

République Tunisienne
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université de Monastir
Ecole Nationale d'Ingénieurs de Monastir
Ecole doctorale : Energétique

Rapport de synthèse des travaux de recherche

En vue de l'obtention de
l'Habilitation Universitaire

Réalisé par :

Zied Lataoui

Docteur-ingénieur en génie Energétique
Maître-assistant à L'IPEI-Monastir

Septembre 2025

*A la mémoire de mon cher père Abdallah,
A ma chère mère Souad,
A ma chère et douce femme Sonia,
A nos deux poussins Sara et Yassine,
A mes chers beaux-parents Tahar et Rafika,
A mes frères et beaux-frères,
A toute ma famille,
Je dédie ce modeste travail.*

Sommaire

Introduction	1
Généralités sur les caloducs	4
I- Principe de fonctionnement	5
II- Différents types de caloducs	6
1- Les caloducs à pompage capillaire	6
2- Les thermosiphons	7
3- Les boucles diphasiques	8
4- Les caloducs oscillants	9
III- Domaines d'applications	9
IV- Limites de fonctionnement	11
Références	14
Chapitre 1. Etude expérimentale d'un caloduc de type thermosiphon	15
I- Paramètre de conception d'un thermosiphon	16
1- Choix du fluide caloporteur	16
2- Matériau de l'enveloppe	18
3- Applications pour les thermosiphons	19
II- Dispositif expérimental	19
1- Description du caloduc testé	19
2- Phase de remplissage	21
3- Instrumentation et tests de contrôle	23
4- Procédure expérimentale et acquisition des mesures	24
III- Résultats et discussion	26
1- Détermination du volume de fluide optimal	26
2- Effets du flux de chaleur imposé	29
3- Effets de la température du fluide de refroidissement	30
4- Effets du taux de remplissage	31
5- Estimation du coefficient d'échange global à l'évaporateur	34
IV- Conclusions	38
Références	40
Chapitre 2. Modélisation d'un caloduc de type thermosiphon	42
I- Position du problème	43
II- Mise en équation	46
1- Ecoulement simple monophasique	47
2- Ecoulement diphasique avec changement de phase	48
3- Conditions aux limites	53
4- Conditions initiales	54
III- Traitement numérique	54
1- Algorithme de résolution du système d'équations	55
2- Présentation de l'outil openFOAM	57
3- Description du solveur	60
4- Maillage et critère de convergence	61
IV- Résultats et discussion	62

1- Etude de sensibilité au maillage	62
2- Validation sur des exemples tests expérimentaux	64
3- Analyse de l'écoulement et des effets du changement de phase (Configuration 1)	67
4- Analyse des effets des conditions opératoires (Configuration 2)	71
V- Conclusions	75
Références	77
Chapitre 3. Modélisation des écoulements diphasique dans un milieu poreux – application aux caloducs	79
Partie 1 : Application de la méthode Lattice Boltzmann (LBM)	87
I- Principe de la méthode	88
II- Outil de simulation et solution numérique	89
1- Equation de Lattice Boltzmann du champ de vitesse	89
2- Equation de Lattice Boltzmann pour la température	91
III- Tests de validation	92
1- Ecoulement incompressible dans un tube poreux entraîné par une vitesse	92
2- Ecoulement incompressible dans un tube partiellement occupé par un poreux	93
3- Validation du modèle du caloduc à mèche	94
IV- Résultats et discussion	95
V- Conclusions	99
Partie 2 : Utilisation de l'outil numérique OpenFOAM	100
I- Modélisation des transferts de chaleur et de masse dans un milieu poreux	101
1- Principe d'un milieu poreux	101
2- Modélisation d'un milieu poreux	102
3- Modélisation de l'écoulement multiphasique dans milieu poreux	103
4- Modèle de changement de phase	105
II- Résolution numérique	105
III- Validation du modèle	107
1- Ecoulement en milieu poreux	108
2- Changement de phase	113
IV- Résultats et discussion	116
1- Refroidissement par transpiration à travers une matrice poreuse	116
2- Essai de simulation d'un caloduc à mèche	127
V- Conclusions	130
Références	132
Conclusion générale	135
Recherche et publications	138

Introduction

Le contrôle thermique et le refroidissement des différents appareils et machines constituent un enjeu très important dans le dessein d'en optimiser le fonctionnement, puisque leur performance et fiabilité en dépendent directement. Les systèmes diphasiques de transfert de chaleur représentent une solution adaptée à de nombreux problèmes de régulation et de contrôle thermique. En effet, il s'agit de dispositifs permettant d'évacuer de fortes densités de flux de chaleur sans recours à un apport mécanique d'origine extérieure donc particulièrement adaptés aux environnements à fort coût d'entretien et/ou avares en énergie. Les systèmes diphasiques les plus simples que sont les caloducs sont déjà utilisés dans plusieurs domaines d'application (aérospatiale, électronique, habitat, solaire, traitement d'air, gestion de l'énergie, etc.).

Un caloduc est un dispositif passif de transport de chaleur, composé d'une enceinte fermée contenant un fluide à l'état saturé. Bien qu'il ait des propriétés thermiques qui lui permettent d'atteindre des niveaux de performance uniques, le caloduc est soumis à des limitations qui sont susceptibles d'altérer son bon fonctionnement. L'état de l'art dans ce domaine indique clairement un besoin de modélisation fine des caloducs dès que l'on cherche à optimiser les performances de ces drains thermiques ou à en étudier le comportement dans des gammes de fonctionnement spécifiques. Différentes approches numériques peuvent alors être utilisées (Lattice-Boltzmann, Volumes Finis, Eléments Finis, etc.). Aussi, les études expérimentales développées permettent de caractériser leur comportement pour les différentes conditions opératoires envisagées (température de fonctionnement, flux de chaleur, inclinaison par rapport à l'horizontale, taux de remplissage, profil de l'épaisseur et forme de la paroi et de la mèche poreuse, etc.).

Le retour d'expérience montre un besoin fort d'optimisation du dimensionnement des caloducs mais aussi de prédire plus précisément de façon sûre les conditions de désamorçage, une situation préjudiciable à la fois pour ce vecteur de transfert que pour les objets dont il a pour rôle la gestion thermique. Les défis actuels consistent donc à en optimiser le fonctionnement selon des contraintes opératoires liées aux applications spécifiques (encombrement, niveau de puissance thermique à évacuer, plages des températures de fonctionnement, distance entre les sources chaude et froide, temps de réponse, etc.). Aussi, l'amélioration des performances thermiques de tels dispositifs passifs à coût de fabrication maîtrisé permettrait d'ouvrir l'utilisation des caloducs vers de nouveaux horizons.

De par son efficacité et sa facilité d'intégration, ce type de technologie est facilement valorisable dans divers domaines industriels et s'inscrit naturellement dans une politique de développement durable. Dans le domaine spatial, les caloducs sont utilisés dans les satellites afin d'assurer l'évacuation et/ou la répartition la plus homogène possible du flux solaire reçu en le drainant vers la face cachée exposée à quasiment la température de l'univers. Parmi les applications terrestres, on cite l'électronique, le transport et les énergies renouvelables. Les caloducs sont, par exemple, intégrés dans les systèmes de refroidissement d'ordinateurs afin de transmettre la chaleur dégagée par les processeurs vers le ventilateur avec des constantes de temps assez faibles. Des études sont en cours de par le monde pour en tirer profit dans plusieurs autres domaines d'applications tels que les panneaux solaires photovoltaïques en cogénération ou les capteurs solaires.

Bien qu'il ait des propriétés thermiques lui permettant d'atteindre des niveaux de performance exceptionnels, le caloduc est soumis à des limitations qui sont susceptibles d'altérer son bon fonctionnement. Plusieurs recherches s'intéressent à l'analyse théorique et à la caractérisation expérimentale des caloducs. Les travaux théoriques portent majoritairement soit sur l'estimation grossière des limites de fonctionnement soit sur l'établissement des conductances thermiques équivalentes à l'évaporateur et au condenseur et se basent sur des hypothèses simplificatrices souvent discutables mais surtout bornées au régime permanent qui dans la pratique n'existe jamais. Quant aux études expérimentales, elles sont souvent confrontées aux difficultés de mesure des paramètres internes de fonctionnement, se limitant souvent à une mesure de pression de la phase vapeur saturante. L'introduction de thermocouples dans ce type de dispositifs pose à la fois des problèmes de perturbation substantielle des écoulements et de la « fausse » condensation, rendant la mesure précise de la température dans ces conditions souvent vaine mais aussi des problèmes d'étanchéité au vu du taux de vide ciblé.

Ce travail constitue le résumé des développements numériques et expérimentaux permettant de modéliser les transferts de chaleur et de masse au sein d'un caloduc et de caractériser ses performances thermiques en fonction des différents paramètres de fonctionnement. Parmi ces derniers, les points souvent bloquants à ce jour et insuffisamment étudiés sont la répartition des phases liquide et vapeur, en matière de sous ou sursaturation du poreux, et la topologie de l'écoulement compressible de ces phases, les conditions générales de gravité, d'accélération ou de vibration, d'amorçage et de désamorçage liés aux limites de fonctionnement citées plus haut et la dynamique instationnaire hors équilibre thermodynamique.

Les travaux présentés dans ce manuscrit sont répartis en trois chapitres. Le premier concerne une étude expérimentale sur le comportement et les performances d'un caloduc de type thermosiphon. La mesure de la température de la paroi externe permet ainsi d'étudier les effets de différents paramètres de fonctionnement et d'avancer des recommandations visant à optimiser ses performances. Dans le deuxième chapitre, on décrit la démarche de mise en place et de test d'un modèle fiable et complet d'un caloduc de type thermosiphon. Il s'agit d'un caloduc ayant la particularité de permettre le retour du condensat vers l'évaporateur par le seul effet de la gravité. L'outil développé est alors exploité pour discuter différents aspects de fonctionnement d'un thermosiphon.

La modélisation d'un caloduc à structure capillaire poreuse constitue l'objectif principal du troisième chapitre. Le développement d'outils de simulation numériques permet donc d'étudier son comportement et ses performances. Deux approches différentes sont considérées : La première est basée sur la méthode de Lattice-Boltzmann tandis que la deuxième repose sur la méthode de volume de fluide associée à la méthode des volumes finis (outil développé sous openFOAM).

Généralités sur les caloducs

Dans cette partie, on présente les différents aspects liés au fonctionnement, à la classification, aux domaines d'application et aux limitations d'un caloduc, objet des travaux de recherche décrits dans ce manuscrit.

I- Principe de fonctionnement

Le caloduc est un échangeur de chaleur passif qui permet de transporter de fortes densités de flux thermique entre une source chaude et une source froide, même sous de faibles écarts de température. Ça ne nécessite aucun apport d'énergie mécanique à l'inverse des systèmes de refroidissement classiques. Le caloduc est une enceinte hermétique contenant un fluide caloporteur en équilibre avec sa vapeur. Pour ce faire, une faible quantité de fluide est introduite dans le caloduc initialement sous vide. Le vecteur de transfert d'énergie est le changement de phase qui s'opère au sein du caloduc, permettant la transformation de la chaleur sensible en chaleur latente [1].

Comme illustré dans la Figure 1, ce système diphasique comporte trois sections principales : l'évaporateur, la zone adiabatique et le condenseur. Lorsqu'un flux de chaleur est appliqué au niveau l'évaporateur, la température du liquide augmente localement, ce qui conduit à l'évaporation du fluide caloporteur [2]. En raison des conditions de saturation, cette différence de température entraîne une différence de pression vapeur, emportant cette phase à travers la section adiabatique jusqu'au condenseur, où le gaz se condense, libérant sa chaleur latente de changement de phase, par effets convectifs.

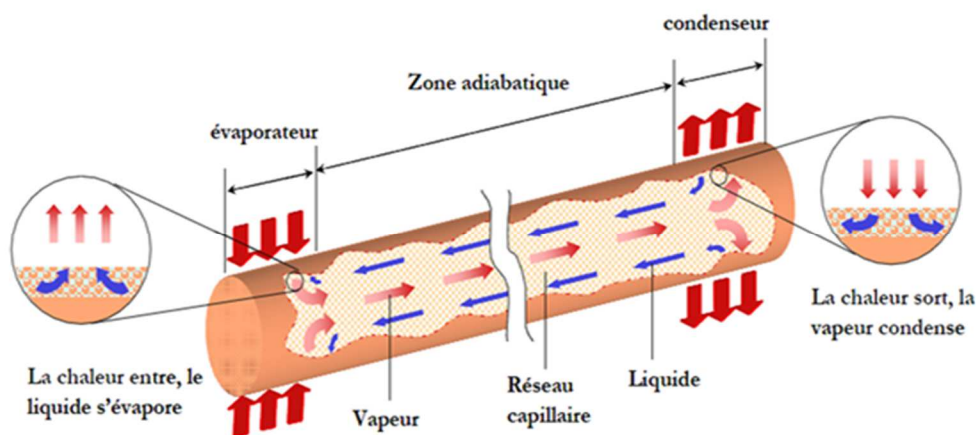


Figure 1 : Schéma de principe et fonctionnement d'un caloduc [2]

Le taux de vaporisation est proportionnel à la chaleur absorbée sous sa forme latente. Le condensat résultant est drainé vers l'évaporateur grâce aux forces capillaires exercées le long des ménisques. Le pompage peut également être assuré par effet de gravité, dans les thermosiphons [3]. Ce processus continue tant qu'il y a une pression capillaire ou gravitaire

suffisante pour drainer le condensat vers l'évaporateur. Par conséquent, tant que le liquide est refoulé vers l'évaporateur, le caloduc peut transporter en continu la chaleur de l'évaporateur au condenseur.

II- Différents types de caloducs

Selon le mode de fonctionnement, la structure et la géométrie, les caloducs peuvent être classés en trois catégories : le type intégral (integral heat pipe (IHP)) dont les thermosiphons et les caloducs à pompage capillaire sont les plus utilisés, les boucles diphasiques (loop heat pipe (LHP)) et les caloducs pulsatiles (pulsating heat pipe (PHP)) [4].

1- Les caloducs à pompage capillaire

Ce type de caloduc comporte une structure interne capillaire (Figure 2). Il existe trois types de structures capillaires (Figure 3) : les rainures axiales, le métal fritté, et les mèches tissées. Ces structures ont la même finalité, à savoir, assurer le retour du liquide du condenseur vers l'évaporateur par capillarité. C'est ce pompage qui assure la continuité du cycle de fonctionnement au sein du caloduc.

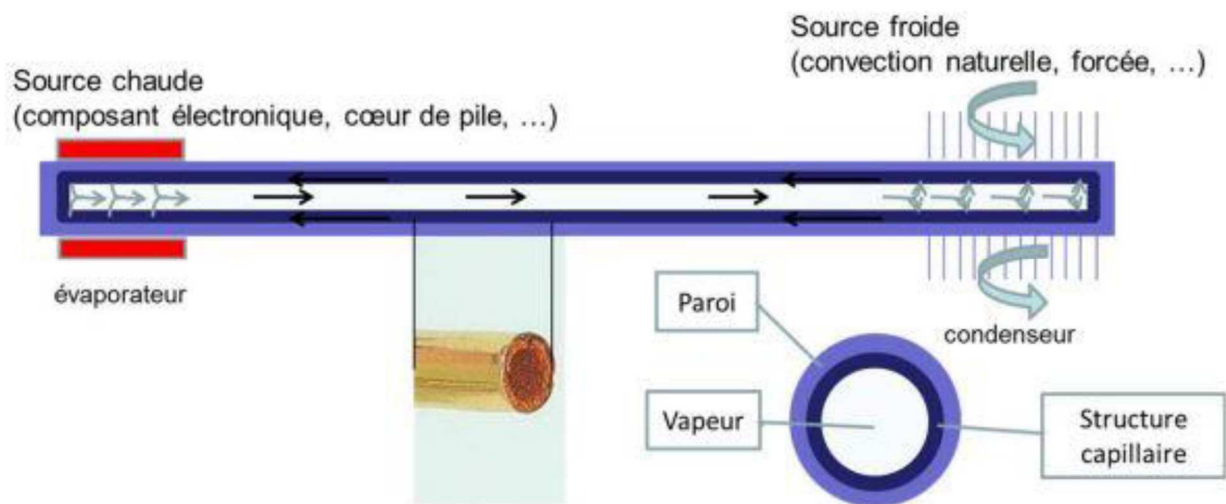


Figure 2 : Structure d'un caloduc à pompage capillaire

Les caloducs à rainures axiales présentent les avantages d'une fabrication aisée et d'une bonne reproductibilité permettant à ce caloduc d'afficher un coût beaucoup plus faible que les autres types de caloducs. Les caloducs à rainures trapézoïdales sont les plus utilisées car ils présentent de très bonnes performances notamment en microgravité. La taille des rainures fait que ces caloducs ont une capillarité moyenne mais peuvent contenir de grandes quantités de liquide comparées aux autres structures. Dimensionner un caloduc à rainures axiales revient à faire un compromis entre la capillarité et la quantité de liquide que peut contenir le caloduc [5].

Les caloducs dont la paroi interne est tapissée de métal fritté possèdent un fort pouvoir capillaire (en conséquence aux faibles dimensions des pores) et une bonne conductivité thermique mais ne peuvent contenir que très peu de liquide. Ce système n'est pas conçu pour évacuer de grandes quantités de chaleur, ça représente cependant une solution très intéressante dans des applications lié au contrôle thermique en électronique [4].



Figure 3 : Différents types de structures capillaires

Les caloducs à mèches ont la paroi interne tapissée d'un empilement de couches de mailles métalliques (ou tissu métallique). Le paramètre clé qui régit le pompage capillaire est la taille des mailles. La quantité de liquide que peut contenir le caloduc, donc la quantité d'énergie transférable, est directement proportionnelle au nombre de couches. Ce système offre une bonne capillarité mais une faible conductivité thermique due au mauvais contact entre les couches tissées (ou tressées) [1].

