHSENOW [1964] en supposant un équilibre thermodynamique entre le liquide et la vapeur :

$$h_{lg} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left( \frac{1}{\mathcal{R}} \right)^{3/2} \frac{P_{sat} H_{lg}^2}{T_{sat}^{5/2}} \quad (A.27)$$

où  $\left| \mathcal{R} \right.$  constante universelle des gaz parfaits

## A.4 Corrélation de Pisani

Le modèle de PISANI [2011] considère le milieu comme une matrice comportant des porosités de même forme. L'utilisation du modèle présuppose la connaissance du volume  $V_{po}$  des porosités, de leur section transversale  $\sigma_{po}$  et de la distance  $r$  pour contourner un pore. Dans le cas des dépôts d'encrassement, nous supposons en première approximation que les pores ouverts sont des sphères de rayon  $R_{po}$ . On obtient donc les relations suivantes :

$$V_{po} = \frac{4\pi R_{po}^3}{3} \quad (A.28)$$

$$\sigma_{po} = \pi R_{po}^2 \quad (A.29)$$

$$r \simeq R_{po} \quad (A.30)$$

Les pores sont distribués aléatoirement dans l'espace. Nous raisonnerons donc sur des valeurs moyennes. Soit  $V_m$  le volume moyen de matrice autour d'un pore.

On obtient ainsi :

$$\Phi_{po} = \frac{V_{po}}{V_m + V_{po}} \quad (A.31)$$

D'après la figure A.1, la tortuosité moyenne s'exprime par :

$$\tau_m = \left( \frac{\bar{d} + \delta}{\bar{d}} \right) = \frac{\bar{d} + \delta}{\bar{d}} \quad (A.32)$$

où  $\bar{d}$  est la distance moyenne entre deux pores et  $\delta$  est la distance pour contourner l'obstacle (comportant potentiellement plusieurs pores).

De plus, en raisonnant sur les volumes et de manière moyenne, d'après la figure A.2, on obtient :

$$V_{po} + V_m = \sigma \bar{d} \quad (A.33)$$

Le modèle repose donc sur la détermination de la distance additionnelle  $\delta$  pour contourner un obstacle. Lorsque la porosité est très importante et que les pores ne sont pas en contact (voir figure A.1), on a :

$$\delta \simeq r \quad (A.34)$$

Cependant, pour de faibles porosités, le chemin peut être plus sinueux puisque d'autres pores peuvent faire obstacle (voir figure A.3). Dans ce cas,  $\delta$  peut devenir supérieur à  $r$ . Le chemin pour éviter l'objet devient donc sinueux et l'on peut écrire :

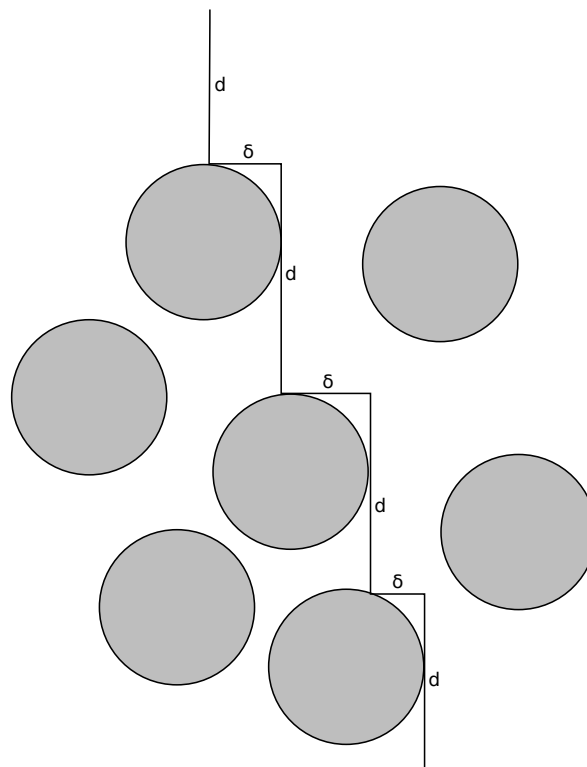


Figure A.1: Schéma du modèle de Pisani

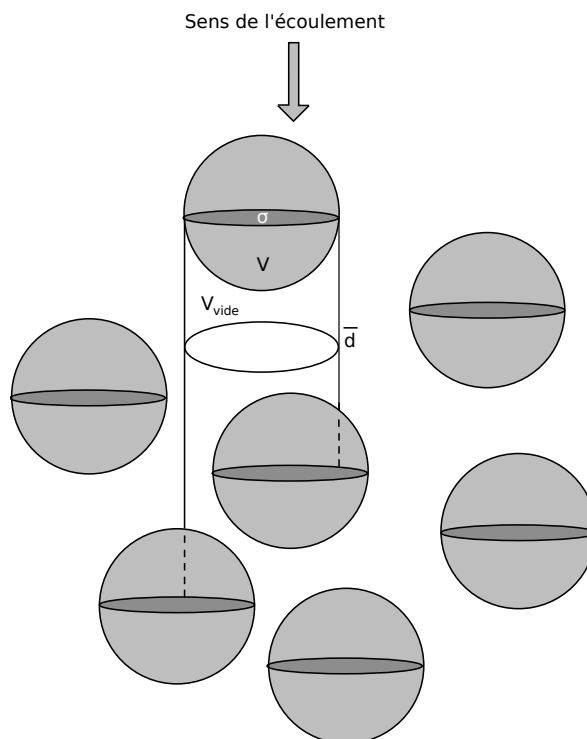


Figure A.2: Schéma explicitant la relation entre les volumes, la section transversale et la distance moyenne entre des pores



Notons  $S_i$ , la surface occupée par un pore de niveau  $i$  et  $S_i^{\text{cumul}}$ , la surface totale occupée par un pore de niveau  $i$  et l'ensemble des pores de niveau inférieur à son voisinage.  $R_i$  correspond à la taille des pores de niveau  $i$ . Le niveau  $i = 1$  correspond à la plus grande taille de pores et le niveau  $i = n$  correspond à la plus petite taille de pores.

La dimension fractale d'un objet  $D_N$  se définit de la manière suivante :

$$D_N = \frac{\log(N_r)}{\log(1/q)} \quad (\text{A.38})$$

où  $\left\{ \begin{array}{l} N_r \text{ rapport entre le nombre de pores de taille } R_{i+1} = qR_i \text{ et de taille } R_i \\ q \text{ rapport de tailles de pores entre deux niveaux successifs} \end{array} \right.$

Le principe de similitude interne d'un fractal nous permet d'affirmer que :

$$S_i^{\text{cumul}} = N_r S_{i+1}^{\text{cumul}} + S_i \quad (\text{A.39})$$

A partir de la relation précédente, nous pouvons écrire :

$$S_1^{\text{cumul}} = \sum_{i=1}^n N_r^{i-1} S_i + N_r^n S_{n+1}^{\text{cumul}} \quad (\text{A.40})$$

Nous remarquerons dans cette relation que le volume total du dépôt est la somme de deux composante. La première composante, à gauche du signe "+", c'est le volume des pores. La deuxième composante, à droite du signe "+", c'est le volume de la matrice de magnétite. L'une des manières de raisonner est de se dire que tout les pores plus petit que  $R_m$  peuvent être ignorés.