2- Les thermosiphons

Les thermosiphons ou les caloducs gravitaires sont des systèmes utilisant les forces volumiques de gravité pour assurer le retour du liquide depuis le condenseur en position haute vers l'évaporateur en position basse (Figure 4). Ce type de dispositif est très utilisé, au vu de sa très grande simplicité et de ses avantages économiques, dans les applications terrestres et immobiles telle que l'industrie ou l'habitat mais il n'est pas destiné au domaine du transport et encore moins au domaine spatial.

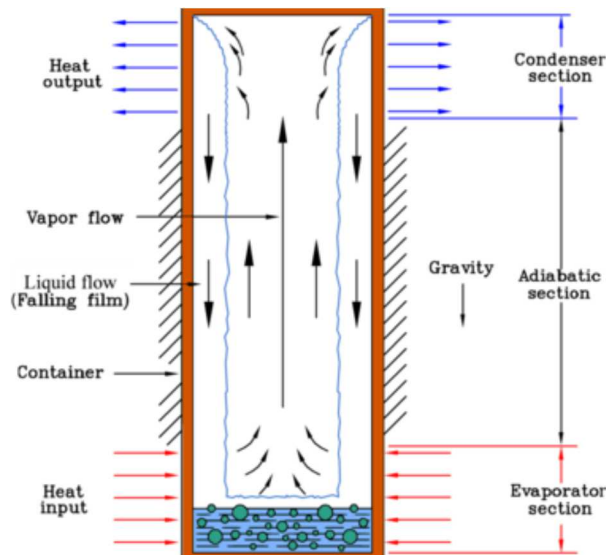


Figure 4 : Schéma d'un thermosiphon

Il existe, néanmoins, des thermosiphons anti-gravités où l'évaporateur se trouve au-dessus du condenseur : un système de pompage permet alors le retour de liquide vers l'évaporateur. Dans le tube de retour, une résistance chauffante de faible puissance provoque l'évaporation du liquide saturé, celui-ci, sous l'effet de la haute vitesse de la vapeur, remonte vers l'évaporateur où sa bonne répartition est facilitée par une structure capillaire [3].

3- Les boucles diphasiques

Une boucle à pompage capillaire ou boucle diphasique (LHP) possède le même principe de fonctionnement qu'un caloduc intégral, mais les chemins de la vapeur et du liquide sont découplés. La pression capillaire se développe à la périphérie du réseau capillaire soumis au flux de chaleur. Le principe de fonctionnement est présenté sur la Figure 5. Ces caloducs sont surtout utilisés dans les applications spatiales.

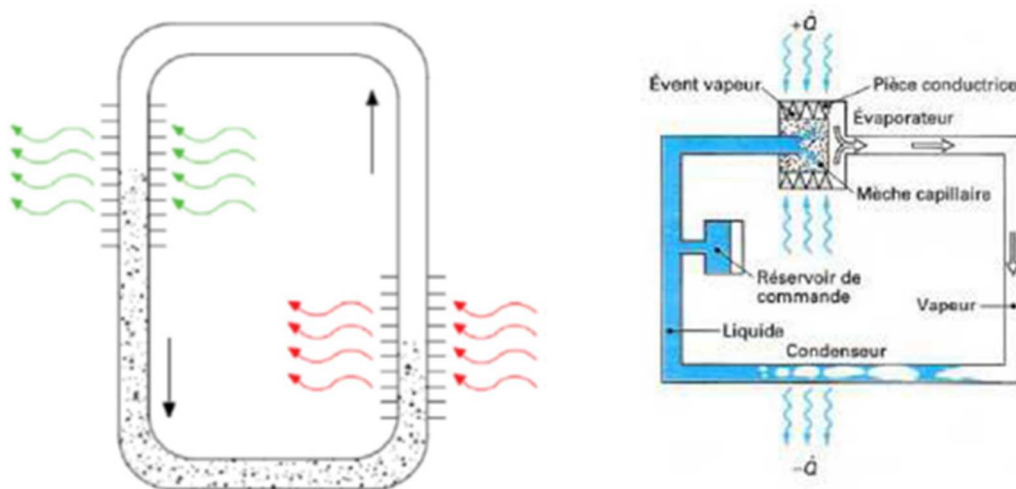


Figure 5 : Principe d'une boucle diphasique (LHP)

4- Les caloducs oscillants (PHP)

Le caloduc oscillant (PHP) est constitué d'un long tube capillaire courbé en plusieurs tours, les sections évaporateur et condenseur étant situées à ce niveau (Figure 6). Comme le diamètre d'un PHP est faible par rapport à la longueur du capillaire, des bulles de vapeur et des bouchons liquides se forment en raison de la dominance de la capillarité. Le flux de chaleur imposé provoque l'évaporation ou l'ébullition, ce qui augmente la pression des bulles de vapeur dans la section de chauffage (Evaporateur).

Simultanément, la pression dans la section de refroidissement (condenseur) diminue en raison de la condensation. Ce processus permet le mouvement oscillatoire auto-excité des bouchons de liquide et des bulles de vapeur.

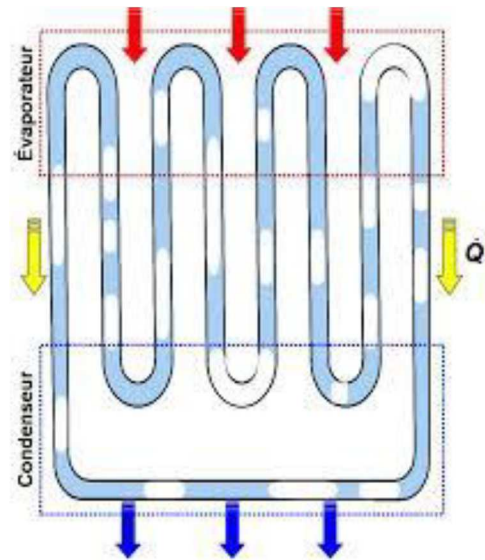


Figure 6 : Schéma de principe d'un caloduc oscillant (PHP)

La particularité des PHP, par rapport aux caloducs classiques, est qu'il n'y a pas nécessité de retour de liquide. Ayant une structure simple, le PHP pèse moins qu'un caloduc conventionnel, ce qui en fait un candidat idéal pour les applications spatiales.

III- Domaines d'application

Grâce à sa capacité importante de transférer de la chaleur, même sous un faible gradient de température, le caloduc peut être utilisé dans des conditions opératoires très variées, allant de quelques Kelvins avec l'hélium, comme fluide caloporteur, à plus de 3000 K dans le cas de l'argent. Outre cette qualité exceptionnelle, les caloducs présentent également d'autres avantages, comme leur poids léger, leur grande fiabilité, leur flexibilité au niveau de la géométrie ou encore, le fait qu'il s'agit des systèmes passifs [6]. Ces caractéristiques cumulées

sont un atout majeur qui fait des caloducs des dispositifs de plus en plus exploités. Les trois propriétés principales pour lesquelles ils sont employés sont [7] :

1. leur capacité de transport importante. Celle-ci les rend idéaux pour évacuer la chaleur dégagée par exemple par les dispositifs électroniques ou électriques.
2. leur grande conductivité thermique équivalente. Cette propriété leur permet d'uniformiser la température d'un dispositif. C'est ainsi que par exemple, ils sont placés entre deux faces opposées d'un satellite de télécommunication pour égaliser la température de la face ensoleillée et de celle à l'ombre. L'ensemble des équipements peut ainsi fonctionner dans les mêmes conditions thermiques et éviter la fatigue prématurée des matériaux.
3. la réactivité du transfert thermique. En effet, les caloducs transportent des grandes quantités de chaleur et ils sont également utilisés pour la régulation de la température.

Les caloducs sont largement utilisés pour diverses applications spatiales, comme les satellites, stations spatiales, sondes spatiales, etc. Les objets opérant dans l'espace doivent, en effet, fonctionner dans un environnement thermique très sévère. Ainsi, les satellites rencontrent de nombreux problèmes thermiques pour lesquels les caloducs se révèlent comme une solution pratique et efficace. Le fonctionnement autonome sans apport d'énergie mécanique permet d'atteindre facilement les spécifications de fiabilité requises. En outre, les engins spatiaux nécessitent l'installation des échangeurs de chaleur à des capacités de l'ordre de 10 à 100 fois supérieures aux systèmes monophasiques classiques [7]. Les caloducs sont également utilisés pour dissiper la chaleur générée par les composants électroniques des satellites [5].

Les caloducs occupent également une grande place dans le contrôle thermique dans diverses applications terrestres. Dans ce cas, l'action motrice permettant au liquide de retourner du condenseur vers l'évaporateur est la gravité, ce qui complique légèrement leur fonctionnement. En effet, les caloducs perdent de leur performance lorsqu'ils sont inclinés défavorablement. Il faut par conséquent s'assurer de leur stabilité. Parmi ces applications, on peut citer :

- Le refroidissement des composants électriques et électroniques. En effet, ces derniers dissipant de plus en plus de chaleur, ils nécessitent des systèmes de refroidissement adaptés et très performants [7].
- Les caloducs sont également employés dans les ordinateurs afin de refroidir ses différents composants (CPU, GPU et disques durs). Dans ce cas, le caloduc est mis en contact, d'un côté au processeur, et de l'autre au radiateur [8].

- Des nombreux composants d'électronique de puissance tels que diode, thyristor et IGBT dissipent des puissances importantes par effet Joule qu'il faut évacuer efficacement. Dans ce cas, le caloduc est utilisé pour transférer l'énergie d'une zone à forte densité de puissance (sur les surfaces des composants) vers une zone de plus faible densité (échangeur à air) [1].
- Les systèmes de climatisation sont maintenant performants et fiables dans la majorité des cas. Toutefois, lorsque l'air ambiant est chaud et humide, les systèmes sont mal adaptés. En effet, il faut, dans ce cas, sous-refroidir l'air pour pouvoir le déshumidifier, ce qui nécessite de le réchauffer par la suite. Le caloduc sert dans ce cas à refroidir l'air chaud avant la batterie froide et à réchauffer l'air en sortie de batterie [9].
- L'intégration des caloducs dans des capteurs solaires permet de transférer à la fois le rayonnement solaire direct et le rayonnement solaire diffus. L'une des utilisations les plus courantes des caloducs est d'absorber l'énergie solaire et de la transférer vers l'eau (chauffe-eau solaire à caloducs) [6].
- L'utilisation des thermosiphons pour éliminer la chaleur des cellules photovoltaïques solaires. En plus pour refroidir les cellules, la chaleur récupérée peut être utilisée pour le chauffage d'eau domestique, par exemple, en cogénération [3].

IV- Limites de fonctionnement

Le fonctionnement d'un caloduc dépend d'un grand nombre de paramètres, tel que les propriétés du fluide caloporteur, du matériau de l'enveloppe ou de sa géométrie. Selon les conditions opératoires imposées, un caloduc peut atteindre une de ses limites de fonctionnement [10]. Généralement, cinq limites sont distinguées et l'ensemble de ces restrictions forme une enveloppe appelée courbe limite de fonctionnement du caloduc qui détermine le maximum de flux de chaleur transportable, comme le montre par la figure 7.

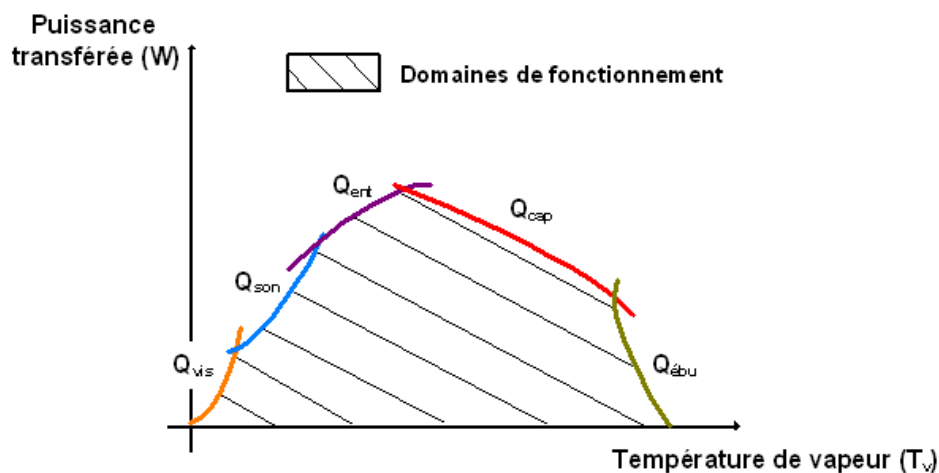


Figure 7 : Courbe limite de fonctionnement d'un caloduc à pompage capillaire

On définit la température de fonctionnement comme la température moyenne de la vapeur dans la zone adiabatique. Selon le type de caloduc, cette température est plus ou moins facile à mesurer ou à définir. Par exemple, lorsque le caloduc ne comporte pas de zone adiabatique, la température de fonctionnement est usuellement prise dans la section séparant l'évaporateur du condenseur.

Les deux températures contribuant à définir les limites de fonctionnement d'un caloduc, sont les températures du point triple et du point critique. En effet, en dessous de la température du point triple, la vapeur se condense en une phase solide, et au-dessus du point critique, il n'existe plus qu'une seule phase dont la densité élevée varie continûment en fonction de la pression et de la température ; aucun changement de phase ne se produit, dans ce cas. Dans la suite, on décrit les principales limites de fonctionnement d'un caloduc à pompage capillaire [10] :

- Limite visqueuse

La limite visqueuse de la vapeur est généralement la plus pertinente au démarrage. A basse température de fonctionnement, la pression de vapeur à l'évaporateur est très basse. Étant donné que la pression absolue du condenseur ne peut être inférieure à zéro, la différence de pression de vapeur est insuffisante pour surmonter les forces visqueuses et gravitationnelles. Dans ce cas, les gradients de pression ne sont pas suffisants pour générer un écoulement de vapeur et la vapeur stagne, empêchant ainsi le fonctionnement normal du caloduc.

- Limite sonique

Lors du démarrage du caloduc à basse température de fonctionnement, en raison des faibles valeurs de densité vapeur, la vitesse de la vapeur peut atteindre des valeurs soniques ou supersoniques à une température donnée au condenseur, appelée condition d'étouffement. La vitesse sonique limite les performances du caloduc.

Pour la plupart des caloducs fonctionnant à température ambiante ou à des températures cryogéniques, la limite sonique ne pose généralement pas un problème, sauf dans le cas de très petits diamètres du canal vapeur. Avec les vitesses de vapeur accrues, inertielles ou dynamiques, les effets de pression sont relativement importants. Il est important de noter que dans le cas où les effets inertiels du flux de vapeur sont importants, le caloduc peut ne plus fonctionner dans un cas presque isotherme, ce qui entraîne une augmentation importante du gradient de température entre ses deux extrémités.

- Limite d'entraînement

La limite d'entraînement résulte des interactions entre les deux écoulements qui circulent dans le cas particulier du caloduc à contre-courant sans séparation physique complète. Lorsque la

vitesse de la vapeur devient trop élevée, l'interface liquide-vapeur devient instable sous l'effet des forces de cisaillement. La force de traînée à la surface liquide n'est alors plus compensée par les forces capillaires, et le liquide n'est plus retenu à l'intérieur de la structure capillaire. Lorsque ce phénomène s'amplifie, des gouttelettes de liquide sont capturées par la vapeur et entraînées vers le condenseur, bloquant ainsi le fonctionnement du caloduc. La limite d'entraînement est alors atteinte [8].

- Limite capillaire

La limite capillaire ne concerne que les caloducs pour lesquels la pression motrice, permettant au condensat de retourner jusqu'à l'évaporateur, a pour origine principale les forces capillaires développées dans la structure de la mèche. En effet, le flux de vapeur de l'évaporateur au condenseur s'accompagne d'une légère chute de pression. De même, le retour du liquide vers l'évaporateur à travers la structure capillaire s'accompagne également d'une chute de pression. Ainsi, tant que ces pertes de charge sont compensées par la pression capillaire motrice, le caloduc peut fonctionner correctement. La limite capillaire est atteinte lorsque l'effet de pompage de la structure capillaire n'est plus suffisant pour surmonter les pertes de charge. Cela provoque l'assèchement de l'évaporateur du caloduc et limite le transfert de chaleur de l'évaporateur au condenseur avec une augmentation soudaine de la température de la zone chauffée.

- Limite d'ébullition

La limite d'ébullition est caractérisée par deux phénomènes distincts : la formation de bulles et la croissance ou l'effondrement de bulles dans la région liquide de l'évaporateur. La formation de bulles dépend de la taille et du nombre de sites de nucléation au niveau de la paroi et du gradient de température paroi/fluide. La croissance ou l'effondrement des bulles formées sur une surface plane dépend de la température du liquide et de la différence de pression à travers l'interface liquide-vapeur. Un flux de chaleur radial important dans la section de l'évaporateur, engendre une différence de température excessive. Le premier stade d'ébullition, appelé ébullition nucléée, correspond à la formation de très petites bulles. Cela génère de la vapeur qui est piégée dans la structure poreuse. En conséquence, le retour du liquide est limité, ce qui entraîne l'assèchement de l'évaporateur. Afin de garantir un fonctionnement normal du caloduc, il convient d'éviter d'ébullition nucléée [10].

Références

- [1] D.A. Reay, P.A. Kew, R.J. McGlen. Heat Pipes: Theory, Design and Applications, sixth ed. Butterworth-Heinemann, 2014.
- [2] Techniques de l'Ingénieur : « Systèmes diphasiques de contrôle thermique : Thermosiphons et caloducs » be9545, 10/10/2020.
- [3] M.B.H Mantelli. Thermosyphon and Heat Pipes: Theory and Applications, 1st ed. Springer Nature Switzerland, 2021.
- [4] H. Jouhara, D. Reay, R. McGlen, P. Kew, J. McDonough. Heat Pipe Types and Developments. In Heat Pipes: Theory, Design and Applications, 7th ed., Elsevier: Oxford, UK, 2024.
- [5] Z. Lataoui. Contribution à l'étude des transferts thermiques au sein des caloducs rainurés : Identification de la position du front d'assèchement. Thèse de l'université de Poitiers/université de Monastir, Décembre 2008.
- [6] G. Peterson. An introduction to heat pipes: modeling, testing and applications. First ed. Wiley-Interscience; 1994.
- [7] H. Jouhara, A. Chauhan, T. Nannou, S. Almahmoud, B. Delpech, L.C. Wrobel. Heat pipe based systems - advances and applications. Energy, 128:729–54, 2017.
- [8] A. Faghri. Heat Pipe Science and Technology. Second Edition, 2nd ed. Global Digital Press, 2016.
- [9] A.H. Mathry, F.N. Al-Mousawi, N.S. Dhaidan, W.A.M. Al-Shohani, A.A. Alammar. Impact of design and operating parameters on the thermal performance of heat pipes: A review. Journal Engineering Research, 13, 985–1000, 2024.
- [10] R. Bertossi. Modélisation des transferts de chaleur et de masse dans les caloducs : Contribution à l'analyse des phénomènes d'interfaces intervenants dans les écoulements diphasiques. Thèse de l'Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique – Poitiers, 2009.

Chapitre 1. Etude expérimentale d'un caloduc de type thermosiphon

Ces travaux s'insèrent, en partie, dans le cadre d'un mastère de recherche réalisé au sein du LESTE en 2015, sous ma direction. L'objectif principal était de développer une étude expérimentale sur le comportement et les performances d'un caloduc assisté par la gravité (ou thermosiphon). Pour ce faire, un banc expérimental a été mis en place permettant de remplir, sous vide, le caloduc en fluide caloporteur. La mesure des températures, par des thermocouples calibrées, de la paroi externe a permis de caractériser le comportement thermique d'un thermosiphon (acier/eau-acétone-éthanol) en fonction de différents paramètres de fonctionnement (taux de remplissage, nature du fluide caloporteur, température du fluide de refroidissement, flux de chaleur imposé).

I- Paramètres de conception d'un thermosiphon

1- Choix du fluide caloporteur

Le choix du fluide est la première étape dans la conception d'un caloduc adapté à une application. Il est conditionné par les critères suivants :

- la plage de température de fonctionnement du caloduc.
- la pression de vapeur saturante du fluide. Dans le domaine de température de fonctionnement, cette dernière ne doit être ni trop faible pour que le gradient de pression le long du caloduc soit suffisant pour entraîner la vapeur, ni trop élevée puisque des problèmes de résistance mécanique de l'enveloppe peuvent se poser.
Par ailleurs, la pression maximale devra toujours être nettement inférieure à la pression critique du fluide. Typiquement, on prendra des pressions entre quelques kPa jusqu'à quelques MPa.
- La compatibilité avec le matériau de l'enveloppe et la mouillabilité avec le réseau capillaire.
- Une chaleur latente, une conductivité thermique et une tension surfacique élevées.
- Des viscosités liquides et vapeur basses.

Le tableau 1 présente les fluides les plus fréquemment utilisés. Il existe ainsi un paramètre qui rassemble les propriétés de fluide caloporteur avec sa capacité de transfert thermique : le nombre de mérite (ou « Figure of Merit » FOM). Ce paramètre adimensionné est utilisé pour classer les fluides pour les thermosiphons et est exprimé comme suit [1] :

$$\text{FOM} = \left(\frac{h_{lv} k_l^3 \rho_l^2}{\mu_l} \right)^{1/4}$$

Avec h_{lv} : chaleur latente de vaporisation du fluide, k_l : Conductivité thermique du liquide, μ_l : viscosité dynamique du liquide et ρ_l : Masse volumique du liquide.

Les propriétés thermo-physiques intervenant dans le nombre de mérite dépendent du niveau de température.

Tableau 1 : Domaine d'utilisation des fluides les plus utilisés dans les caloducs [2]

Fluide	Température de fusion	Température d'ébullition sous 1 bar	Domaine de température utile	Coût de mise en œuvre	Niveau de performance
Hélium	-272	-269	-271 à -269	-	-
Azote	-210	-196	-203 à -160	-	-
Ammoniac	-78	-30	-60 à 70	élevé	élevé
R11	111	-24	-40 à 120	faible	faible
Pentane	-130	28	-20 à 120	-	-
R113	-35	48	-10 à 100	faible	faible
Acétone	-95	57	0 à 120	faible	moyen
Méthanol	-98	64	10 à 130	faible	moyen
Ethanol	-112	78	0 à 130	faible	moyen
Heptane	-90	98	0 à 150	-	-
Eau	0	100	30 à 250	faible	élevé
Toluène	-95	111	70 à 270	faible	moyen
Gilotherm DO	12	250	130 à 350	faible	moyen
Naphtalène	80	218	150 à 430	moyen	moyen
Mercure	-39	357	220 à 600	élevé	élevé
Césium	29	670	430 à 800	élevé	moyen
Potassium	64	760	500 à 850	élevé	élevé
Sodium	98	892	550 à 1100	élevé	Très élevé
Lithium	180	1342	1000 à 1700	Très élevé	Très élevé
Argent	960	2212	1800 à 2300	Très élevé	Très élevé

Les impuretés du fluide caloporteur peuvent diminuer la performance thermique des thermosiphons. Il s'agit couramment des gaz non-condensables, comme la plupart des composants de l'air. Les gaz peuvent déjà être mélangés avec le fluide quand ils sont introduits dans le thermosiphon. En outre, Ils peuvent être générés par une réaction chimique entre le fluide caloporteur et le métal au cours du processus de charge de liquide et/ou pendant le fonctionnement du thermosiphon. En fait, pendant l'opération, les gaz non-condensables sont poussés à l'extrémité supérieure de la région de condensation du thermosiphon, causant le blocage d'une partie condenseur et provoquant une réduction de la performance thermique du dispositif. Les impuretés peuvent également diminuer la viscosité du fluide caloporteur.

2- Matériau de l'enveloppe

Le concepteur doit savoir très bien les conditions thermiques et géométriques de l'équipement où le thermosiphon sera employé, y compris les flux de chaleur à transférer, les différences de température acceptables, les conditions de fonctionnement, le poids et le volume possible de l'appareil. Avec ces données, il est possible de choisir la technique de conception la plus appropriée. Dans les applications industrielles, les aspects économiques sont généralement dominants sur les autres contraintes. Les thermosiphons et les boucles à thermosiphons sont préférables à des caloducs et des dispositifs similaires, qui sont généralement plus coûteux en raison de la nécessité des structures capillaires.

Une fois que les températures de fonctionnement sont connues, le concepteur est en mesure de choisir les matériaux et les fluides caloporteurs. Cette sélection doit tenir compte de l'affinité entre le fluide caloporteur, le matériau de l'enveloppe et l'environnement où le dispositif sera installé. Ensuite, les propriétés thermiques et mécaniques du matériau de l'enveloppe et du liquide caloporteur doivent être recueillies

Les critères de conception théorique doivent être vérifiés, généralement par le biais d'un test expérimental.

Il est, en effet, nécessaire d'assurer la compatibilité du matériau de l'enveloppe avec le fluide caloporteur [3]. Le tableau 2 rassemble les différents couples de matériau-fluide conseillés :

Tableau 2 : Compatibilité fluide-enveloppe pour les caloducs [3]

Fluide caloporteur	Matériaux de l'enveloppe usuels compatibles
Ammoniac	Aluminium, aciers inoxydables
Fréon	Aluminium, cuivre, acier
Acétone	Cuivres, aciers
Méthanol, éthanol	cuivre, aciers
Eau	cuivre, aciers doux
Toluène	aciers, aciers inoxydables
Gilotherm DO	aciers, aciers inoxydables
Naphtalène	aciers, aciers inoxydables
Mercure	aciers bas carbone, aciers inoxydables jusqu'à 500°C
Potassium	acier inoxydable AISI 316, nickel
Sodium	acier inoxydable AISI 316, nickel, tungstène, molybdène
Lithium	tungstène, molybdène, alliage molybdène-rhénium

3- Applications pour les thermosiphons

Pour de nombreuses applications industrielles, où la plage de température de fonctionnement est comprise entre 300 et 600 K, tels que des échangeurs thermiques, les radiateurs et les dispositifs de refroidissement électronique, l'eau est le fluide le plus approprié, car il possède une chaleur latente élevée, est stable et n'est pas toxique. Même en utilisant des faibles volumes d'eau, une grande quantité de chaleur peut être transportée, comme de faibles volumes de vapeur sont générés par de grandes quantités de chaleur. La principale préoccupation à propos de l'eau est la pression de vapeur, qui peut augmenter de manière significative avec la température. Dans ce cas, le matériau de l'enveloppe doit être sélectionné de sorte qu'elle puisse supporter la pression de vapeur. L'ammoniac est un fluide très intéressant pour les basses températures, mais son application est très limitée, car il est également considéré comme toxique [1]. Les fréons et autres fluides frigorigènes sont considérés comme nocifs pour l'environnement et doivent également être évités.

Du point de vue des propriétés thermiques, le mercure est l'un des meilleurs fluides caloporteurs pour la gamme des moyennes températures, mais sa toxicité rend ce fluide éliminé de la plupart des applications industrielles. De nombreux échangeurs de chaleur fonctionnent à cette plage de température. Dans ce cas, le naphthalène est utilisé comme fluide caloporteur. Le sodium est un fluide intéressant pour les plus hauts niveaux de température de fonctionnement (au-dessus de 800 K), mais il nécessite des précautions dans sa manipulation car il est très réactif avec de l'eau (ainsi que l'humidité), libérant des gaz hautement inflammables. Le potassium est aussi réactif avec l'eau et forme des mélanges explosifs avec l'air à température ambiante.

II- Dispositif expérimental

1- Description du caloduc testé

Le thermosiphon, objet de cette étude, est en acier inoxydable. Il s'agit d'un tube de longueur 45 cm, de diamètre intérieur 10 mm et de diamètre extérieur 12 mm. L'épaisseur de la paroi est de 1 mm. Les longueurs des zones évaporateur et condenseur sont de 10 cm chacune. Le reste (25 cm) est considéré comme une zone adiabatique, en y négligeant les échanges thermiques. Ce thermosiphon est composé d'un tube fermé à ses extrémités rempli sous vide par trois fluides caloporteurs différents : l'eau, l'acétone et l'éthanol.

Le nombre de Mérite (Figure of Merit : FOM), défini dans le paragraphe 2, est considéré comme paramètre de référence pour sélectionner les fluides caloporteurs, en tenant compte de la compatibilité avec le matériau de l'enveloppe discutée précédemment. La figure 1 montre la variation de ce paramètre en fonction de la température.

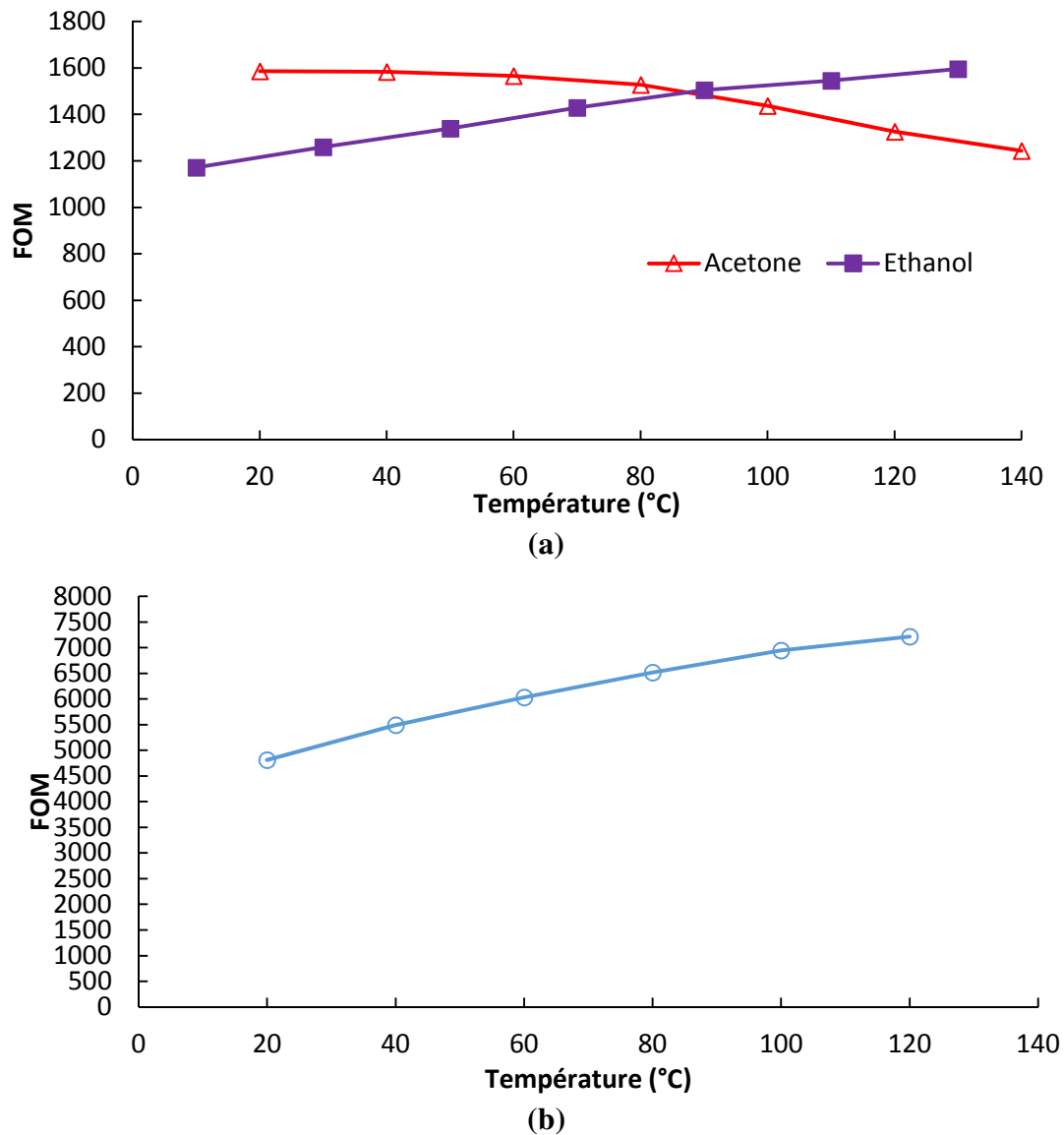


Figure 1 : Variation du nombre de Mérite en fonction de la température pour (a) l'acétone, l'éthanol et (b) l'eau

Ces graphes montrent que l'eau est le meilleur fluide en terme capacité de transport. En effet, son nombre de mérite est 5 fois plus élevé que les deux autres fluides dans la plage de température usuelle (20-120°C). Aussi, l'acétone présente un nombre de mérite légèrement meilleur que l'éthanol pour des températures (<80°C). Cette tendance est inversée pour des températures (100-140°C). Ces observations devraient être confirmées par les performances de transfert thermique du thermosiphon testé en fonction de la nature du fluide caloporteur.

En chauffant l'évaporateur par une source extérieure de chaleur (résistance chauffante), le fluide caloporteur s'évapore et la vapeur formée remonte à travers le tube, sous l'effet de l'écart de pression, vers le condenseur équipé par un échangeur à circulation d'eau glycolée. Cette vapeur se condense et le retour du liquide vers l'évaporateur se fait exclusivement par effet de gravité.

Le tableau ci-dessous illustre les différentes propriétés du thermosiphon objet de cette étude :

Tableau 3 : Principales propriétés du thermosiphon testé

Matériau de l'enveloppe	Acier (1Cr18Ni9Ti)
Diamètre interne (mm)	10
Diamètre externe (mm)	12
Longueur totale (mm)	450
Longueur de l'évaporateur (mm)	100
Longueur du condenseur (mm)	100
Flux de chaleur imposés (W)	9-18-25-40
Température du fluide de refroidissement au condenseur (°C)	5-10-15-20
Fluide caloporteur	Water – Acetone – Ethanol
Taux de remplissage (volume du fluide)	10% (3.5 ml) – 20% (7 ml) – 35% (12 ml)

2- Phase de remplissage

a- Procédure de préparation du thermosiphon

Afin d'avoir des mesures avec une bonne précision, il est nécessaire, tout d'abord, de suivre une procédure de préparation du caloduc. Les étapes suivantes sont alors appliquées :

i- Nettoyage

Cette étape est assez importante dans la procédure de préparation du caloduc. Elle consiste à nettoyer le caloduc avec de l'eau distillée afin d'enlever les particules pouvant altérer le fonctionnement du caloduc.

ii- Test de fuites

L'étanchéité de caloduc est vérifiée en mettant sous vide l'ensemble du système. On s'assure que la pression de ce dernier ne varie pas une fois il est soumis sous vide.

iii- Dégazage de l'enveloppe et du fluide

Le fonctionnement du caloduc est très sensible aux impuretés de l'enveloppe et de fluide caloporteur utilisé. En effet, la présence de gaz indésirables peut complètement bloquer les écoulements à l'intérieur du caloduc. Ces gaz proviennent généralement des gaz dissous dans le fluide ou absorbés dans la paroi du caloduc avant son remplissage. Ils peuvent également avoir pour origine les réactions chimiques entre le fluide et la paroi. La purification du fluide est réalisée par l'une des trois méthodes : la distillation sous vide, la solidification ou l'ébullition. Dans notre cas, la première méthode a été appliquée (distillation).

b- Système de remplissage

Les équipements suivants sont nécessaires pour charger le thermosiphon en fluide : pompe à vide, seringue, tuyaux, et vannes (Figure 2). Le caloduc doit être d'abord bien nettoyé et le fluide caloporteur doit être pur.