Notons  $D_S$ , la dimension fractale de la surface du dépôt. Cette dimension peut être supérieure à 2 (dimension euclidienne d'une surface) en raison de la rugosité apparente du dépôt. La surface  $S_i$  respecte alors la relation de proportionnalité suivante :

$$S_i \propto R_i^{D_S} \quad (\text{A.41})$$

Cette relation précédente permet donc d'écrire :

$$S_i = S_1 q^{i-1} \quad \text{et} \quad S_i^{\text{cumul}} = S_1^{\text{cumul}} q^{i-1} \quad (\text{A.42})$$

Ainsi, en utilisant l'équation A.40 et A.42, la relation suivante est obtenue:

$$S_1^{\text{cumul}} = S_1 \sum_{i=1}^n (N_r q^{D_S})^{i-1} + (N_r q^{D_S})^n S_1^{\text{cumul}} \quad (\text{A.43})$$

La surface totale des pores s'écrit alors :

$$S_{po} = S_1 \left[ 1 + N_r q^{D_S} + (N_r q^{D_S})^2 + \dots + (N_r q^{D_S})^{n-1} \right] = S_1 \frac{1 - (N_r q^{D_S})^n}{1 - N_r q^{D_S}} \quad (\text{A.44})$$



En résolvant l'équation A.43 pour  $n = 1$ , une relation entre  $S_1$  et  $S_1^{\text{cumul}}$  est obtenue :

$$S_1 = S_1^{\text{cumul}} (1 - N_r q^{D_s}) \quad (\text{A.45})$$

En utilisant la relation précédente, la surface totale de la matrice de magnétite s'écrit alors :

$$S_m = S_1 \frac{(N_r q^{D_s})^n}{1 - N_r q^{D_s}} \quad (\text{A.46})$$

En utilisant la définition de la porosité ouverte  $\Phi_{\text{po}} = S_{\text{po}} / (S_{\text{po}} + S_m)$ , nous obtenons :

$$\Phi_{\text{po}} = 1 - (N_r q^{D_s})^n \quad (\text{A.47})$$

En utilisant la définition de la dimension fractale (Eq. A.38), nous obtenons la relation désirée :

$$D_N(x) = D_s - \frac{\ln(1 - \Phi_{\text{po}})}{\ln\left(\frac{R_n}{R_1}\right)} \quad (\text{A.48})$$

## A.5.2 Calcul de la surface des pores ouverts

La densité de pores ouverts de rayon  $R$  s'exprime en fonction de la densité de population  $f(R, x)$  :

$$N_{\text{tot}} f(R, x) = \frac{1}{\pi R^2} \frac{\partial S_{\text{po}}(R, x)}{\partial R} \quad (\text{A.49})$$

La surface occupée par les pores ouverts s'obtient donc en intégrant entre 0 et  $+\infty$  sa dérivée suivant  $R$  :

$$S_{\text{po}}(x) = \int_0^{+\infty} \frac{\partial S_{\text{po}}(R, x)}{\partial R} dR \quad (\text{A.50})$$

En utilisant la relation A.49, la surface occupée par les pores ouverts  $S_{\text{po}}(R, x)$  s'écrit :

$$S_{\text{po}}(x) = N_{\text{tot}}(x) \int_0^{+\infty} \pi R^2 f(R, x) dR \quad (\text{A.51})$$

En explicitant l'expression de la densité de population  $f(R, x)$ , on obtient :

$$S_{\text{po}}(x) = \frac{\sqrt{\pi}}{\sigma \sqrt{2}} \sum_{i=1}^n N_i(x) \int_0^{+\infty} R \exp\left(-\left(\frac{\ln\left(\frac{R}{R_i}\right)}{\sqrt{2}\sigma}\right)^2\right) dR \quad (\text{A.52})$$

En réalisant le changement de variable  $y = \frac{\ln\left(\frac{R}{R_i}\right)}{\sqrt{2}\sigma}$ , on obtient :

$$S_{po}(x) = \sqrt{\pi} \exp(2\sigma^2) \sum_{i=1}^n N_i(x) R_i^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\left(y - \sqrt{2}\sigma\right)^2\right) dy \quad (A.53)$$

En réalisant à nouveau un changement de variable  $z = y - \sqrt{2}\sigma$ , on obtient :

$$S_{po}(x) = \sqrt{\pi} \exp(2\sigma^2) \sum_{i=1}^n N_i(x) R_i^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-z^2) dz \quad (A.54)$$

Le résultat de l'intégrale de Gauss vaut  $\sqrt{\pi}$ , ce qui nous permet d'obtenir la relation désirée :

$$S_{po}(x) = \exp(2\sigma^2) \sum_{i=1}^n N_i(x) \pi R_i^2 \quad (A.55)$$

### A.5.3 Calcul de la fonction de distribution de la taille des pores

La surface occupée par les pores ouverts de rayon R vaut :

$$\frac{\partial S_{po}(R, x)}{\partial R} dR = S_{po}(x) \frac{\partial \Psi}{\partial R} dR \quad (A.56)$$

La fonction de distribution de la taille des pores  $\frac{\partial \Psi}{\partial R} dR$  s'exprime donc comme :

$$\frac{\partial \Psi}{\partial R} = \frac{\partial S_{po}(R, x)}{\partial R} \frac{1}{S_{po}(x)} \quad (A.57)$$

En utilisant la relation A.49 pour expliciter la dérivée de la surface des pores ouverts, et la relation A.55 pour expliciter la surface des pores ouverts, la fonction de distribution de la taille des pores s'écrit :

$$\frac{\partial \Psi}{\partial R} = \frac{N_{tot} \pi R^2}{\exp(2\sigma^2) \sum_{i=1}^n N_i(x) \pi R_i^2} f(R, x) \quad (A.58)$$

Pour expliciter le nombre de pores de niveau i,  $N_i$ , et le nombre total de pores  $N_{tot}$ , utilisons la relation 3.25 démontrée dans le chapitre 3. Ainsi, la fonction de distribution de la taille des pores  $\frac{\partial \Psi}{\partial R} dR$  s'exprime :

$$\frac{\partial \Psi}{\partial R} = \frac{\sum_{i=1}^n R_i^{-D_N(x)}}{\exp(2\sigma^2) \sum_{j=1}^n R_j^{2-D_N(x)}} R^2 f(R, x) \quad (A.59)$$

### A.5.4 Calcul de la distribution de la taille des pores

La distribution de la taille des pores s'obtient en intégrant la fonction de distribution de la taille des pores entre 0 et R :

$$\Psi(R, x) = \int_0^R \frac{\partial \Psi}{\partial R} dR \quad (\text{A.60})$$

En explicitant la distribution de la taille des pores (équation 3.29), on obtient :

$$\Psi(R, x) = \int_0^R \frac{\sum_{i=1}^n R_i^{-D_N(x)}}{\exp(2\sigma^2) \sum_{j=1}^n R_j^{2-D_N(x)}} R^2 f(R, x) dR \quad (\text{A.61})$$