L'enveloppe du thermosiphon est reliée à une pompe à vide, comme représenté sur la figure 2. Une fois le vide est créé (jusqu'à -50 kPa), la vanne 1 est fermée et le tube est débranché de la pompe à vide et relié au tuyau qui, à son tour, est relié à la seringue. Avec la seringue remplie de fluide caloporteur (liquide), la vanne 2 est ouverte lentement afin que le thermosiphon, sous vide, aspire le liquide jusqu'à ce que le volume nécessaire soit inséré. Le volume inséré est mesuré par les graduations de la seringue.

L'avantage de cette procédure réside dans sa simplicité d'application, le fonctionnement rapide et le contrôle précis du fluide de travail à introduire dans le thermosiphon. Le principal inconvénient est le coût des équipements et la nécessité de réaliser un remplissage instantané.

Dans notre cas, on a utilisé trois fluides différents : l'eau, acétone et l'éthanol avec trois niveaux de remplissages différents (sous rempli, optimalement rempli, sur-rempli). Le thermosiphon est à chaque fois, vidé, nettoyé puis rempli.

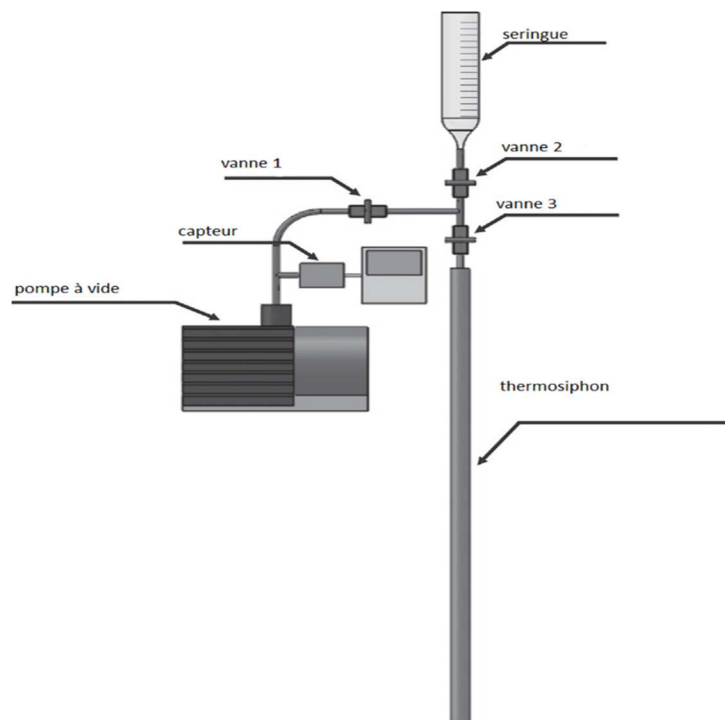


Figure 2 : Remplissage en utilisant le système de pompe à vide.

3- Instrumentation et tests de contrôle

La figure 3 montre une vue d'ensemble du dispositif expérimental. Il s'agit d'un banc de remplissage et de test de caloduc réalisé au laboratoire.

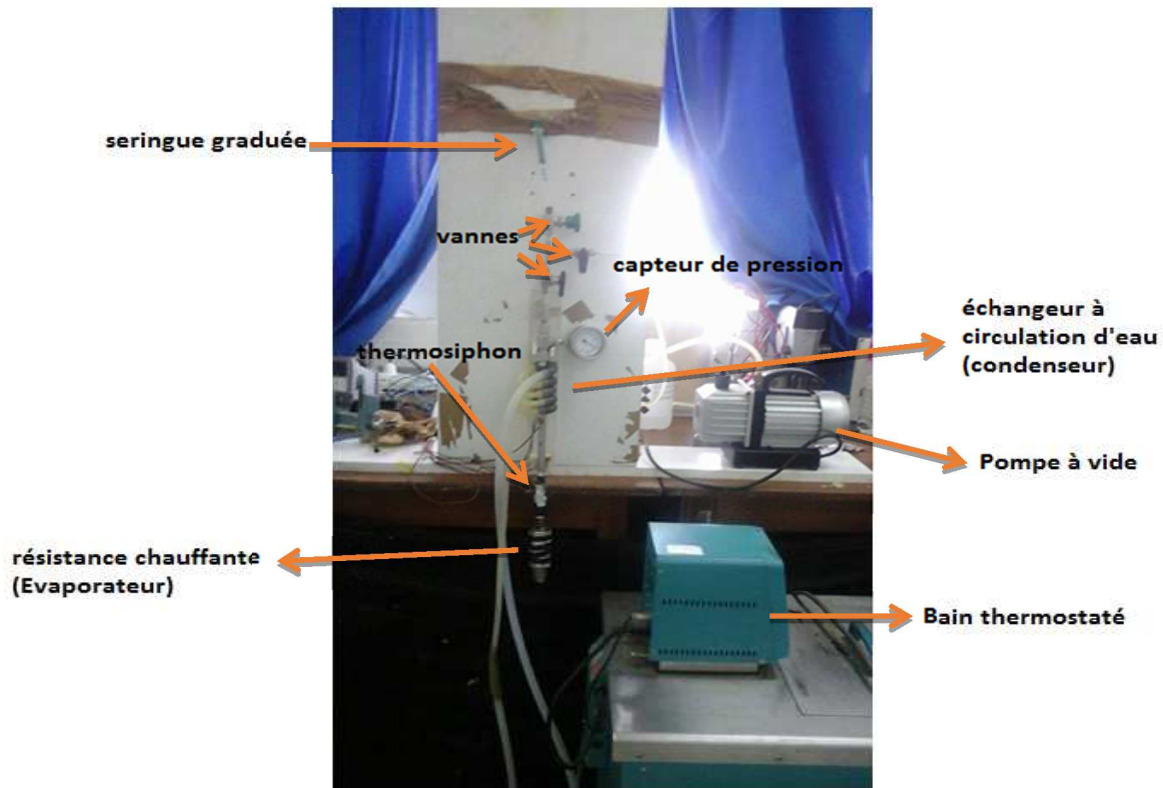


Figure 3 : Vue d'ensemble du banc de remplissage et de test du thermosiphon

Les équipements suivants sont nécessaires pour la procédure de remplissage décrite dans le paragraphe 2 : une pompe à vide (capacité à -50 kPa), une seringue graduée, des vannes simples (voir la figure 2).

Le schéma de principe du banc de test et de remplissage est décrit dans la figure 4. L'évaporateur est équipé par une résistance électrique reliée à une alimentation, ce qui permet d'imposer un flux de chaleur donné. L'alimentation électrique est commandée par un transformateur à tension variable. La puissance imposée à l'évaporateur est alors contrôlée par la mesure à travers deux multimètres (Metrix MX22) de la tension appliquée et du courant traversant la résistance chauffante. Un échangeur à circulation d'eau, alimenté par un bain thermostaté, joue le rôle de la source froide au niveau du condenseur. Ce procédé permet de dissiper le flux de chaleur à l'autre extrémité du thermosiphon tout en contrôlant la température du fluide de refroidissement. L'ensemble du thermosiphon est enveloppé par une isolation thermique multicouche (en laine de verre/de roche) afin de limiter les échanges de chaleur avec l'air ambiant.

Les incertitudes moyennes de mesure ont été estimées par la méthode des moindres carrés (Root of Sum Squares : RSS method) développée par Kline [4]. L'incertitude sur un paramètre φ peut être ainsi calculée en fonction des variables x_i impliquées et de leurs incertitudes de mesure respectives Δx_i selon l'équation [4] :

$$\Delta\varphi = \frac{1}{\varphi} \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial\varphi}{\partial x_i} \Delta x_i \right)^2}$$

La puissance imposée à la résistance chauffante est mesurée à 5% près. La précision de la mesure température du fluide de refroidissement du condenseur est de l'ordre de 1%.

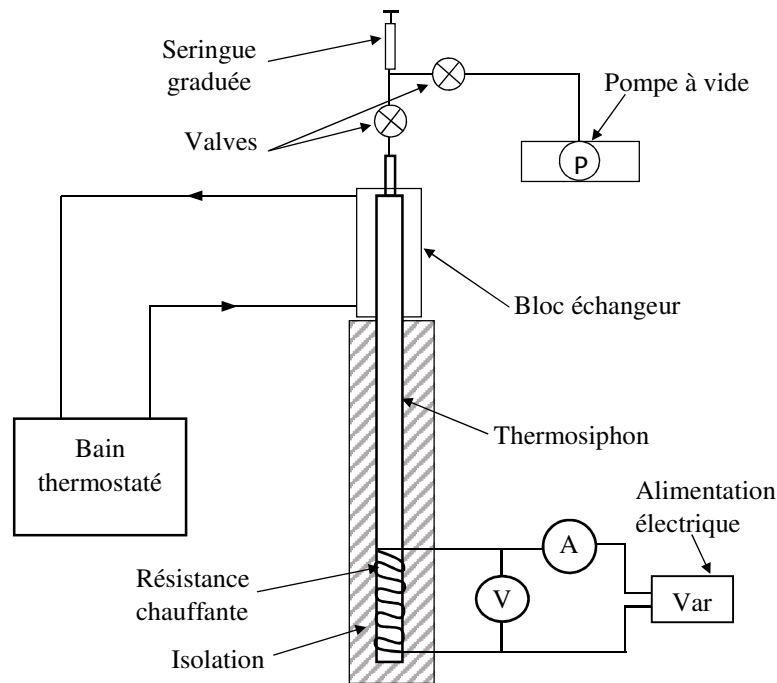


Figure 4 : Schéma de principe du banc de test du thermosiphon

4- Procédure expérimentale et acquisition des mesures

Lors de la procédure de test expérimentale, la circulation de l'eau de refroidissement du condenseur est d'abord initiée avant de mettre en marche l'alimentation de résistance chauffante. Cette dernière est réglée à la valeur désirée, ensuite. Le système d'acquisition des données expérimentale est enfin activé, dès l'atteinte du régime quasi-stationnaire. Le critère de validation de ce régime correspond à des fluctuations moyennes des mesures de température inférieure à 0.5°C en 5 minutes.

Les performances d'un caloduc dépendent essentiellement des propriétés du fluide caloporteur, de la technique utilisée pour le retour du liquide vers le condenseur et de la qualité des échanges thermiques avec les sources chaude et froide.

a- Mesure de la température :

Le dispositif expérimental réalisé, a été équipé de 10 thermocouples gainés de type T (cuivre/constantan) répartis tout au long du thermosiphon (3 en zone condenseur, 4 en zone adiabatique et 3 en zone évaporateur). Les thermocouples sont liés à une carte d'acquisition (DAS-TC/B PC9562) permettant de suivre l'évolution temporelle de la température dans les trois zones. La figure 5 montre les positions des points de mesures le long du thermosiphon.

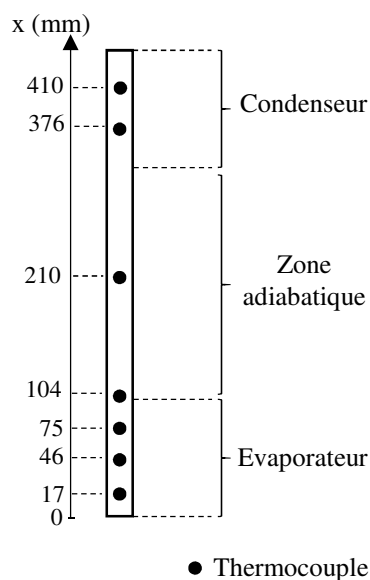


Figure 5 : Positions axiales des thermocouples le long du thermosiphon

b- Mesure de la pression :

La mesure de pression est nécessaire pour assurer le bon fonctionnement des procédures de réalisation du vide et du remplissage du thermosiphon en fluide caloporteur.

Le dispositif expérimental a été ainsi équipé d'un capteur de pression relatif. Il permet, d'une part de vérifier le niveau de vide au sein du système avant son remplissage, et d'autre part, de détecter l'apparition des gaz incondensables pendant et après le remplissage. Placé dans l'extrémité supérieure du caloduc (au condenseur), ce capteur est capable des mesures de pression entre 0 et 1.5 bars, avec une précision de 1%.

c- Contrôle et acquisition des mesures :

L'instrumentation du banc d'essai à l'aide des thermocouples nécessite le développement d'outils destinés à la visualisation, l'acquisition et l'enregistrement de toutes les mesures. Pour

cela, une interface de communication avec les différents composants du système d'acquisition et avec l'alimentation électrique a été développée à l'aide du logiciel Benchlink Data Logger 3. Les mesures ainsi obtenues sont transmises à un ordinateur pour le traitement et le stockage. Les mesures instantanées de température en paroi extérieure, de la pression à l'intérieur du thermosiphon et de la puissance de chauffe imposée à l'évaporateur ainsi que la régulation de la température du liquide de refroidissement au condenseur sont automatiquement gérées par le système de contrôle et d'acquisition des données. Aussi, le régime permanent est atteint une fois le critère de stabilité des mesures de température en paroi est vérifiée (fluctuations inférieures à 0,5°C pendant plus de 5 minutes) et les données sont ainsi enregistrées. Toutes les mesures réalisées sont destinées à caractériser et à analyser le fonctionnement du thermosiphon étudié en fonction des différentes conditions opératoires.

III- Résultats et discussion

Dans cette section, les principaux résultats sont présentés et discutés. En effet, le volume optimal de fluide caloporteur dépend de plusieurs paramètres opératoires comme la géométrie, le flux de chaleur imposé, la nature du fluide,...[5]. Aussi, dans certaines applications où le besoin de récupération ou de dissipation de la chaleur s'impose, les paramètres d'encombrement et de masse s'avèrent décisives dans les choix techniques lors de la fabrication des thermosiphons [6]. Le développement d'expérience dédiée à chaque type et forme de caloduc est ainsi nécessaire pour une meilleure compréhension des phénomènes complexes qui interviennent dans le fonctionnement d'un thermosiphon. Les performances de transport thermiques peuvent être ainsi évalués et discutés pour différentes conditions opératoires.

1- Détermination du volume de fluide optimal – définition des niveaux de remplissage

Afin de déterminer la quantité de fluide caloporteur à introduire dans le thermosiphon, il est recommandé de calculer la résistance thermique globale, à l'équilibre, définie par [7]:

$$R_{Th} = \frac{\bar{T}_{evap} - \bar{T}_{cond}}{Q_{in}}$$

$\bar{T}_{evap}$: Température moyenne de l'évaporateur

$\bar{T}_{cond}$: Température moyenne de condenseur

Q_{in} : Flux de chaleur imposé à l'évaporateur

Aussi, on définit le taux de remplissage du thermosiphon par [8]:

$$TR = \frac{V_{fluide}}{V}$$

V_{fluide} et V sont respectivement le volume de fluide introduit et volume total de la cavité interne du caloduc.

Une série de test permet ainsi d'estimer le volume optimal de fluide caloporteur à introduire dans le thermosiphon à la température de fonctionnement référence de 20°C. A ce niveau de remplissage optimal correspond une résistance thermique globale minimale. Ces actions sont considérées pour les trois fluides caloporteurs sélectionnées (eau, acétone et éthanol). Ça correspond à un volume de 5ml pour l'eau et 7ml pour l'acétone et l'éthanol, comme le montre les figures 6, 7 et 8 respectivement.

La résistance thermique globale est assez importante pour les faibles volumes de fluide (et donc un taux de remplissage (TR) limité). Cela est dû au fait que le transfert thermique par chaleur latente est réduit, la quantité de fluide contenue dans le caloduc étant faible. Pour l'eau, cette résistance diminue progressivement jusqu'à atteindre un minimum pour TR à 18%, ce qui correspond à un volume d'eau introduit de 5ml et une masse à 20°C de 6,8g. Pour l'acétone et l'éthanol, cette dernière diminue progressivement jusqu'à atteindre un minimum de TR proche de 20% ce qui correspond à un volume d'éthanol et d'acétone introduit de 7ml, et une masse de 5.5g. Au-delà de cette valeur, et pour des taux de remplissage assez importants, cette résistance augmente progressivement.

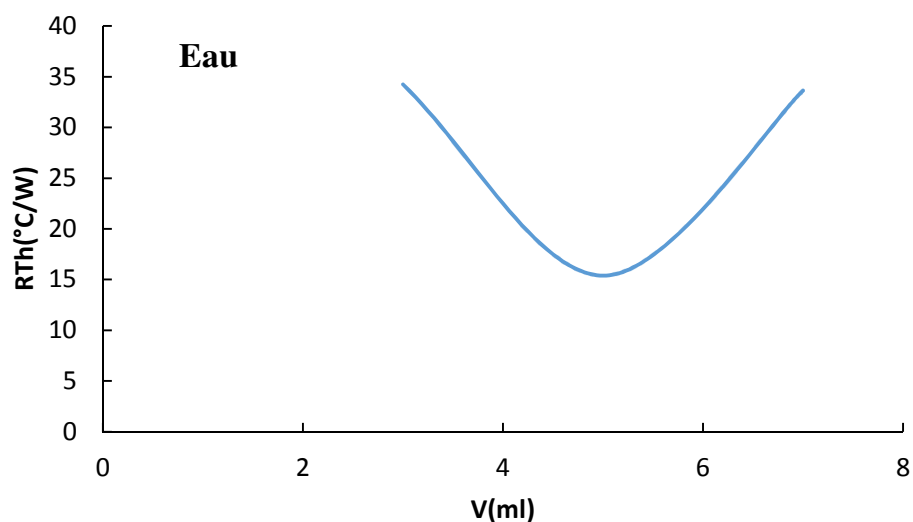


Figure 6 : Variation de la résistance thermique globale en fonction de volume d'eau rempli à 20°C

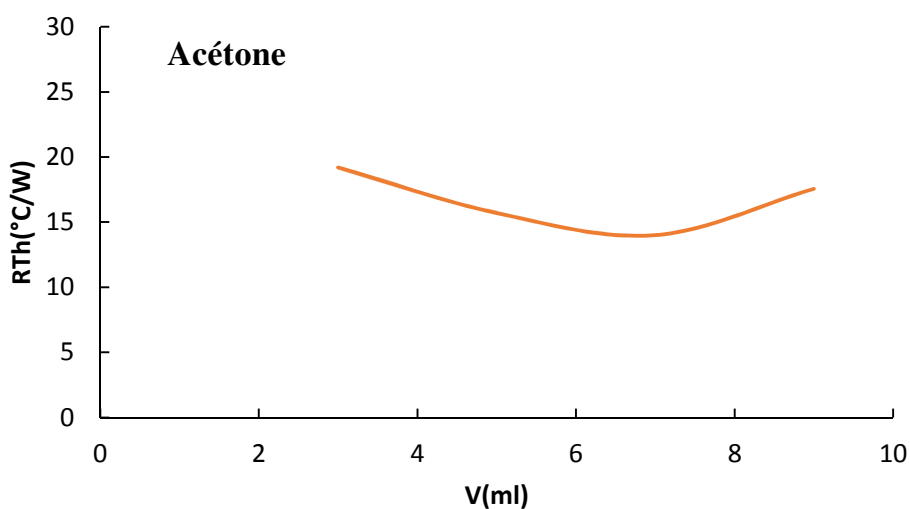


Figure 7 : Variation de la résistance thermique globale en fonction de volume d'acétone à 20°C

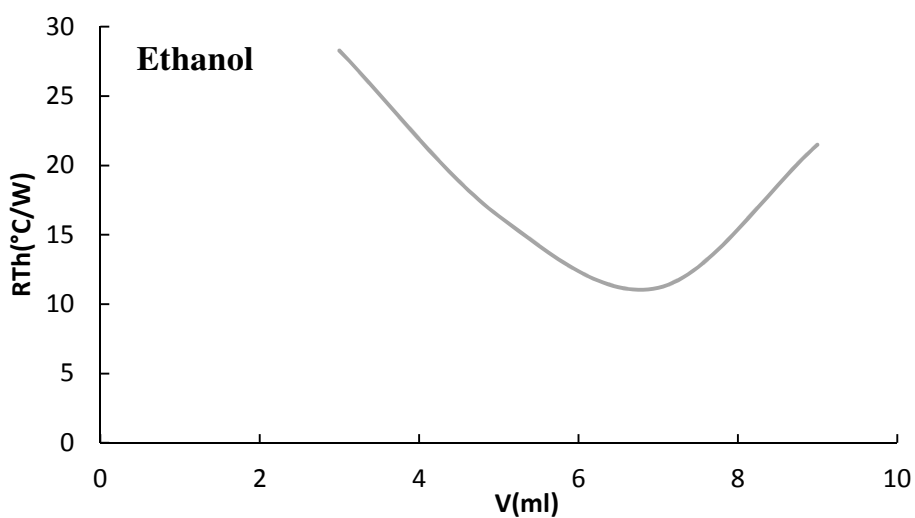


Figure 8 : Variation de la résistance thermique globale en fonction de volume d'éthanol à 20°C

Afin d'étudier l'effet du volume de fluide sur le fonctionnement et les performances du thermosiphon, trois cas sont définis :

- Remplissage optimal : $TR=20\%$
- Sous-remplissage : $TR=10\%$
- Sur-remplissage : $TR=35\%$

Dans la suite, les résultats expérimentaux obtenus sont analysés. En effet, à partir des mesures de température de la paroi externes du thermosiphon, les effets de diverses conditions opératoires sur les performances de transport de chaleur du thermosiphon sont discutés. Ainsi, en plus des trois niveaux de remplissage proposés pour chacun trois fluides caloporteurs, quatre valeurs de puissance imposée à l'évaporateur (9-18-25 et 40W), et quatre valeurs de température du fluide de refroidissement (5-10-15 et 20°C) sont considérés.

2- Effets du flux de chaleur imposé

Afin de tester l'effet du flux de chaleur imposé à l'évaporateur sur les performances de transfert thermique du thermosiphon, l'eau est considérée comme fluide caloporteur à un taux de remplissage optimal ($TR=20\%$). La figure 9 montre la variation de la température le long du thermosiphon, en régime permanent, pour différents niveaux de chauffage. La température du fluide de refroidissement au condenseur T_f est fixée à 10°C.

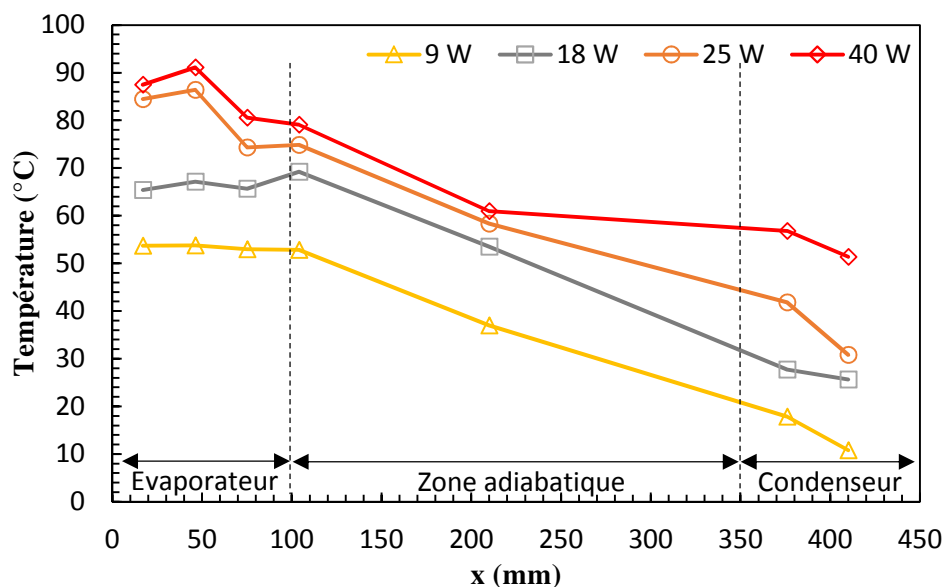


Figure 9 : Température de la paroi le long du thermosiphon (fluide : eau ; $TR=20\%$; $T_f=10^\circ\text{C}$) en fonction du flux de chaleur imposé Q_{in} à l'évaporateur

Pour toutes les courbes, un gradient de température décroissant s'installe, en régime permanent, entre les deux extrémités du thermosiphon, l'évaporateur abritant la source chaude. Aussi, la

température de la paroi externe augmente pour tous les points de mesure en réponse à l'augmentation du flux de chaleur imposé Q_{in} . On remarque, en particulier, que la température de la paroi externe du thermosiphon augmente progressivement en fonction de la puissance de chauffe à l'évaporateur. En effet, au début du chauffage ($Q_{in}=9W$), la température est quasi-constante à l'évaporateur. Un gradient négatif depuis l'extrémité inférieure du thermosiphon est remarqué en augmentant significativement le flux (à partir de 25W). Ceci peut être expliqué par les mécanismes de transfert thermique intervenant dans le fonctionnement d'un thermosiphon. En effet, à faible puissance de chauffe, le transfert de chaleur à l'évaporateur s'effectue majoritairement par convection/conduction en présence de liquide en bas du caloduc. Lorsque le flux de chaleur augmente, le niveau de liquide diminue laissant place à un film tapissant la paroi et la surface effective (liquide/vapeur) de transfert thermique par évaporation augmente. La présence du film liquide contribue ainsi à améliorer efficacement les transferts de chaleur au sein de l'évaporateur. Ces observations confirment les résultats obtenus dans des études précédentes selon des approches expérimentales [7, 9] ou numériques [10]. Soumis à une puissance de chauffage importante, le thermosiphon continue à transférer efficacement de la chaleur entre les sources chaudes et froides situées à ses deux extrémités. Cet effet est souvent recherché dans des applications où le contrôle thermique est un besoin majeur dans l'objectif de réduire le gradient axial de température, d'évacuer de la chaleur, ou encore pour imposer une température de consigne (l'électronique, exploitation de l'énergie solaire, aéronautique,...). Si on continue à augmenter la puissance de chauffe Q_{in} , un assèchement local se manifeste et s'étale progressivement sur la paroi interne de l'évaporateur. En conséquence, le film liquide qui contribue à irriguer la zone chauffée est rompu, ce qui engendre une baisse significative de la capacité de transport thermique entre les deux extrémités du caloduc transport (la conductance thermique équivalente diminue). Dans ce cas, le thermosiphon n'est plus en mesure d'évacuer la totalité de la charge thermique et une augmentation considérable et rapide de la température de la paroi est observée à l'évaporateur [10, 11].

3- Effets de la température du fluide de refroidissement

Parmi les conditions opératoires du thermosiphon, la température du fluide de refroidissement est susceptible d'avoir un effet considérable sur ses performances. La figure 10 illustre les profils de température le long du thermosiphon pour l'eau comme fluide caloporteur, une charge thermique $Q_{in}=9W$ et quatre niveaux de température de l'eau glycolée (fluide de refroidissement ; $T_f = 5, 10, 15$ ou $20^\circ C$). Ces résultats confirment que la qualité des échanges thermiques a un effet notable sur les performances du thermosiphon.

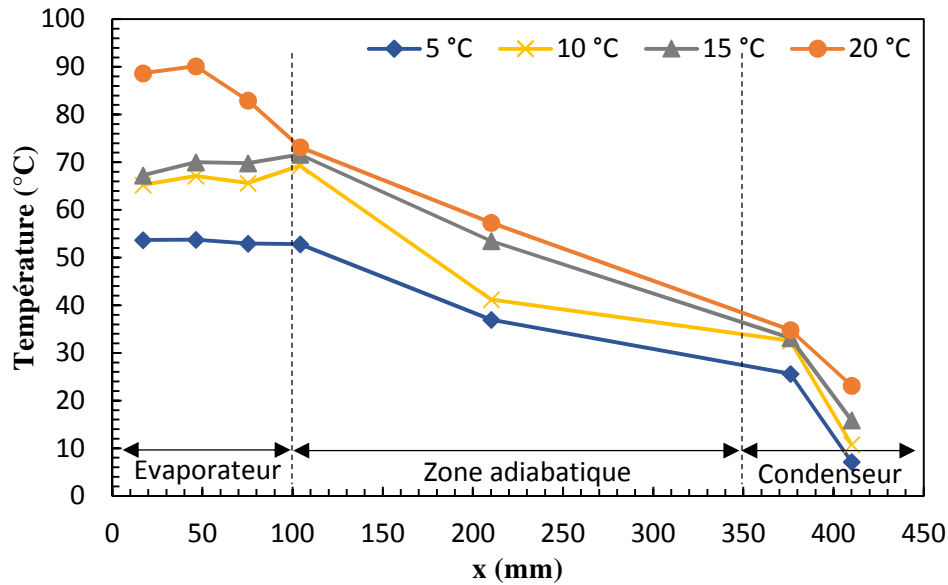


Figure 10 : Température de la paroi le long du thermosiphon (fluide : eau ; TR=20% ; $Q_{in}= 9W$) en fonction de la température du fluide de refroidissement T_f

La température de la paroi à l'évaporateur augmente considérablement lorsque la valeur de T_f augmente à 20°C, particulièrement à l'extrémité inférieure du Thermosiphon. La production de vapeur par condensation est ainsi plus faible que la quantité de liquide évaporé au contact de la source chaude. En conséquence, le transfert de chaleur à travers le film mince est prédominant. Dans ce cas, un film même partiel à l'évaporateur suffit à maintenir la stabilité du fonctionnement du caloduc [12]. A l'opposé, pour $T_f=5^\circ\text{C}$, la température de la paroi à l'évaporateur est presque uniforme et le thermosiphon évacue efficacement le flux de chaleur imposé.

4- Effets du taux de remplissage

Dans le but d'évaluer la réponse du thermosiphon à des conditions de plus en plus défavorables, une série de test a été réalisée en augmentant, à la fois, la puissance thermique imposée à l'évaporateur Q_{in} et la température du fluide de refroidissement T_f . Les résultats obtenus sont considérés pour les trois cas décrits dans le paragraphe 1, en tenant compte de la quantité de fluide caloporteur introduite dans le thermosiphon. Les figures 11, 12 et 13 illustrent les profils de température le long du thermosiphon, en sous remplissage (TR=10%), en remplissage optimal (TR=20%) et en sur remplissage (TR=35%), respectivement. L'eau est utilisé comme fluide caloporteur étant données ses propriétés thermo-physiques intéressantes.

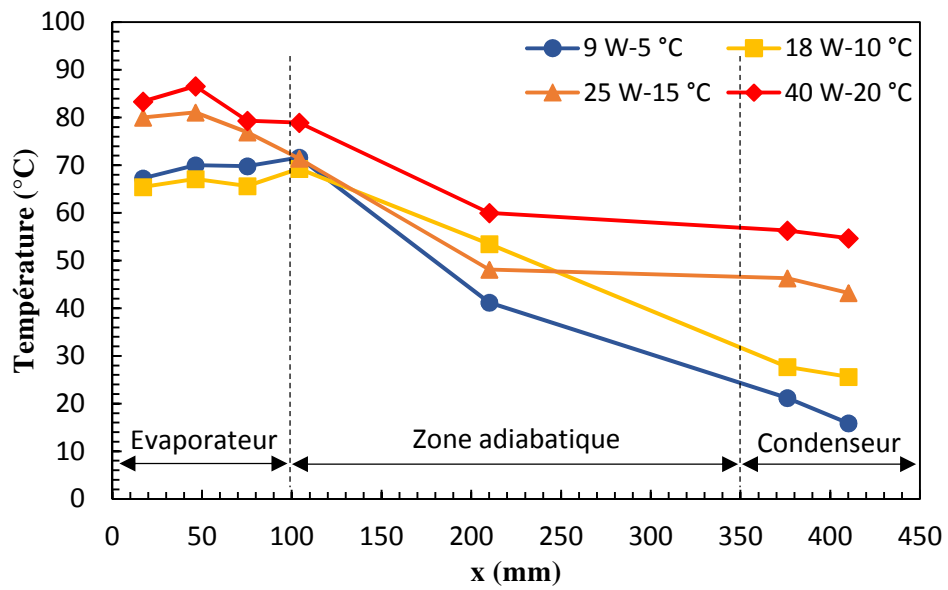


Figure 11 : Température de la paroi le long du thermosiphon (fluide : eau ; $TR=10\%$) pour différentes conditions de fonctionnement ($Q_{in}= 9, 18, 25$ ou $40W$; $T_f=5, 10, 15$ ou $20^\circ C$)

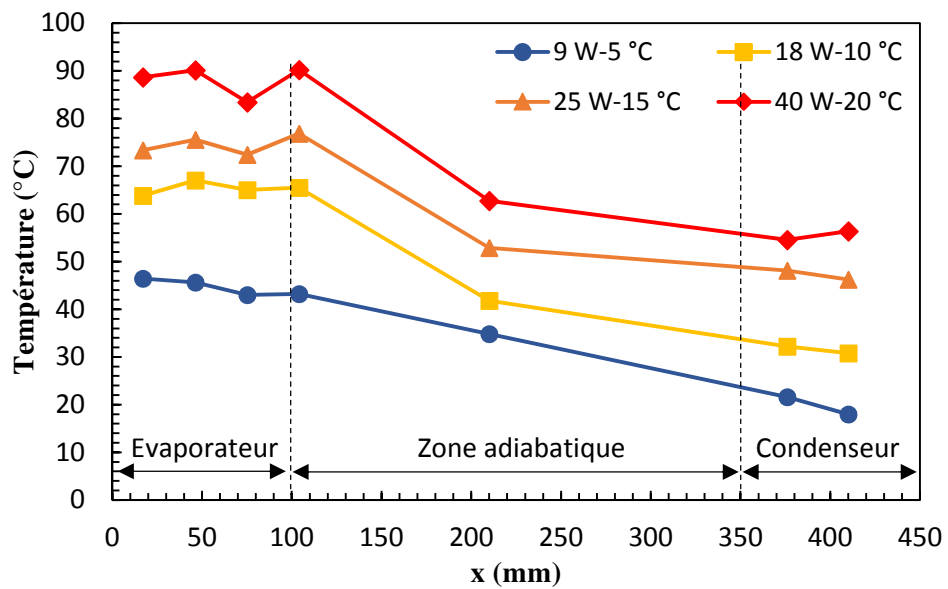


Figure 12 : Température de la paroi le long du thermosiphon (fluide : eau ; $TR=20\%$) pour différentes conditions de fonctionnement ($Q_{in}= 9, 18, 25$ ou $40W$; $T_f=5, 10, 15$ ou $20^\circ C$)