En remplaçant la densité de population  $f$  par son expression, nous obtenons la relation suivante :

$$\Psi(R, x) = \int_0^R \frac{\sum_{i=1}^n R_i^{-D_N(x)}}{\exp(2\sigma^2) \sum_{j=1}^n R_j^{2-D_N(x)}} R \sum_{i=1}^n \frac{N_i(x)}{N_{tot}(x)} \frac{\exp\left(-\left(\frac{\ln\left(\frac{R}{R_i}\right)}{\sqrt{2}\sigma}\right)^2\right)}{\sigma\sqrt{2\pi}} dR \quad (\text{A.62})$$

De la même manière que pour le calcul de la surface des pores ouverts (annexes A.5.2), nous réalisons un changement de variable  $y = \frac{\ln\left(\frac{R}{R_i}\right)}{\sqrt{2}\sigma}$  pour obtenir :

$$\begin{aligned} \Psi(R, x) &= \frac{\sum_{i=1}^n R_i^{-D_N(x)}}{\exp(2\sigma^2) \sum_{j=1}^n R_j^{2-D_N(x)}} \int_0^R R \sum_{i=1}^n \frac{N_i(x)}{N_{tot}(x)} \frac{\exp\left(-\left(\frac{\ln\left(\frac{R}{R_i}\right)}{\sqrt{2}\sigma}\right)^2\right)}{\sigma\sqrt{2\pi}} dR \\ &= \frac{\sum_{i=1}^n R_i^{-D_N(x)}}{\sum_{j=1}^n R_j^{2-D_N(x)}} \sum_{i=1}^n \int_{-\infty}^{\frac{\ln\left(\frac{R}{R_i}\right)}{\sqrt{2}\sigma}} \frac{N_i(x) R_i^2 \exp\left(-\left(y - \sqrt{2}\sigma\right)^2\right)}{N_{tot}(x) \sqrt{\pi}} dy \end{aligned} \quad (\text{A.63})$$

De même, en effectuant le changement de variable  $z = y - \sqrt{2}\sigma$ , nous obtenons la relation suivante :

$$\Psi(R, x) = \frac{\sum_{i=1}^n R_i^{-D_N(x)}}{\sum_{j=1}^n R_j^{2-D_N(x)}} \sum_{i=1}^n \frac{N_i(x) R_i^2}{N_{tot}(x)} \int_{-\infty}^{\frac{\ln\left(\frac{R}{R_i}\right)}{\sqrt{2}\sigma} - \sqrt{2}\sigma} \frac{\exp(-z^2)}{\sqrt{\pi}} dz \quad (\text{A.64})$$

En réalisant l'intégrale de la fonction gaussienne, nous obtenons la relation suivante :

$$\Psi(R, x) = \frac{\sum_{i=1}^n R_i^{-D_N(x)}}{\sum_{j=1}^n R_j^{2-D_N(x)}} \sum_{i=1}^n \frac{N_i(x) R_i^2}{N_{tot}(x)} \frac{\operatorname{erf}\left(\frac{\ln\left(\frac{R}{R_i}\right) - 2\sigma^2}{\sqrt{2}\sigma}\right) + 1}{2} \quad (\text{A.65})$$

En utilisant la relation 3.25 pour expliciter le rapport des nombres des pores, nous obtenons la relation 3.30 :

$$\psi(R, x) = \frac{\sum_{i=1}^n R_i^{2-D_N(x)} \operatorname{erf}\left(\frac{\ln\left(\frac{R}{R_i}\right) - 2\sigma^2}{\sqrt{2}\sigma}\right) + 1}{\sum_{i=1}^n R_i^{2-D_N(x)}} \quad (\text{A.66})$$

### A.5.5 Calcul du rayon moyen des pores

La moyenne du rayon des pores ouverts  $\langle R_{po} \rangle$  est obtenue à l'aide de la densité de population  $f$  :

$$\langle R_{po} \rangle(x) = \int_0^{+\infty} R f(R, x) dR \quad (\text{A.67})$$

En explicitant l'expression de la densité de population  $f$ , on obtient :

$$\langle R_{po} \rangle(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \sum_{i=1}^n \frac{N_i(x)}{N_{tot}(x)} \int_0^{+\infty} \exp\left(-\left(\frac{\ln\left(\frac{R}{R_i}\right)}{\sqrt{2}\sigma}\right)^2\right) dR \quad (\text{A.68})$$

En effectuant le changement de variable  $y = \frac{\ln\left(\frac{R}{R_i}\right)}{\sqrt{2}\sigma}$ , on obtient :

$$\langle R_{po} \rangle(x) = \frac{\exp\left(\frac{\sigma^2}{2}\right)}{\sqrt{\pi}} \sum_{i=1}^n \frac{N_i(x) R_i}{N_{tot}(x)} \int_0^{+\infty} \exp\left(-\left(y - \frac{\sqrt{2}\sigma}{2}\right)^2\right) dR \quad (\text{A.69})$$

En effectuant à nouveau le changement de variable  $z = y - \frac{\sqrt{2}\sigma}{2}$ , nous obtenons la relation suivante :

$$\langle R_{po} \rangle(x) = \frac{\exp\left(\frac{\sigma^2}{2}\right)}{\sqrt{\pi}} \sum_{i=1}^n \frac{N_i(x) R_i}{N_{tot}(x)} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-z^2) dR \quad (\text{A.70})$$

Le résultat de l'intégrale de Gauss vaut  $\sqrt{\pi}$ , ce qui nous permet d'écrire :

$$\langle R_{po} \rangle(x) = \exp\left(\frac{\sigma^2}{2}\right) \sum_{i=1}^n \frac{N_i(x) R_i}{N_{tot}(x)} \quad (\text{A.71})$$

En explicitant les nombres de pores  $N$  (relation 3.25), nous obtenons la relation souhaitée :

$$\langle R_{po} \rangle(x) = \exp\left(\frac{\sigma^2}{2}\right) \frac{\sum_{i=1}^n R_i^{1-D_N(x)}}{\sum_{j=1}^n R_j^{-D_N(x)}} \quad (\text{A.72})$$

### A.5.6 Calcul du rapport de porosités surfaciques entre les cheminées et les capillaires

Le rapport entre la porosité  $\Phi_2$  engendrée par les pores de niveau 2 et la porosité  $\Phi_1$  des pores de niveau 1 peut s'écrire comme :

$$\frac{\Phi_2}{\Phi_1} = \frac{N_2 \langle R_2 \rangle^2}{N_1 \langle R_1 \rangle^2} \quad (\text{A.73})$$

D'après la relation A.71, la moyenne  $\langle R_i \rangle$  des rayons de niveau  $i$  s'écrit :

$$\langle R_i \rangle = \exp\left(\frac{\sigma^2}{2}\right) R_i \quad (\text{A.74})$$

Le rapport des porosités se ré-écrit alors :

$$\frac{\Phi_2}{\Phi_1} = \frac{N_2 R_2^2}{N_1 R_1^2} \quad (\text{A.75})$$

En utilisant cette fois la relation rang-taille (Eq. 3.23) et le modèle de RIEU et SPOSITO [1991] (Eq. 3.26), nous obtenons la relation souhaitée :

$$\frac{\Phi_2}{\Phi_1} = \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^{2 - D_s - \frac{\ln(1 - \Phi_p)}{\ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)}} \quad (\text{A.76})$$

### A.5.7 Calcul de la conductivité thermique

L'expression de la conductivité thermique s'écrit :

$$\lambda_{\text{dep}}(x) = \frac{\lambda_m(x)}{\tau_m(x)} (1 - \Phi_{\text{po}}(x)) + \lambda_l \Phi_{\text{po}}(x) \int_0^{R^*(x)} \frac{1}{\tau_{\text{po}}(R, x)} \frac{\partial \psi(R, x)}{\partial R} dR + \lambda_g \Phi_{\text{po}}(x) \int_{R^*(x)}^{+\infty} \frac{1}{\tau_{\text{po}}(R, x)} \frac{\partial \psi(R, x)}{\partial R} dR \quad (\text{A.77})$$

Expliciter l'expression de la conductivité revient à calculer l'intégrale suivante :

$$\int_a^b \frac{1}{\tau_{\text{po}}(R, x)} \frac{\partial \psi(R, x)}{\partial R} dR \quad (\text{A.78})$$

En explicitant l'expression de la tortuosité des pores ouverts  $\tau_{\text{po}}$  (Eq. 3.33), l'expression de la fonction de distribution de la taille des pores ouverts  $\frac{\partial \psi}{\partial R}$  (Eq. 3.29) et l'expression de la densité de population des pores ouverts (Eq. 3.22), cette intégrale s'écrit :

$$\begin{aligned}
 & \int_a^b \frac{1}{\tau_{po}(R,x)} \frac{\partial \psi(R,x)}{\partial R} dR \\
 &= \int_a^b \left( \frac{R}{L_{dep}} \right)^{D_\tau-1} \frac{N_{tot} \pi R^2}{S_{po}} f(R,x) dR \\
 &= \int_a^b \frac{\pi}{S_{po} L_{dep}^{D_\tau-1}} \sum_{i=1}^n N_i(x) R^{D_\tau} \exp\left(-\left(\frac{\ln\left(\frac{R}{R_i}\right)}{\sqrt{2}\sigma}\right)^2\right) dR \\
 &= \sum_{i=1}^n \frac{N_i(x) \pi}{S_{po} L_{dep}^{D_\tau-1}} \int_a^b R^{D_\tau} \exp\left(-\left(\frac{\ln\left(\frac{R}{R_i}\right)}{\sqrt{2}\sigma}\right)^2\right) dR
 \end{aligned} \tag{A.79}$$

En réalisant un changement de variable  $y = \frac{\ln\left(\frac{R}{R_i}\right)}{\sqrt{2}\sigma}$ , on obtient :

$$\begin{aligned}
 & \sum_{i=1}^n \frac{N_i(x) \pi}{S_{po} L_{dep}^{D_\tau-1}} \int_a^b R^{D_\tau} \exp\left(-\left(\frac{\ln\left(\frac{R}{R_i}\right)}{\sqrt{2}\sigma}\right)^2\right) dR \\
 &= \sum_{i=1}^n \frac{N_i(x) \sqrt{\pi} R_i^{D_\tau+1}}{S_{po} L_{dep}^{D_\tau-1}} \int_{\frac{\ln\left(\frac{a}{R_i}\right)}{\sqrt{2}\sigma}}^{\frac{\ln\left(\frac{b}{R_i}\right)}{\sqrt{2}\sigma}} \exp\left(-y^2 + y\sqrt{2}\sigma(D_\tau+1)\right) dy \\
 &= \sum_{i=1}^n \frac{N_i(x) \sqrt{\pi} R_i^{D_\tau+1}}{S_{po} L_{dep}^{D_\tau-1}} \exp\left(\frac{\sigma^2(D_\tau+1)^2}{2}\right) \int_{\frac{\ln\left(\frac{a}{R_i}\right)}{\sqrt{2}\sigma}}^{\frac{\ln\left(\frac{b}{R_i}\right)}{\sqrt{2}\sigma}} \exp\left(-\left(y - \frac{\sqrt{2}\sigma(D_\tau+1)}{2}\right)^2\right) dy
 \end{aligned} \tag{A.80}$$

En réalisant un nouveau changement de variable  $z = y - \frac{\sqrt{2}\sigma(D_\tau+1)}{2}$ , on obtient :

$$\begin{aligned}
 & \sum_{i=1}^n \frac{N_i(x) \sqrt{\pi} R_i^{D_\tau+1}}{S_{po} L_{dep}^{D_\tau-1}} \exp\left(\frac{\sigma^2(D_\tau+1)^2}{2}\right) \int_{\frac{\ln\left(\frac{a}{R_i}\right)}{\sqrt{2}\sigma}}^{\frac{\ln\left(\frac{b}{R_i}\right)}{\sqrt{2}\sigma}} \exp\left(-\left(y - \frac{\sqrt{2}\sigma(D_\tau+1)}{2}\right)^2\right) dy \\
 &= \sum_{i=1}^n \frac{N_i(x) \sqrt{\pi} R_i^{D_\tau+1}}{S_{po} L_{dep}^{D_\tau-1}} \exp\left(\frac{\sigma^2(D_\tau+1)^2}{2}\right) \int_{\frac{\ln\left(\frac{a}{R_i}\right) - \sigma^2(D_\tau+1)}{\sqrt{2}\sigma}}^{\frac{\ln\left(\frac{b}{R_i}\right) - \sigma^2(D_\tau+1)}{\sqrt{2}\sigma}} \exp(-z^2) dz
 \end{aligned} \tag{A.81}$$

En utilisant la définition de la fonction erreur "erf", nous obtenons :

$$\begin{aligned}
 & \sum_{i=1}^n \frac{N_i(x) \sqrt{\pi} R_i^{D_\tau+1}}{S_{po} L_{dep}^{D_\tau-1}} \exp\left(\frac{\sigma^2 (D_\tau+1)^2}{2}\right) \int_{\frac{\ln\left(\frac{a}{R_i}\right) - \sigma^2 (D_\tau+1)}{\sqrt{2}\sigma}}^{\frac{\ln\left(\frac{b}{R_i}\right) - \sigma^2 (D_\tau+1)}{\sqrt{2}\sigma}} \exp(-z^2) dz \\
 &= \sum_{i=1}^n \frac{N_i(x) \pi R_i^{D_\tau+1}}{S_{po} L_{dep}^{D_\tau-1}} \exp\left(\frac{\sigma^2 (D_\tau+1)^2}{2}\right) \frac{\operatorname{erf}\left(\frac{\ln\left(\frac{b}{R_i}\right) - \sigma^2 (D_\tau+1)}{\sqrt{2}\sigma}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{\ln\left(\frac{a}{R_i}\right) - \sigma^2 (D_\tau+1)}{\sqrt{2}\sigma}\right)}{2} \quad (\text{A.82}) \\
 &= \sum_{i=1}^n \frac{N_i(x) \pi R_i^2}{S_{po}} \left(\frac{R_i}{L_{dep}}\right)^{D_\tau-1} \exp\left(\frac{\sigma^2 (D_\tau+1)^2}{2}\right) \frac{\operatorname{erf}\left(\frac{\ln\left(\frac{b}{R_i}\right) - \sigma^2 (D_\tau+1)}{\sqrt{2}\sigma}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{\ln\left(\frac{a}{R_i}\right) - \sigma^2 (D_\tau+1)}{\sqrt{2}\sigma}\right)}{2}
 \end{aligned}$$