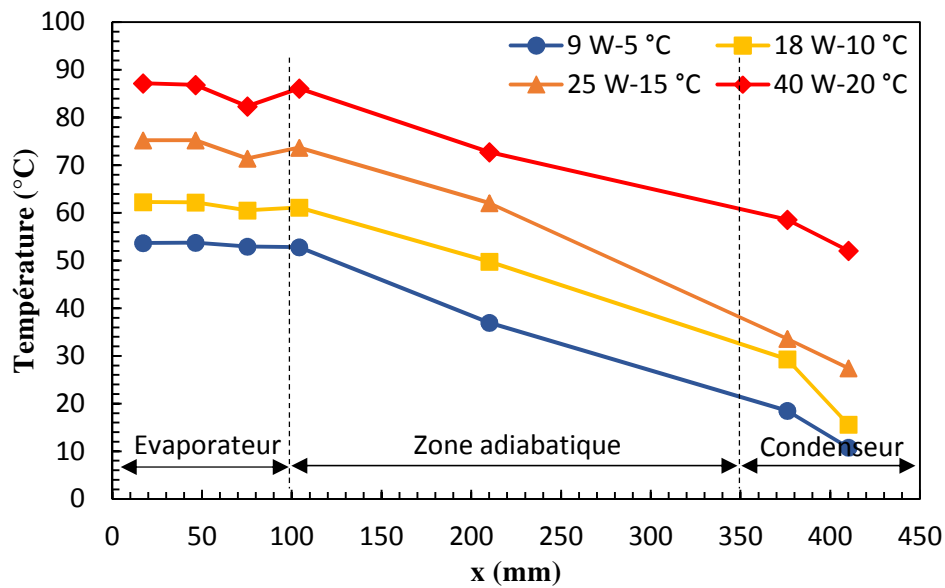


Figure 13 : Température de la paroi le long du thermosiphon (fluide : eau ; $TR=35\%$) pour différentes conditions de fonctionnement ($Q_{in}= 9, 18, 25$ ou $40W$; $T_f=5, 10, 15$ ou $20^\circ C$)

En cas de sous-remplissage ($TR=10\%$), un gradient de température notable apparaît dès le début de chauffage ($Q_{in}=9W$). Cependant, cet écart entre les deux extrémités du thermosiphon est limité en augmentant le flux de chaleur imposé suite à l'augmentation significative de la température au condenseur (Figure 11). En début de chauffe, la température de la paroi à l'évaporateur est quasi-uniforme ($Q_{in}=9$ et $18 W$). La température moyenne subit une légère diminution à l'évaporateur suite à l'augmentation simultanée du flux de chaleur et de la température du fluide de refroidissement ($Q_{in}=18 W$, $T_f=10^\circ C$). Ceci est la conséquence directe de la nette amélioration des échanges thermiques au sein du caloduc. Dans ce cas (sous remplissage), le niveau du liquide assez bas en partie inférieure du thermosiphon contribue à la formation d'un film de liquide tapissant la paroi interne, favorisant ainsi le transfert efficace de la chaleur au niveau de l'évaporateur. Pour des niveaux de puissance assez élevés ($Q_{in}= 25-40 W$), la température de la paroi en zone adiabatique et au condenseur est relativement constante. Shabgard et al. [10] ont pu montrer qu'un film de liquide se forme à partir du condenseur et se déplace vers l'évaporateur. Si la vaporisation du liquide en zone de chauffage dépasse largement le taux de condensation, le film liquide ne suffit guère à alimenter convenablement l'évaporateur et la température de la paroi augmente rapidement et de manière significative. On assiste ainsi à un assèchement local et progressif de l'évaporateur et le thermosiphon atteint sa capacité maximale de transport de chaleur.

Pour un remplissage optimal du thermosiphon (TR=20%), la température de la paroi externe augmente lorsque la puissance imposée et la température du fluide augmentent dans les trois zones (évaporateur, zone adiabatique et condensateur), comme le montre la figure 12. Un état quasi-isotherme est obtenu pour toutes les conditions de fonctionnement étudiées. La température de la vapeur, souvent assimilée à la température de la paroi en zone adiabatique, augmente considérablement en réponse aux conditions opératoires défavorables. Au condenseur, la charge thermique de plus en plus élevée, contribue à l'augmentation progressive et notable de la température de la paroi, étant donné que le flux de chaleur axial diminue entre les deux extrémités du caloduc.

En cas d'excès de fluide (sur-remplissage : TR=35%), les profils de température le long du thermosiphon (voir figure 13) sont similaires au cas précédent, en remplissage optimal. Cependant, le caractère isotherme à l'évaporateur est plus marqué et le gradient de température le long du caloduc est plus important. En effet, les transferts de chaleur en zone chauffée s'effectuent principalement par ébullition, l'évaporateur étant totalement submergé en liquide dans ce cas. En remplissage optimal, un mode de transfert mixte (ébullition-évaporation en film mince) est observé, comme l'ont montré Jiao et al. [11]. Notons aussi que des comportements similaires ont été obtenus pour les autres fluides caloporteurs, à savoir l'acétone et l'éthanol.

5- Estimation du coefficient d'échange global à l'évaporateur

Les performances de transfert de chaleur d'un thermosiphon peuvent être évaluées localement au niveau de l'évaporateur via un coefficient d'échange thermique global défini par [9]:

$$h_{\text{evap}} = \frac{Q_{\text{in}}}{\pi d_i L_{\text{evap}} (\bar{T}_{\text{evap}} - T_v)}$$

Avec :

Q_{in} : Flux de chaleur imposé à l'évaporateur

$\bar{T}_{\text{evap}}$: Température moyenne de l'évaporateur

L_{evap} : Dimension axiale de l'évaporateur

d_i : Diamètre intérieur du thermosiphon

T_v : Température moyenne de la phase vapeur (souvent assimilée à la température en paroi de la zone adiabatique [13])

A partir des mesures de température en paroi, la figure 13 montre la variation du coefficient d'échange global à l'évaporateur h_{evap} en fonction de la densité du flux de chaleur ($=Q_{\text{in}}/\pi d_i L_{\text{evap}}$) à différents niveaux de remplissage pour les trois fluides caloporteurs considérés dans cette étude (eau, acétone et éthanol).

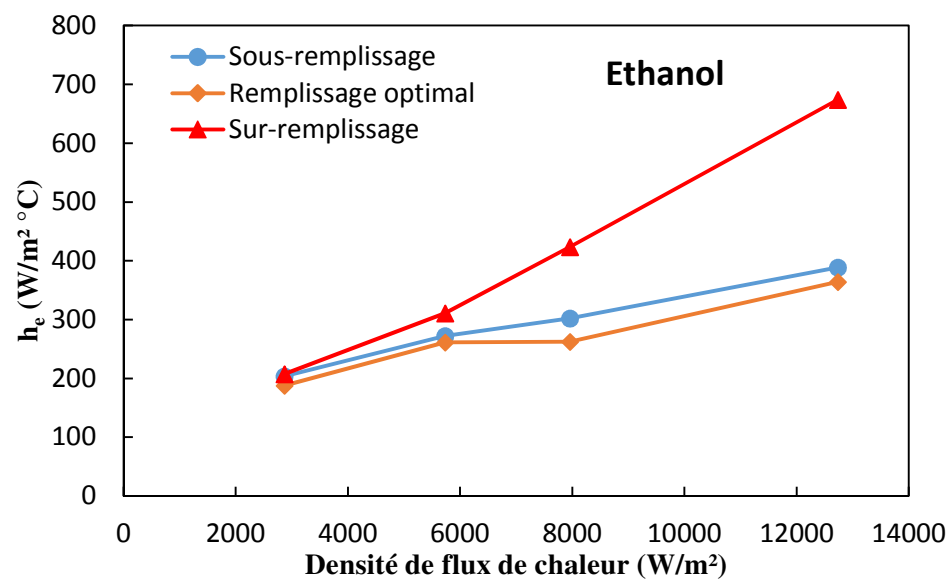
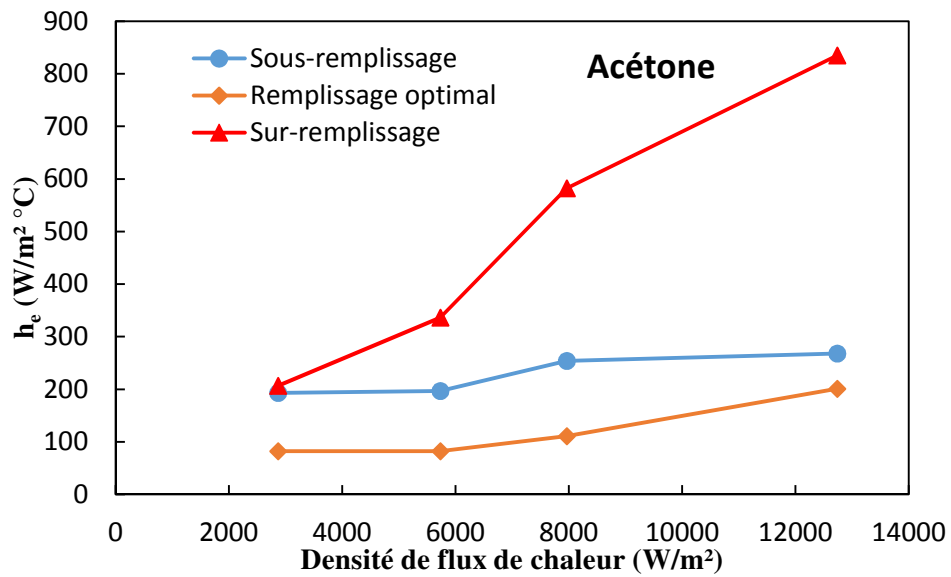
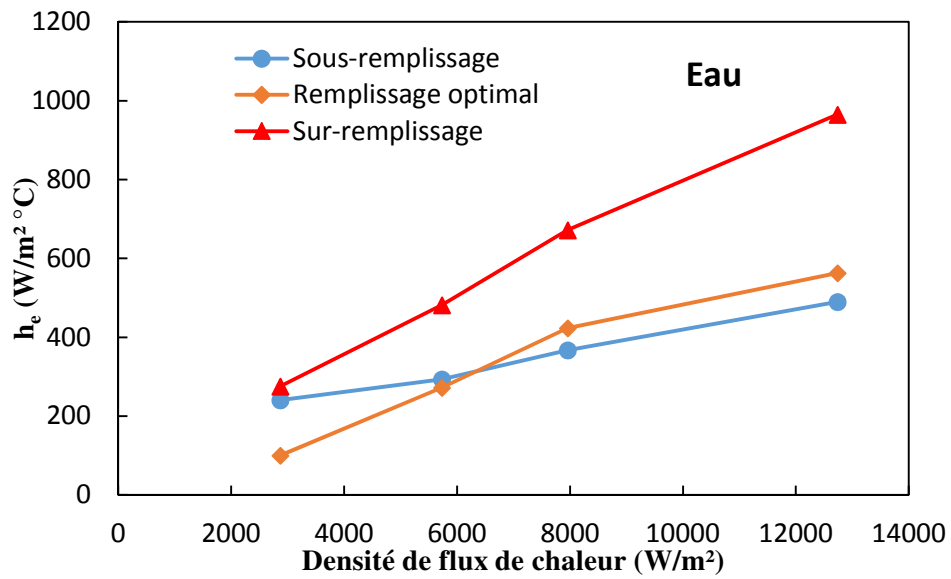


Figure 14 : Coefficient d'échange global à l'évaporateur en fonction de la densité de flux de chaleur

Les résultats obtenus montrent, en particulier, que le coefficient d'échange augmente en fonction de la densité de flux de chaleur imposé dans tous les cas (quel que soit le niveau de remplissage ou le fluide considérés). Aussi, cette dépendance est plus marquée en cas de sur-remplissage de l'évaporateur. Ceci a été déjà mentionné dans d'autres études [13, 14]. Shabgard et al. [10] ont même recommandé de rajouter un faible volume de fluide en plus du taux de remplissage optimal afin d'assurer un fonctionnement performant et stable à l'état stationnaire du thermosiphon. Le choix du fluide caloporteur sur les performances de transfert thermique du thermosiphon est moins remarquable, avec une même tendance de variation. Ayant le meilleur nombre de mérite (voir figure 1), l'eau affiche un coefficient d'échange supérieur par rapport à l'acétone et l'éthanol. Les valeurs du coefficient d'échange h_{evap} sont dans le même ordre de grandeur que les valeurs proposées dans d'autres études [9, 15].

L'incertitude relative sur la mesure du coefficient d'échange h_{evap} a été évaluée en combinant les incertitudes des différents paramètres expérimentaux [4] :

$$\frac{\delta h_{\text{evap}}}{h_{\text{evap}}} = [(\delta Q_{\text{in}}/Q_{\text{in}})^2 + (\delta d_i/d_i)^2 + (\delta L_{\text{evap}}/L_{\text{evap}})^2 + (\delta \Delta T/\Delta T)^2]^2$$

Les incertitudes de mesure sur le flux de chaleur imposé (Q_{in} , relative), sur les paramètres géométriques (d_i et L_{evap}) et sur l'écart de température ($\Delta T = \bar{T}_{\text{evap}} - T_v$) sont respectivement évaluées à 5%, 0,1mm et 0,2°C. Une valeur maximale de 6% ($\pm 13 \text{ W} \cdot \text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C}$) est obtenue pour les faibles flux de chaleur Q_{in} . Elle est évaluée à environ 4% en cas de flux de chaleur élevé ($\pm 35 \text{ W} \cdot \text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C}$). Ceci est en bonne concordance avec les résultats d'études antérieures [16, 17].

Il faut savoir que des phénomènes complexes et simultanés [9, 14] peuvent intervenir au sein de l'évaporateur : écoulement diphasique, changement de phase, convection naturelle, évaporation en film mince, ébullition nucléé,... Il n'existe pas d'expression globale qui permet de calculer le coefficient d'échange en tenant compte de tous ces phénomènes. Cependant, il s'avère que l'ébullition nucléé est le mécanisme de transfert dominant à l'évaporateur en cas d'excès de liquide ($TR > 30\%$) [18]. Plusieurs expressions du coefficient d'échange global existent et montrent une certaine compatibilité en comparaison avec les résultats expérimentaux [15]. Parmi ces expressions, la corrélation d'Imura basée sur l'ébullition nucléée au sein d'un thermosiphon [19] est choisie pour valider les données expérimentales de h_{evap} :

$$h_{\text{evap,th}} = 0,32 \frac{\rho_l^{0,65} k_l^{0,3} C_{pl}^{0,7} g^{0,2} Q^{0,4}}{\rho_v^{0,25} h_{fg}^{0,4} \mu_l^{0,1} (\pi d_i L_{\text{evap}})^{0,4}} \left(\frac{P_{\text{sat}}}{P_a} \right)^{0,3}$$

Cette expression du coefficient global d'échange a, en effet, montré une bonne concordance avec les données expérimentales pour différents fluides caloporteurs et pour différentes températures de fonctionnement [9-11, 13]. En comparant les données numériques et les estimations expérimentales, la figure 15 montre que la corrélation d'Imura décrite ci-dessus surestime la valeur du coefficient d'échange global h_{evap} . En effet, en considérant l'eau comme fluide caloporteur, la valeur estimée par la corrélation dépasse largement les mesures expérimentales pour les trois niveaux de remplissage expérimentés. Néanmoins, cet écart est réduit à moins de $100 \text{ W/m}^2\text{°C}$ à forte charge thermique lorsque le thermosiphon est en sur-remplissage, montrant la meilleure concordance entre les mesures expérimentales et les données numériques. La corrélation d'Imura a été établie, en effet, pour l'ébullition nucléée au sein d'un thermosiphon. Ce mode de transfert thermique est, en fait, prédominant dans la flaque liquide qui submerge toute la partie inférieure du caloduc (y compris l'évaporateur). Cette dernière configuration est alors considérée pour comparer entre les valeurs de h_{evap} estimés numériquement et expérimentalement, pour les trois fluides caloporteurs.

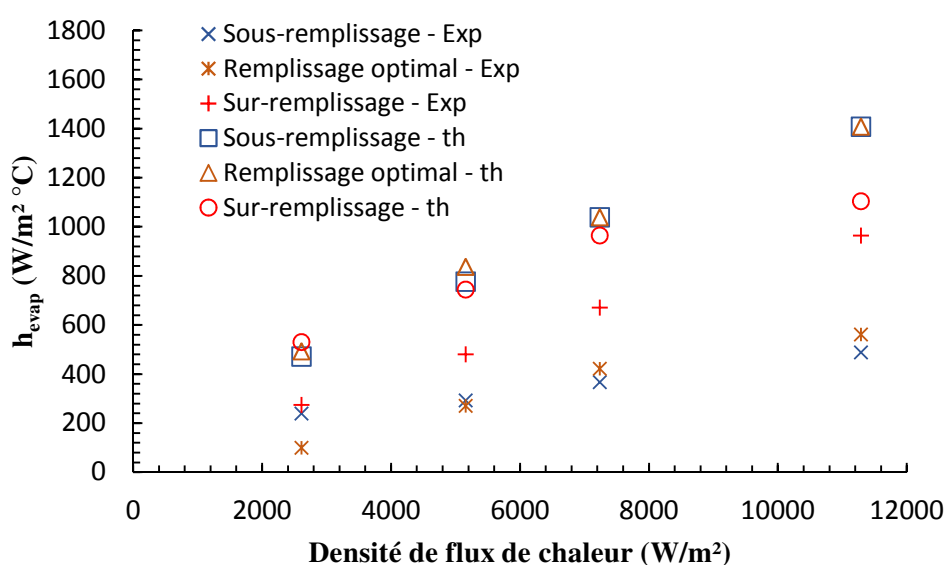


Figure 15 : Coefficient d'échange global à l'évaporateur en fonction de la densité de flux de chaleur pour l'eau à différents niveaux de remplissage- comparaison avec la corrélation d'Imura

Les résultats obtenus montrent que la plupart des points sont inclus dans la marge d'erreur de $\pm 35\%$ pour les trois fluides caloporteurs (Figure 16). Ceci confirme la validité de la corrélation considérée pour estimer le coefficient d'échange globale à l'évaporateur, en particulier pour l'éthanol. La compatibilité des résultats avec les estimations expérimentales sont aussi acceptables pour les deux autres fluides (eau et acétone) surtout pour les valeurs élevées de

h_{evap} . Par ailleurs, la modélisation des échanges en film mince fortement sollicité à l'évaporateur en cas de sous-remplissage semble assez complexe et moins accessible. Certains auteurs, comme Jouhara et Robinson [15], ont comparé leurs données expérimentales aux résultats obtenus à partir de la corrélation d'El-Genk et Saber [20] qui tient compte de l'ébullition en film mince pour de fortes densités de flux de chaleur. Une sous-estimation du coefficient d'échange est observée en fonction du choix du fluide, de la structure du corps chauffant et d'autres paramètres thermo-hydrauliques. Cela confirme la complexité du mécanisme des transferts thermiques dans le cas où l'évaporateur n'est pas totalement submergé en liquide. Auquel cas, l'ébullition combinée en film mince et en flaque est observée.