Enfin, en utilisant l'expression de la surface des pores ouverts  $S_{po}$  (Eq. 3.28), nous obtenons :

$$\begin{aligned}
 & \int_a^b \frac{1}{\tau_{po}(R,x)} \frac{\partial \Psi(R,x)}{\partial R} dR \\
 &= \sum_{i=1}^n \frac{N_i(x) \pi R_i^2}{\sum_{j=1}^n N_j(x) \pi R_j^2} \left(\frac{R_i}{L_{dep}}\right)^{D_\tau-1} \exp\left(\frac{\sigma^2 ((D_\tau+1)^2 - 4)}{2}\right) \frac{\operatorname{erf}\left(\frac{\ln\left(\frac{b}{R_i}\right) - \sigma^2 (D_\tau+1)}{\sqrt{2}\sigma}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{\ln\left(\frac{a}{R_i}\right) - \sigma^2 (D_\tau+1)}{\sqrt{2}\sigma}\right)}{2} \quad (\text{A.83})
 \end{aligned}$$

En remplaçant l'expression de cette intégrale dans l'expression de la conductivité thermique, nous obtenons la relation désirée :

$$\begin{aligned}
 \lambda_{dep}(x) &= \lambda_m(x) \frac{1 - \Phi_{po}(x)}{\tau_m(x)} \\
 &+ \lambda_l \Phi_{po}(x) \sum_{i=1}^n \frac{N_i \pi R_i^2}{\sum_{j=1}^n N_j(x) \pi R_j^2} \left(\frac{R_i}{L_{dep}}\right)^{D_\tau-1} \exp\left(\frac{\sigma^2 ((D_\tau+1)^2 - 4)}{2}\right) \frac{\operatorname{erf}\left(\frac{\ln\left(\frac{R^*}{R_i}\right) - \sigma^2 (D_\tau+1)}{\sqrt{2}\sigma}\right) + 1}{2} \\
 &+ \lambda_g \Phi_{po}(x) \sum_{i=1}^n \frac{N_i \pi R_i^2}{\sum_{j=1}^n N_j(x) \pi R_j^2} \left(\frac{R_i}{L_{dep}}\right)^{D_\tau-1} \exp\left(\frac{\sigma^2 ((D_\tau+1)^2 - 4)}{2}\right) \frac{1 - \operatorname{erf}\left(\frac{\ln\left(\frac{R^*}{R_i}\right) - \sigma^2 (D_\tau+1)}{\sqrt{2}\sigma}\right)}{2}
 \end{aligned}$$

### A.5.8 Calcul des perméabilités liquide et vapeur

L'expression des perméabilités liquide et vapeur s'écrit :

$$\begin{cases} K_l(x) = \frac{\Phi_{po}(x)}{8} \int_0^{R^*(x)} \frac{R^2}{\tau_{po}(R,x)} \frac{\partial \Psi}{\partial R} dR \\ K_g(x) = \frac{\Phi_{po}(x)}{8} \int_{R^*(x)}^{+\infty} \frac{R^2}{\tau_{po}(R,x)} \frac{\partial \Psi}{\partial R} dR \end{cases} \quad (\text{A.84})$$

Expliciter l'expression des perméabilités revient à calculer l'intégrale suivante :

$$\int_a^b \frac{R^2}{\tau_{po}(R,x)} \frac{\partial \Psi(R,x)}{\partial R} dR \quad (A.85)$$

En explicitant l'expression de la tortuosité des pores ouverts  $\tau_{po}$  (Eq. 3.33), l'expression de la fonction de distribution de la taille des pores ouverts  $\frac{\partial \Psi}{\partial R}$  (Eq. 3.29) et l'expression de la densité de population des pores ouverts (Eq. 3.22), cette intégrale s'écrit :

$$\begin{aligned} & \int_a^b \frac{R^2}{\tau_{po}(R,x)} \frac{\partial \Psi(R,x)}{\partial R} dR \\ &= \int_a^b R^2 \left( \frac{R}{L_{dep}} \right)^{D_\tau-1} \frac{N_{tot} \pi R^2}{S_{po}} f(R,x) dR \\ &= \int_a^b \frac{\pi}{S_{po} L_{dep}^{D_\tau-1}} \sum_{i=1}^n N_i(x) R^{D_\tau+2} \exp \left( - \left( \frac{\ln \left( \frac{R}{R_i} \right)}{\sqrt{2\sigma}} \right)^2 \right) dR \\ &= \sum_{i=1}^n \frac{N_i(x) \pi}{S_{po} L_{dep}^{D_\tau-1}} \int_a^b R^{D_\tau+2} \exp \left( - \left( \frac{\ln \left( \frac{R}{R_i} \right)}{\sqrt{2\sigma}} \right)^2 \right) dR \end{aligned} \quad (A.86)$$

En réalisant un changement de variable  $y = \frac{\ln \left( \frac{R}{R_i} \right)}{\sqrt{2\sigma}}$ , on obtient :

$$\begin{aligned} & \sum_{i=1}^n \frac{N_i(x) \pi}{S_{po} L_{dep}^{D_\tau-1}} \int_a^b R^{D_\tau+2} \exp \left( - \left( \frac{\ln \left( \frac{R}{R_i} \right)}{\sqrt{2\sigma}} \right)^2 \right) dR \\ &= \sum_{i=1}^n \frac{N_i(x) \sqrt{\pi} R_i^{D_\tau+3}}{S_{po} L_{dep}^{D_\tau-1}} \int_{\frac{\ln \left( \frac{a}{R_i} \right)}{\sqrt{2\sigma}}}^{\frac{\ln \left( \frac{b}{R_i} \right)}{\sqrt{2\sigma}}} \exp \left( -y^2 + y \sqrt{2\sigma} (D_\tau + 3) \right) dy \\ &= \sum_{i=1}^n \frac{N_i(x) \sqrt{\pi} R_i^{D_\tau+3}}{S_{po} L_{dep}^{D_\tau-1}} \exp \left( \frac{\sigma^2 (D_\tau + 3)^2}{2} \right) \int_{\frac{\ln \left( \frac{a}{R_i} \right)}{\sqrt{2\sigma}}}^{\frac{\ln \left( \frac{b}{R_i} \right)}{\sqrt{2\sigma}}} \exp \left( - \left( y - \frac{\sqrt{2\sigma} (D_\tau + 3)}{2} \right)^2 \right) dy \end{aligned} \quad (A.87)$$