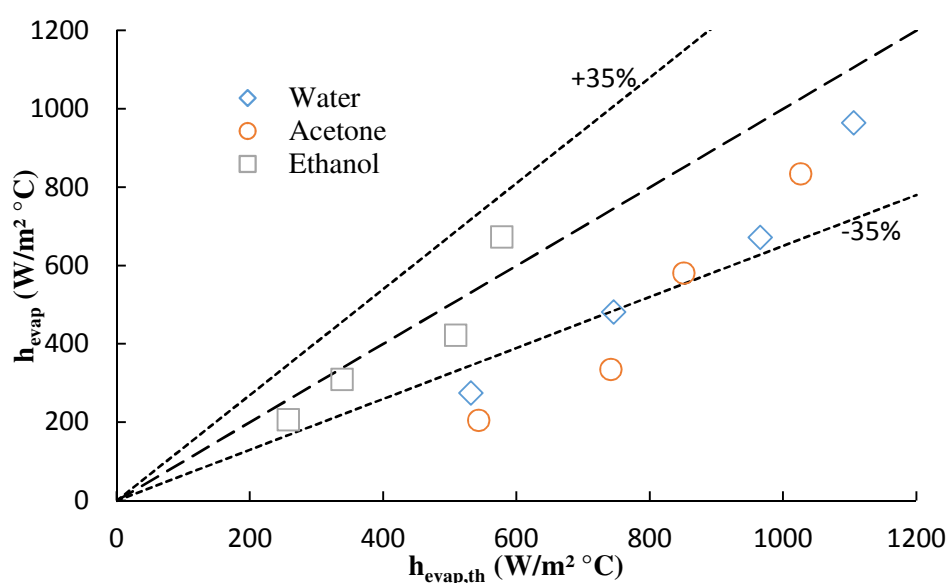


Figure 16 : Comparaison entre l'estimation expérimentale et la corrélation du coefficient d'échange global à l'évaporateur en sur-remplissage ($TR=35\%$)

Au niveau du condenseur, les performances de transfert de chaleur du thermosiphon sont moins influencées par la variation de la puissance thermique imposée à l'évaporateur [9]. Aussi, les effets de la variation de la température de fonctionnement et du coefficient d'échange en condition limite au condenseur sont relativement limités [10].

IV- Conclusions

Dans le cadre de cette étude, un caloduc de type thermosiphon (enveloppe cylindrique en acier) a été testé avec trois types de fluide caloporteur : l'eau, l'acétone et l'éthanol. Une série de mesures expérimentales a été ainsi effectuée, à l'état stationnaire, afin d'étudier les effets de la charge thermique imposée (Q_{in}), de la température du fluide de refroidissement au condenseur (T_f) et du taux de remplissage (TR) sur les caractéristiques de transfert thermique. A cet effet,

un banc expérimental a été développé et instrumenté pour remplir en fluide caloporteur et caractériser le comportement et les performances de transfert thermique de ce thermosiphon. Les résultats obtenus montrent que non seulement l'augmentation du flux de chaleur imposé à l'évaporateur, mais aussi l'augmentation de la température du fluide de refroidissement au condenseur ont un effet notable sur les profils de la température de la paroi le long du thermosiphon. En particulier, l'augmentation de la puissance de chauffage ou de la température du fluide de refroidissement entraîne une augmentation progressive de la température de la paroi externe, puis du gradient de température entre les deux extrémités du thermosiphon. En essai plus poussé, la température du fluide de refroidissement et le flux de chaleur imposé à l'évaporateur sont augmentées simultanément pour différents taux de remplissage (TR). En effet, trois configurations sont considérées selon le volume de fluide caloporteur introduit : sous-remplissage (TR=10%), remplissage optimal (TR=20%) et sur-remplissage (TR=35%). En cas de sous-remplissage (TR=10%), une augmentation significative de la température est observée dès l'application du flux thermique à l'évaporateur. Cela pourrait s'expliquer par l'apparition d'un assèchement local en bas de l'évaporateur. Entre les cas de remplissage optimal (TR = 20 %) et de sur-remplissage (TR = 35 %), le comportement thermique du thermosiphon est similaire. Des différences mineures, telles que la température de paroi à l'extrémité la plus froide et le gradient de température entre l'évaporateur et le condenseur, sont constatées. Le thermosiphon sur-rempli présente un comportement isotherme plus marqué, en zone évaporateur, que les deux autres cas de remplissage.

La capacité de transfert thermique à l'évaporateur est caractérisée par un coefficient d'échange global h_{evap} . Pour les trois fluides caloporteurs, on a pu montrer que le thermosiphon présentait le meilleur h_{evap} en cas de sur-remplissage. Ce dernier (h_{evap}) est nettement amélioré lorsque le flux de chaleur à l'évaporateur augmente.

Dans cette étude, nous avons également comparé les valeurs expérimentales h_{evap} avec les données estimées par la corrélation d'Imura, spécifiquement développées pour le transfert de chaleur par ébullition au sein du liquide dans les thermosiphons. Comme prévu, cette corrélation s'est avérée plus adaptée au cas de sur-remplissage où l'évaporateur est totalement submergé de liquide. Dans ce cas, les résultats estimés se situent effectivement dans la marge d'erreur de ± 35 %. Une bonne concordance entre les résultats expérimentaux et les données estimées par Imura a été obtenue pour l'éthanol. Une concordance raisonnable a été obtenue pour les deux autres fluides, à savoir l'eau et l'acétone.

Références

- [1] M.B.H Mantelli. *Thermosyphon and Heat Pipes: Theory and Applications*, 1st ed. Springer Nature Switzerland, 2021.
- [2] D.A. Reay, P.A. Kew, R.J. McGlen. *Heat Pipes: Theory, Design and Applications*, sixth ed. Butterworth-Heinemann, 2014.
- [3] Techniques de l'Ingénieur : « Systèmes diphasiques de contrôle thermique :Thermosiphons et caloducs » be9545, 10/10/2020.
- [4] S.J. Kline. The purposes of uncertainty analysis. *Journal of Fluid Engineering*. 107(2): pp. 153-160, 1985.
- [5] T. Sukchana, C. Jaiboonma. Effect of filling ratios and adiabatic length on thermal efficiency of long heat pipe filled with R-134a. *Energy Proceedings*. 34; pp. 298–306, 2013.
- [6] A. Faghri. *Heat Pipe Science and Technology*, Taylor & Francis, Philadelphia, PA, 1995.
- [7] A.B. Solomon, R. Roshan, W. Vincent, V.K. Karthikeyan, L.G. Asivatham. Heat transfer performance of an anodized two-phase closed thermosyphon with refrigerant as working fluid. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 82; pp. 521-29, 2015.
- [8] X.D. Liu, X.T. Han, Z.Y. Wang et al. Application of an anti-gravity oscillating heat pipe on enhancement of waste heat recovery. *Energy Conversion and Management* 205; 112404, 2020.
- [9] Q. Baojin, Z. Li, X. Hong, S. Yan. Heat transfer characteristics of titanium/water two-phase closed thermosyphon. *Energy Conversion and Management* 50; pp. 2147–79, 2009.
- [10] H. Shabgard, B. Xiao, A. Faghri, R. Gupta, W. Weissman. Thermal characteristics of a closed thermosyphon under various filling conditions. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 70; pp. 91–102, 2014.
- [11] B. Jiao, L.M. Qiu, X.B. Zhang, Y. Zhang. Investigation on the effect of filling ratio on the steady-state heat transfer performance of a vertical two-phase closed thermosyphon, *Applied Thermal Engineering* 28 (11–12); pp. 1417–26, 2008.
- [12] D. Jafari, S. Filippeschi, A. Franco, P. Di Marco. Unsteady experimental and numerical analysis of a two-phase closed thermosyphon at different filling ratios. *Experimental Thermal and Fluid Science* 81; pp. 164-74, 2017.
- [13] S.H. Noie. Heat transfer characteristics of a two-phase closed thermosyphon. *Applied Thermal Engineering* 25 (4); pp. 495–506, 2005.
- [14] A.A. Alammam, R.K. Al-Dadah, S.M. Mahmoud. Numerical investigation of effect of fill ratio and inclination angle on a thermosiphon heat pipe thermal performance. *Applied Thermal Engineering* 108; pp. 1055–1065, 2016.
- [15] H. Jouhara, A.J. Robinson, Experimental investigation of small diameter two-phase closed thermosyphons charged with water, FC-84, FC-77 and FC-3283, *Applied Thermal Engineering* 30; pp. 201–211, 2010.
- [16] A.B. Solomon, R. Roshan, W. Vincent, V.K. Karthikeyan, L.G. Asivatham. Heat transfer performance of an anodized two-phase closed thermosyphon with refrigerant as working fluid. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 82; pp. 521–529, 2015.

- [17] A.B. Solomon, V.A. Daniel, K. Ramachandran, et al. Performance enhancement of a two-phase closed thermosiphon with a thin porous copper coating. *International Communication in Heat and Mass Transfer* 82; pp. 9–19, 2017.
- [18] P.Y. Joo, K.H. Kook, K.Ch. Ju. Heat transfer characteristics of a two-phase closed thermosyphon to the fill charge ratio. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 45 (23); pp. 4655–4661, 2002.
- [19] H. Imura, H. Kusasa, T. Miyazaki, et al. Heat transfer in two-phase closed-type thermosyphons. *Transactions Japanese Society of Mechanical Engineering* 22 (2); pp. 485-493, 1977.
- [20] M.S. El-Genk, H.H. Saber. Heat transfer correlations for liquid film in the evaporator of enclosed gravity assisted thermosyphons. *Journal of Heat Transfer* 120; pp. (1998) 477–484, 1998.

Chapitre 2. Modélisation d'un caloduc de type thermosiphon

Dans ce chapitre, on présente l'essentiel des travaux de recherche réalisés au LESTE (ENIM) en étroite collaboration avec la branche «Thermique » de l'Institut Pprime (UPR-CNRS 3346) au sein de l'ENSMA de Poitiers. L'objectif principal était donc de mettre en place un modèle fiable et complet d'un caloduc de type thermosiphon. On rappelle qu'un thermosiphon est un caloduc ayant la particularité de permettre le retour du condensat vers l'évaporateur par le seul effet de la gravité. Aussi, on décrit dans la suite les équations différentielles en tenant compte des phénomènes d'écoulement diphasique, de changement de phase et de transfert de chaleur au sein d'un thermosiphon ; aussi bien que les conditions aux limites spécifiques à ce type de caloduc. On présente ensuite les résultats de la validation sur un exemple-type en référence aux données expérimentales de la littérature. Le modèle de simulation est aussi exploité pour discuter les différents aspects de fonctionnement d'un thermosiphon. Un tel outil peut ainsi servir comme un outil de référence pour tester et pré-dimensionner les thermosiphons pour des applications spécifiques. Ça peut aussi servir pour modéliser des systèmes plus complexes à base de caloducs. Dans la littérature, l'utilité et la nécessité d'un tel développement sont souvent mises en valeur [1-3].

I- Position du problème

Il s'agit de modéliser un caloduc cylindrique contenant un fluide caloporteur à l'état de saturation. Le principe de fonctionnement d'un thermosiphon est similaire à celui d'un caloduc classique : une flaque de liquide s'accumule en bas du thermosiphon où se situe l'évaporateur, caractérisé par un flux de chaleur entrant Q_{in} . On assiste à ce niveau à un changement de phase liquide-vapeur : l'évaporation. A l'autre extrémité, en partie supérieure du thermosiphon, une partie de la chaleur absorbée est évacuée par convection forcée au condenseur. La vapeur retrouve son état liquide : la condensation. Les deux régions sont généralement séparées par une zone adiabatique. Cette dernière est dimensionnée ou même supprimée dans certains cas selon le domaine d'application du thermosiphon. Le retour du liquide vers la zone évaporateur s'effectue exclusivement par effet de gravité (voir figure 1).

Deux types de thermosiphons sont modélisés et testés, selon le domaine d'application. En s'appuyant sur des mesures expérimentales d'autres auteurs, le modèle est testé et validé, ce qui confirme la robustesse et la maniabilité de l'outil numérique développé. En effet, on montre dans la suite que le modèle du thermosiphon développé sous openFOAM, un solveur gratuit, facilement modifiable, permet de simuler les principaux phénomènes de transfert de chaleur et de masse mis en jeu dans le fonctionnement de ce type de caloduc. La procédure numérique est décrite en détail plus loin. Les effets de diverses conditions opératoires peuvent être ainsi appréciés (le taux de remplissage en fluide caloporteur, le flux de chaleur imposé à l'évaporateur, la température de fonctionnement, l'inclinaison par rapport à l'horizontale,...)

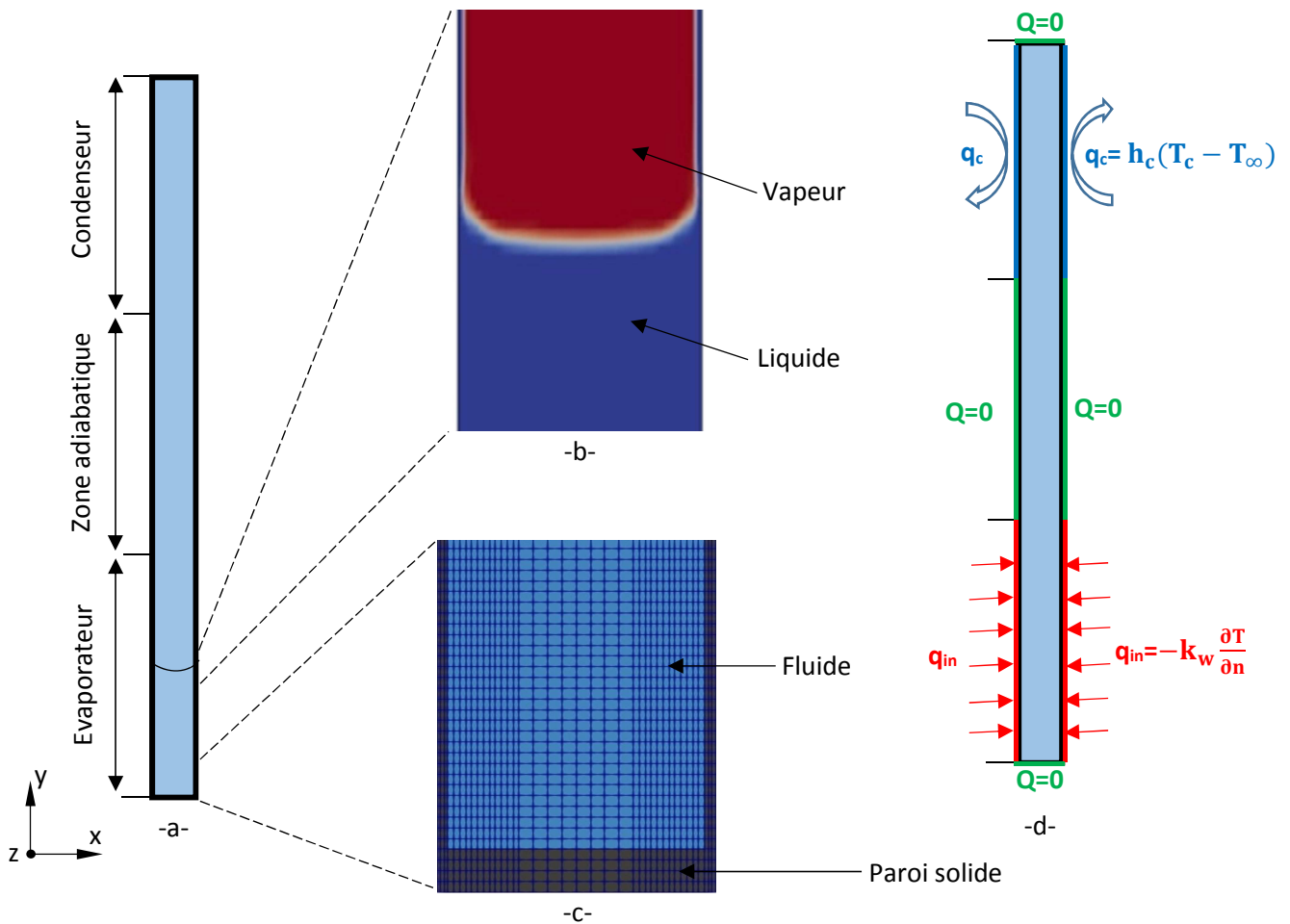


Figure 1 : Caractéristique du modèle du thermosiphon : (a) géométrie et configuration (b) zone du ménisque liquide (c) maillage fluide-paroi et (d) conditions aux limites thermiques [4]

Deux configurations sont alors envisagées :

- 1^{ère} configuration : un caloduc cylindrique classique contenant un évaporateur, un condenseur séparé par une zone adiabatique (Figure 1). Le tableau 1 illustre les principales caractéristiques expérimentales des thermosiphons considérés comme cas de référence pour cette 1^{ère} configuration.
- 2^{ème} configuration : un caloduc cylindrique utilisé dans les tubes sous vide d'un chauffe-eau solaire. Il s'agit d'un thermosiphon sans zone adiabatique (Figure 2-a). L'étude est particulièrement focalisée sur les effets de l'angle d'inclinaison par rapport à l'horizontale et du flux de chaleur imposé, vu leur importance dans le fonctionnement des collecteurs solaires à tubes sous vide à base de caloduc (Figure 2-b). Le tableau 2 rassemble l'essentiel des caractéristiques du cas de référence expérimental considéré.