En réalisant un nouveau changement de variable  $z = y - \frac{\sqrt{2\sigma} (D_\tau + 3)}{2}$ , on obtient :

$$\begin{aligned} & \sum_{i=1}^n \frac{N_i(x) \sqrt{\pi} R_i^{D_\tau+3}}{S_{po} L_{dep}^{D_\tau-1}} \exp \left( \frac{\sigma^2 (D_\tau + 3)^2}{2} \right) \int_{\frac{\ln \left( \frac{a}{R_i} \right)}{\sqrt{2\sigma}}}^{\frac{\ln \left( \frac{b}{R_i} \right)}{\sqrt{2\sigma}}} \exp \left( - \left( y - \frac{\sqrt{2\sigma} (D_\tau + 3)}{2} \right)^2 \right) dy \\ &= \sum_{i=1}^n \frac{N_i(x) \sqrt{\pi} R_i^{D_\tau+3}}{S_{po} L_{dep}^{D_\tau-1}} \exp \left( \frac{\sigma^2 (D_\tau + 3)^2}{2} \right) \int_{\frac{\ln \left( \frac{a}{R_i} \right) - \sigma^2 (D_\tau + 3)}{\sqrt{2\sigma}}}^{\frac{\ln \left( \frac{b}{R_i} \right) - \sigma^2 (D_\tau + 3)}{\sqrt{2\sigma}}} \exp(-z^2) dz \end{aligned} \quad (A.88)$$



En utilisant la définition de la fonction erreur "erf", nous obtenons :

$$\begin{aligned}
 & \sum_{i=1}^n \frac{N_i(x) \sqrt{\pi} R_i^{D_\tau+3}}{S_{po} L_{dep}^{D_\tau-1}} \exp\left(\frac{\sigma^2 (D_\tau+3)^2}{2}\right) \int_{\frac{\ln\left(\frac{a}{R_i}\right) - \sigma^2 (D_\tau+3)}{\sqrt{2}\sigma}}^{\frac{\ln\left(\frac{b}{R_i}\right) - \sigma^2 (D_\tau+3)}{\sqrt{2}\sigma}} \exp(-z^2) dz \\
 &= \sum_{i=1}^n \frac{N_i(x) \pi R_i^{D_\tau+3}}{S_{po} L_{dep}^{D_\tau-1}} \exp\left(\frac{\sigma^2 (D_\tau+3)^2}{2}\right) \frac{\operatorname{erf}\left(\frac{\ln\left(\frac{b}{R_i}\right) - \sigma^2 (D_\tau+3)}{\sqrt{2}\sigma}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{\ln\left(\frac{a}{R_i}\right) - \sigma^2 (D_\tau+3)}{\sqrt{2}\sigma}\right)}{2} \quad (\text{A.89}) \\
 &= \sum_{i=1}^n \frac{N_i(x) \pi R_i^4}{S_{po}} \left(\frac{R_i}{L_{dep}}\right)^{D_\tau-1} \exp\left(\frac{\sigma^2 (D_\tau+3)^2}{2}\right) \frac{\operatorname{erf}\left(\frac{\ln\left(\frac{b}{R_i}\right) - \sigma^2 (D_\tau+3)}{\sqrt{2}\sigma}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{\ln\left(\frac{a}{R_i}\right) - \sigma^2 (D_\tau+3)}{\sqrt{2}\sigma}\right)}{2}
 \end{aligned}$$

Enfin, en utilisant l'expression de la surface des pores ouverts  $S_{po}$  (Eq. 3.28), nous obtenons :

$$\begin{aligned}
 & \int_a^b \frac{1}{\tau_{po}(R,x)} \frac{\partial \psi(R,x)}{\partial R} dR \\
 &= \sum_{i=1}^n \frac{N_i(x) \pi R_i^4}{\sum_{j=1}^n N_j(x) \pi R_j^2} \left(\frac{R_i}{L_{dep}}\right)^{D_\tau-1} \exp\left(\frac{\sigma^2 ((D_\tau+3)^2 - 4)}{2}\right) \frac{\operatorname{erf}\left(\frac{\ln\left(\frac{b}{R_i}\right) - \sigma^2 (D_\tau+3)}{\sqrt{2}\sigma}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{\ln\left(\frac{a}{R_i}\right) - \sigma^2 (D_\tau+3)}{\sqrt{2}\sigma}\right)}{2} \quad (\text{A.90})
 \end{aligned}$$

En remplaçant l'expression de cette intégrale dans l'expression des perméabilités, nous obtenons les relations désirées :

$$\left\{ \begin{array}{l} K_l(x) = \frac{\Phi_{po}(x)}{8} \sum_{i=1}^n \frac{N_i(x) \pi R_i^4}{\sum_{j=1}^n N_j(x) \pi R_j^2} \left(\frac{R_i}{L_{dep}}\right)^{D_\tau-1} \exp\left(\frac{\sigma^2 ((D_\tau+3)^2 - 4)}{2}\right) \frac{\operatorname{erf}\left(\frac{\ln\left(\frac{R_i^*}{R_i}\right) - \sigma^2 (D_\tau+3)}{\sqrt{2}\sigma}\right) + 1}{2} \\ K_g(x) = \frac{\Phi_{po}(x)}{8} \sum_{i=1}^n \frac{N_i(x) \pi R_i^4}{\sum_{j=1}^n N_j(x) \pi R_j^2} \left(\frac{R_i}{L_{dep}}\right)^{D_\tau-1} \exp\left(\frac{\sigma^2 ((D_\tau+3)^2 - 4)}{2}\right) \frac{1 - \operatorname{erf}\left(\frac{\ln\left(\frac{R_i^*}{R_i}\right) - \sigma^2 (D_\tau+3)}{\sqrt{2}\sigma}\right)}{2} \end{array} \right. \quad (\text{A.91})$$

## A.6 Visualisation de la fraction d'espèces solubles dans le GV

La figure A.4 représente la proportion d'espèces solubles dans le GV dans le cas de la simulation de référence réalisée dans le chapitre 5 en section 5.2.1. L'ensemble des paramètres de calcul est listé dans le tableau 5.1.

On observe que la fraction d'espèces dissoutes se consomme lors de l'ascension du fluide dans le GV. En BC, la fraction d'espèces solubles dans l'écoulement précipitent plus rapidement qu'en BF, du fait des forts taux de vide et des flux thermiques surfaciques plus importants. La conséquence est qu'en sommet de BC, la quantité d'espèces solubles est très faible. Il n'y en a alors plus suffisamment pour densifier le dépôt dans cette partie du GV (Fig. 5.3).

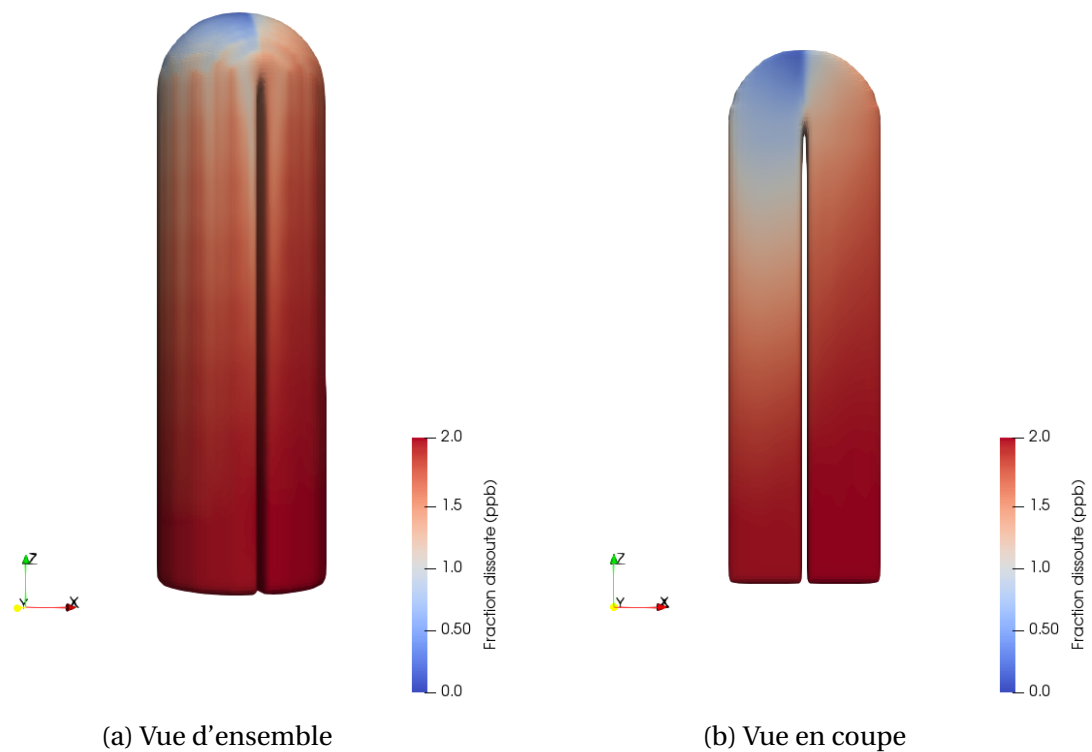


Figure A.4: Visualisation de la fraction d'espèces dissoutes dans le GV (simulation de référence BOUTHYC)

## A.7 Références

- COOPER, M. 1984, «Saturated nucleate pool boiling – a simple correlation», *First UK National Heat Transfer Conference*, vol. 2, p. 785–793. [V](#)
- DITTUS, F. et L. BOELTER. 1930, «Heat transfer in automobile radiators of the tubular type», *Journal of Engineering*, vol. 2. [V](#)
- KOVALEV, S. et S. SOLOV'EV. 1984, «Model of heat transfer in the boiling of liquid at a porous surface», *Teplofizika Vysokikh Temperatur*, p. 1166–1171. [VII](#)
- LIU, Z. et R. WINTERTON. 1991, «A general correlation for saturated and subcooled flow boiling in tubes and annuli, based on a nucleate pool boiling equation», *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 34, p. 2759–2766. [V](#), [VII](#)
- PISANI, L. 2011, «Simple expression for the tortuosity of porous media», *Transport Porous Media*, vol. 88, doi:10.1007/s11242-011-9734-9, p. 193–203. [VIII](#)
- RIEU, M. et G. SPOSITO. 1991, «Fractal fragmentation, soil porosity, and soil water properties. 1 : Theory ; 2 : Applications», *Soil Science Society of America Proceedings*, vol. 55, doi:10.2136/sssaj1991.03615995005500050006x, p. 1238–1248. [XVI](#)
- SUKHATME, S. et W. ROHSENOW. 1964, «Heat transfer during film condensation of liquid metal vapor», cahier de recherche, Massachusetts Institute of Technology. [VII](#)



# Appendix B

## Liste des acronymes

**ASN** Autorité de Sûreté Nucléaire. 7

**BC** Branche Chaude. XX, 9, 10, 13, 127, 130

**BF** Branche Froide. XX, 9, 10, 127, 130, 134

**BOUTHYC** module de dépôt de matière. IV, XX, XXI, 2, 24, 29, 30, 32, 33, 37, 43–45, 54, 79, 81, 120, 124–129, 131, 134, 136, 151, 154, 155

**FS** Fractale Statistique. 63, 65, 72, 76–78, 86–101, 105

**GV** Générateurs de Vapeur. iii, I, VI, VII, XX, XXI, 1–3, 6–13, 15–21, 24–34, 37, 40, 43–45, 49, 61, 67, 80, 81, 86, 89, 90, 103, 105–108, 113, 114, 120, 124–128, 130–136, 138–148, 151–155

**MCFS** Multi-Couches Fractal Statistique. 48, 79, 80, 86, 105, 120

**MSI** Mise en Service Industriel. 17–20, 127–130, 132, 133, 135, 137, 139, 140, 142, 143, 145–147

**PE** Plaques Entretoises. 8, 10, 12

**PRD** Plaque de Répartition de Débit. 8

**PT** Plaque Tubulaire. 8, 9, 12

**REP** Réacteurs à Eau sous Pression. 6, 7

**THYC** Thermo-HYdraulique des Composants. VI, 2, 24–29, 43–45, 51, 54, 55, 81, 120, 124, 136, 151



# Appendix C

## Glossaire

**capillaires** Un capillaire est un type de pore, de l'ordre du dixième de micromètre, qui alimente en eau liquide les cheminées d'ébullition du dépôt. [14](#)

**cheminées d'ébullition** Une cheminée d'ébullition est un type de pore, de l'ordre de la dizaine de micromètre, qui évacue la vapeur produite dans la structure poreuse du dépôt. [14](#)

**distribution statistique de la taille des pores** La distribution de la taille des pores représente le volume de pores en dessous d'une certaine taille, notée  $R$ , sur le volume total de pores dans le dépôt. Cette grandeur, notée  $\psi$ , n'a pas d'unité. [50](#)

**fractals** Se dit d'objets dont leur structure est invariante par changement d'échelle. La dimension d'un objet fractal est non entière, contrairement à sa dimension topologique. Elle traduit le degré de fractalité de l'objet. [63](#)

**frittage** Le frittage est un procédé de fabrication de pièces consistant à chauffer une poudre sans la mener jusqu'à la fusion. Sous l'effet de la chaleur, les grains se soudent entre eux, ce qui forme la cohésion de la pièce (Wikipédia). [90](#)

**percolation** La percolation désigne communément le passage d'un fluide à travers un milieu plus ou moins perméable, par exemple dans la préparation du café. En physique et en mathématiques, c'est un processus physique critique, dit à seuil, qui décrit, pour un système, une transition d'un état vers un autre (Wikipédia). Dans le cas des milieux poreux, il existe une valeur de porosité critique, appelée seuil de percolation, à partir de laquelle il existe un réseau de pores interconnectés qui traverse de part et d'autre le dépôt. Le seuil de percolation, noté  $\Phi_c$ , n'a pas d'unité. [56](#)

**perméabilité** La perméabilité d'un matériau correspond à son aptitude à se laisser traverser par un fluide sous l'effet d'un gradient de pression (Wikipédia). La perméabilité, notée  $K$ , s'exprime en  $m^2$ . [53](#)

**porosité** Rapport du volume des pores d'un corps au volume occupé par ce corps (Larousse). Cette notion, notée  $\Phi$ , n'a pas d'unité. [50](#)

**porosités fermées** Des pores sont qualifiés de "fermés" lorsque ceux-ci ne peuvent pas être traversés par un fluide provenant de l'extérieur du dépôt. Lorsque la porosité

du dépôt est inférieure au seuil de percolation, les pores sont fermés à l'écoulement.

14

**porosités ouvertes** Des pores sont qualifiés de "ouverts" lorsque ceux-ci peuvent être traversés par un fluide provenant de l'extérieur du dépôt. Lorsque la porosité du dépôt est supérieure au seuil de percolation, il existe une proportion non nulle de pores ouverts à l'écoulement. 14

**résistance thermique d'encrassement** La résistance thermique d'encrassement est la différence entre la résistance thermique d'un échange en présence d'un dépôt et la résistance thermique en l'absence du dépôt. Elle traduit l'influence d'un dépôt d'encrassement sur le transfert thermique. Notée  $R_f$ , elle s'exprime en  $K.m^2.W^{-1}$ . Elle peut être positive, ou négative, et dans ce dernier cas, le dépôt améliore l'échange thermique. 43

**sinuosité** Caractère courbé de quelque chose, qui progresse en faisant des détours (L'Internaute). Pour quantifier le degré de sinuosité, nous introduisons la notion de tortuosité. 57

**solubilité** La solubilité est une grandeur physique désignant la concentration massique maximale d'un soluté à se dissoudre dans une autre substance, appelée solvant, pour former un mélange homogène appelé solution (Wikipedia). Cette notion, notée  $I^{\max}$ , n'a pas d'unité. 30

**tension de surface** La tension de surface est un phénomène physico-chimique lié aux interactions moléculaires d'un fluide. Elle résulte de l'augmentation de l'énergie à l'interface entre deux fluides. Le système tend vers un équilibre qui correspond à la configuration de plus basse énergie, il modifie donc sa géométrie pour diminuer l'aire de cette interface. La force qui maintient le système dans cette configuration est la tension de surface (Wikipédia). La tension de surface, notée  $\sigma$ , est une force linéique ( $N.m^{-1}$ ). 52

**tortuosité** Quantifie le degré de sinuosité d'un élément. Dans le cas d'un pore, la tortuosité se définit comme la longueur curviligne du pore sur l'épaisseur du dépôt. Dans le cas de la matrice de magnétite, la tortuosité se définit comme la longueur curviligne de la structure poreuse sur l'épaisseur du dépôt. Cette notion, notée  $\tau$ , n'a pas d'unité. 57

**vitesse de Darcy** La vitesse de Darcy, appelée aussi vitesse débitante, est une vitesse moyenne fictive du fluide rapportée à la surface totale du dépôt (et non à la surface de passage du fluide). La vitesse de Darcy d'un fluide est toujours inférieure à sa vitesse réelle. 51

# Appendix D

## Liste des symboles

Symbole	Description	Unité
$\Delta t_{TH}$	Pas de temps de réactualisation de la thermohydraulique	<i>s</i>
$\Delta t_{cr}$	Pas de temps de croissance du dépôt	<i>s</i>
$\Delta t_{tr}$	Pas de temps de transport des impuretés	<i>s</i>
$\Gamma$	Fraction massique	
$\Phi$	Porosité du dépôt	
$\alpha$	Coefficient de changement de phase volumique	$W.m^{-3}.K^{-1}$
$\beta$	Exposant critique provenant de la théorie de la percolation	
$\delta$	Rayon effectif d'action des forces de surface	<i>m</i>
$\epsilon_f$	Porosité d'une maille THYC	
$\eta_{AT}$	Intensité d'un arrêt de tranche	
$\eta_{NC}$	Intensité d'un nettoyage chimique	
$\gamma$	Tension superficielle	$N.m^{-1}$
$\lambda$	Conductivité thermique	$W.m^{-1}.K^{-1}$
$\mu$	Viscosité dynamique	<i>Pa.s</i>
$\nu$	Exposant universel	
$\varphi$	Flux thermique surfacique	$W.m^{-2}$
$\Phi_c$	Seuil de percolation	
$\psi$	Distribution intégrale de la taille des pores	
$\rho$	Masse volumique	$kg.m^{-3}$
$\sigma$	Écart-type	
$\sigma_v$	Tenseur de viscosité turbulente	<i>Pa</i>
$\tau$	Tortuosité	
$C$	Constante de modélisation	
$C_{dens}$	Constante de densification	
$C_p$	Capacité calorifique	$J.K^{-1}$



<b>Symbole</b>	<b>Description</b>	<b>Unité</b>
$D_\tau$	Dimension fractale de la tortuosité des pores	
$D_{opt}$	Dimension fractale du chemin optimal	
$d_H$	Diamètre hydraulique équivalent	$m$
$D_N$	Dimension fractale du nombre de pores ouverts	
$d_{part}$	Diamètre des particules	$m$
$D_S$	Dimension fractale de la surface du dépôt	
$D_{td}$	Coefficient de diffusivité turbulente	$m^2.s^{-1}$
$f$	Densité de population des pores ouverts	
$G$	Constante de Gravité	$m.s^{-2}$
$E_{fs}$	Puissance thermique volumique échangée entre un solide et le fluide secondaire	$J$
$H$	Enthalpie massique	$J.kg^{-1}$
$h$	Coefficient d'échange surfacique	$W.m^{-2}.K^{-1}$
$H_{lg}$	Chaleur latente de vaporisation	$J.kg^{-1}$
$I$	Terme d'interaction fluide solide	$ks.m^{-2}.s^{-2}$
$K$	Perméabilité	$m^2$
$k$	Vitesse de dépôt ou de précipitation	$m.s^{-1}$
$L$	Longueur	$m$
$M$	Masse molaire	$g.mol^{-1}$
$m_s$	Masse surfacique	$kg.m^{-2}$
$N$	Nombre de pores	
$P$	Pression	$Pa$
$Pr$	Nombre de Prandtl	
$Q$	Débit volumique	$m^3.s^{-1}$
$Q_m$	Débit massique surfacique	$kg.m^{-2}.s^{-1}$
$R$	Rayon	$m$
$R^*$	Rayon du ménisque liquide-vapeur	$m$
$\mathcal{R}$	Constante universelle des gaz parfaits	

<b>Symbole</b>	<b>Description</b>	<b>Unité</b>
$Re$	Nombre de Reynolds	
$R_f$	Résistance thermique d'encrassement	$K.m^2.W^{-1}$
$S$	Surface	$m^2$
$s$	Abscisse curviligne des tubes de GV	$m$
$T$	Température	$K$
$U$	Vitesse de Darcy (vitesse moyennée sur toute la surface du dépôt)	$m.s^{-1}$
$U_\tau$	Vitesse de frottement pariétal	$m.s^{-1}$
$V$	Volume	$m^3$
$\nu$	Vitesse	$m.s^{-1}$



# Appendix E

## Liste des indices

<b>Nom</b>	<b>Description</b>
conv	convection
critique	point critique
dep	dépôt
eb	ébullition
encrasse	avec dépôt d'encrassement
fp	fluide primaire
fs	fluide secondaire
g	vapeur
l	liquide
m	matrice de magnétite du dépôt (en excluant les pores ouverts)
mag	magnétite
maille	maille THYC/BOUTHYC
p	pores des dépôts d'encrassement
paroi	paroi du tube du générateur de vapeur
part	particules
po	pores ouverts des dépôts d'encrassement
propre	sans dépôt d'encrassement
r	relatif entre la phase liquide et la phase vapeur

<b>Nom</b>	<b>Description</b>
sat	saturation
sol	espèces solubles
tube	tube d'un générateur de vapeur