Tableau 1 : Principales propriétés des thermosiphons modélisés (configuration 1)

Paramètres	Thermosiphon 1 [5]	Thermosiphon 2 [6]
Matériau de l'enveloppe	Acier	Cuivre
Nature du fluide	Eau pure	Méthanol
Diamètre extérieur (mm)	22	25.4
Epaisseur de la paroi (mm)	1	1
Longueur totale (mm)	600	500
Longueur par section (mm) (évaporateur/z. adiabatique/Condenseur)	200 / 200 / 200	200 / 100 / 200
Taux de remplissage (volume liquide / volume évaporateur)	50%	50 %
Densité de flux de chaleur imposé q_{in} (kW/m ²)	12,31 (170,2 W); 15,95 (220,5 W)	14,59 (232,9 W)
Température du fluide de refroidissement T_{∞} (K)	$a=55; b=271,15$	$\bar{T}_{\infty} = 299,1$
$T_{\infty} = a x_c + b$ [5]	$a=71,9; b=264,39$	
x_c : position axiale le long du condenseur ; $x_c \in [0, 0,2]$		
Coefficient d'échange thermique de refroidissement h_c (W/m ² K)	608 ; 640,1	1521,5
Température de fonctionnement T_{sat} (K)	322,5 ; 329,8	313,1
Pression au condenseur P_c (kPa)	11,956 ; 17,013	35,54

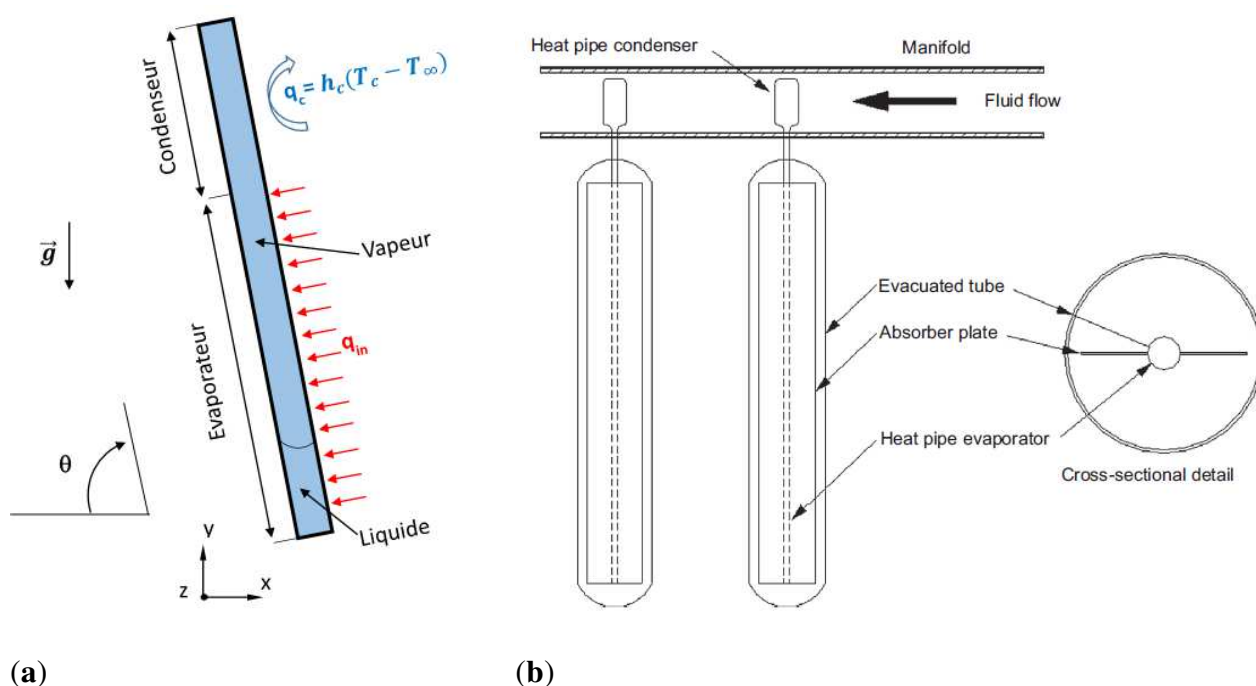


Figure 2 : Caractéristique du modèle du thermosiphon (2^{ème} configuration): (a) géométrie et conditions aux limites (b) collecteur à tube sous vide à base de caloducs

Tableau 2 : Principales propriétés du thermosiphon modélisé dans la configuration 2

Paramètre	Donnée [7]
Fluide caloporteur	Eau
Matériau de l'enveloppe	Acier inoxydable
Diamètre du tube (D)	28 mm
Longueur totale (L)	1486 mm
Longueur de l'évaporateur (L_{evap})	1106 mm
Longueur du condenseur (L_{cond})	380 mm
Taux de remplissage	48 % (du volume de l'évaporateur)
Puissance de chauffage Q_{in}	100, 200 and 300 W
Angle d'inclinaison θ	0, 15, 30, 45, 60, 75 and 90°

Les conditions aux limites sont (voir figure 1-d et figure 2-a) :

- A l'évaporateur : un flux de chaleur imposé Q_{in}
- Au condenseur : la chaleur est évacuée par effet convectif caractérisé par un coefficient d'échange global h_c et une température du fluide de refroidissement T_{∞}
- En zone adiabatique : pas d'échange de chaleur en cette région $Q=0$

II- Mise en équation

Pour simuler le fonctionnement d'un thermosiphon, l'enjeu principal consiste à modéliser les écoulements diphasiques avec changement de phase. Il est ainsi nécessaire d'exploiter les modèles mathématiques décrivant le comportement des écoulements diphasiques et les phénomènes qui y interviennent. En écoulement monophasique, l'approche classique considère les bilans de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Tandis que les modélisations des écoulements diphasiques les plus classiques reposent sur des observations expérimentales associées à des corrélations, et s'avèrent insuffisantes étant donné que les limites des conditions de fonctionnement sont de plus en plus poussées [8]. Ces méthodes expérimentales sont donc progressivement remplacées par des modèles mathématiques visant à prévoir et à prédire, la dynamique des systèmes selon diverses conditions opératoires.

Les équations de Navier-Stokes pour un écoulement monophasique constituent un point de départ pour la modélisation des écoulements diphasiques. Ces derniers sont alors considérés comme deux écoulements monophasiques séparés par une interface. Avec cette représentation, les méthodes de simulation numérique directe considèrent un maillage mobile qui suit l'interface pour résoudre les équations monophasiques dans chacun des sous-domaines, couplées à des relations de saut à l'interface [9]. Cependant, ces maillages mobiles se révèlent très coûteux, en temps et performance de calcul, surtout en cas d'interfaces complexes. Une

deuxième approche est basée sur l'utilisation d'un maillage fixe. On distingue alors d'une part les modèles à deux fluides et d'autre part les modèles à un fluide.

Dans le modèle à deux fluides, la position de chaque interface est considérée comme trop complexe pour être calculée directement. Le modèle est basé sur les équations de conservation moyennées sur le volume. La position précise de l'interface est alors inconnue. Pour restituer les informations perdues lors du passage aux équations moyennées, il est nécessaire d'ajouter des modèles pour la turbulence et des relations de fermeture pour les échanges à l'interface [10].

Le modèle à un fluide considère un système unique d'équations pour l'ensemble du domaine. Les deux phases sont alors traitées comme un seul fluide dont les propriétés changent à travers l'interface. Les relations de saut se traduisent par des termes sources, actifs autour de l'interface. Ce type de modèles permet la simulation d'écoulements à interface large avec précision. Il permet aussi le changement de topologie, c'est à dire la coalescence, la fragmentation, l'assèchement, le remouillage... Cependant, le raffinement du maillage au niveau des inclusions de faible taille s'avère nécessaire, ce qui est coûteux en temps de calcul. C'est cette dernière approche (en particulier, la méthode Volume Of Fluid « VOF ») qui est adoptée pour la simulation des transferts de chaleur et de masse au sein d'un thermosyphon.

1- Ecoulement simple monophasique

Sur la base des équations de Navier-Stokes, les équations de conservation s'écrivent, pour une phase j (liquide ou vapeur) d'un fluide donné, sous la forme :

- Equation de continuité :

$$\frac{\partial(\rho_j)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_j \vec{u}) = 0 \quad (1)$$

Avec ρ_j est la masse volumique du fluide et $\vec{u}$ est sa vitesse.

- Equation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial(\rho_j \vec{u})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_j \vec{u} \vec{u}) = \rho_j \vec{g} - \vec{\nabla} P + \vec{\nabla} \cdot [\mu_j (\vec{\nabla} \vec{u} + (\vec{\nabla} \vec{u})^T)] \quad (2)$$

$\vec{g}$ est le vecteur d'accélération gravitationnelle, P est la pression et μ_j est la viscosité dynamique du fluide.

- Equation de conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial(\rho_j H_j)}{\partial t} + \nabla \cdot [(\rho_j H_j) \vec{u}] = \nabla \cdot (k_j \vec{\nabla} T) + \frac{dP}{dt} \quad (3)$$

k_j est la conductivité thermique du fluide and H_j est l'enthalpie du fluide qui s'exprime en fonction de la température T par : $H_j = \rho_j c_{p_j}(T - T_0)$. c_{p_j} et T_0 sont respectivement la capacité calorifique du fluide et la température de référence.

2- Écoulement diphasique avec changement de phase

Dans le cas d'un écoulement diphasique, l'approche décrite ci-dessus (système d'équation unique pour les deux phases à travers tout le domaine) nécessite la mise en place d'une équation de transport permettant de déterminer l'évolution de la position de l'interface au cours du temps. Les méthodes à transition de phase peuvent alors être exploitées pour définir le transport à l'interface liquide-vapeur. Ces méthodes sont répertoriées en deux catégories : les méthodes de suivi, où l'interface est identifiée directement selon une approche lagrangienne, et les méthodes de capture, où l'interface est identifiée selon une approche eulérienne [9]. Le premier type de méthodes présente des difficultés liées à la nécessité d'une structure variable du maillage, et à l'étendue et la complexité de l'interface [11]. La localisation d'une interface en mouvement est alors difficile d'accès. En contrepartie, les méthodes à capture d'interface peuvent être appliquées, à la fois, pour un maillage fixe ou variable [11]. De ce fait, l'identification de l'interface, considérée comme une variable de l'écoulement du fluide, est assurée par la résolution d'une équation d'advection (obtenue à partir de la conservation de la masse), et complétée par l'application d'une méthode de reconstruction (pour localiser l'interface au sein d'une maille donnée). Parmi ce type de méthodes eulériennes, figure la méthode du volume de fluide (Volume Of Fluid ou VOF). Il s'agit d'une technique assez simple à mettre en œuvre, utilisée pour simuler les écoulements diphasiques avec une surface libre, susceptible d'évoluer en fonction du temps [12]. Cette méthode semble alors bien adaptée pour simuler les transferts de chaleur et de masse au sein d'un thermosiphon, en complément aux méthodes de discrétisation classique comme la méthode des volumes finis. En effet, la méthode VOF, souvent utilisée dans les modèles numériques des écoulements diphasiques, offre divers avantages comme une bonne localisation de l'interface, une conservation de la masse adéquate et des oscillations parasites limitées, si l'algorithme de reconstruction est judicieusement choisi [9]. Le choix de ce dernier inclue les algorithmes MULES [13], isoadvect [14] et ROUNDS [15]. Il est ainsi possible de capter les mécanismes essentiels mis en jeu à l'interface liquide-vapeur, y compris la formation et l'évolution des bulles, la condensation et l'écoulement en film de Nusselt. Le processus de changement de phase liquide-vapeur est implémenté via l'incorporation de termes sources dans les équations de conservation.

Conformément à l'approche VOF, utilisée dans notre solveur, une cellule dans le domaine fluide peut contenir exclusivement du liquide, de la vapeur ou un mélange des deux phases. Chaque phase est localisée par le biais de sa fraction volumique notée respectivement par α_l pour le liquide et α_v pour la vapeur :

$$\alpha_l = \begin{cases} 0 & : \text{vapeur} \\]0,1[& : \text{mélange liquide – vapeur} \\ 1 & : \text{liquide} \end{cases}$$

L'interface liquide-vapeur est alors interceptée par la résolution de l'équation de continuité pour une seule phase (la phase liquide, en général) [9]. Les équations restantes sont considérées pour les deux phases à la limite de relaxation thermique et dynamique [16]. Les variables d'écoulement (u et P) et les caractéristiques thermiques (T) sont alors communs aux deux phases liquide et vapeur. Les propriétés thermo-physiques du mélange, notamment la masse volumique (ρ), la viscosité dynamique (μ), la capacité calorifique (pc_p) et la conductivité thermique (k), sont estimées à partir de moyenne des propriétés de chaque phase, pondérée par les fractions liquide et vapeur. Les principales hypothèses considérées, dans notre étude, sont :

- la phase vapeur est traitée comme un gaz parfait ;
- l'écoulement liquide est supposé incompressible ;
- l'ébullition nucléée est considérée dans le modèle de changement de phase liquide-vapeur ;
- l'interface liquide-vapeur est en quasi-équilibre thermique et thermodynamique local, même au cours du changement de phase.

L'équation de continuité de la phase liquide est donnée par :

$$\frac{\partial(\alpha_l \rho_l)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_l \rho_l \vec{u}) = S_m \quad (4)$$

Avec α_l et ρ_l sont, respectivement, la fraction volumique et la masse volumique du liquide. S_m est le terme source/puit due au changement de phase.

Une équation de continuité similaire peut être obtenue pour la phase vapeur, le terme source étant $-S_m$:

$$\frac{\partial(\alpha_v \rho_v)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_v \rho_v \vec{u}) = -S_m \quad (5)$$

α_v et ρ_v sont la fraction et la masse volumique de la phase vapeur.

S'agissant d'un écoulement diphasique d'un fluide pure, les fractions liquide et vapeur sont liées par :

$$\alpha_l + \alpha_v = 1 \quad (6)$$

En combinant les équations (4) et (5), on obtient une équation d'advection à l'interface, sous la forme :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha_l}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_l \vec{u}) = & \alpha_l \alpha_v \left[\frac{1}{\rho_v} \left(\frac{\partial \rho_v}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \rho_v \right) - \frac{1}{\rho_l} \left(\frac{\partial \rho_l}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \rho_l \right) \right] \\ & + S_m \left[\frac{1}{\rho_l} - \alpha_l \left(\frac{1}{\rho_l} - \frac{1}{\rho_v} \right) \right] + \alpha_l \nabla \cdot \vec{u} \end{aligned} \quad (7)$$

L'équation de conservation de la quantité de mouvement (2) devient, pour un écoulement diphasique :

$$\frac{\partial(\rho \vec{u})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u} \vec{u}) = \rho \vec{g} - \vec{\nabla} P + \vec{\nabla} \cdot [\mu (\vec{\nabla} \vec{u} + (\vec{\nabla} \vec{u})^T)] + \vec{F}_{CSF} \quad (8)$$

La masse volumique ρ et la viscosité dynamique μ du mélange liquide-vapeur sont respectivement données par :

$$\rho = \alpha_l \rho_l + \alpha_v \rho_v \quad (9)$$

$$\mu = \alpha_l \mu_l + \alpha_v \mu_v \quad (10)$$

$\vec{F}_{CSF}$ est la force continue considérant la capillarité et exprimée par [17] :

$$\vec{F}_{CSF} = \sigma_{lv} \frac{\alpha_l \rho_l \kappa_v \vec{\nabla} \alpha_v + \alpha_v \rho_v \kappa_l \vec{\nabla} \alpha_l}{0.5 (\rho_l + \rho_v)} \quad (11)$$

σ_{lv} est la tension superficielle and κ est la courbure de l'interface :

$$\kappa_l = -\kappa_v = -\nabla \cdot \left(\frac{\vec{\nabla} \alpha_l}{\|\vec{\nabla} \alpha_l\|} \right) \quad (12)$$

En tenant compte des équations (4) and (8), on obtient une équation elliptique de Poisson pour la pression :

$$\vec{\nabla} \cdot \left(\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} P \right) = -\frac{\partial(\vec{\nabla} \cdot \vec{u})}{\partial t} - \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot (\vec{u} \vec{u})) + \vec{\nabla} \cdot \vec{g} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot [\mu (\vec{\nabla} \vec{u} + (\vec{\nabla} \vec{u})^T)]) + \vec{\nabla} \cdot \vec{F}_{CSF} \quad (13)$$

L'équation de conservation de l'énergie est obtenue par :

$$\frac{\partial(\rho H)}{\partial t} + \nabla \cdot [(\rho H) \vec{u}] = \nabla \cdot (k \vec{\nabla} T) + S_E + \frac{dP}{dt} + \nabla \cdot [(\vec{\nabla} \vec{u} + (\vec{\nabla} \vec{u})^T) \cdot \vec{u}] \quad (14)$$

H est l'enthalpie du mélange liquide-vapeur, exprimée en fonction de la température par :

$$H = \frac{\rho_l c_{pl} \alpha_l + \rho_v c_{pv} \alpha_v}{\rho_l \alpha_l + \rho_v \alpha_v} (T - T_0) \quad (15)$$

Avec T_0 est une température de référence (généralement identifiée à la température de saturation T_{sat}) d'où :

$$H = \frac{\rho_l c_{pl} \alpha_l + \rho_v c_{pv} \alpha_v}{\rho_l \alpha_l + \rho_v \alpha_v} (T - T_{\text{sat}}) \quad (16)$$

La conductivité thermique k est donnée par :

$$k = \alpha_l k_l + \alpha_v k_v \quad (17)$$

k_l et k_v sont respectivement les conductivités thermiques des phases liquide et vapeur.

Les deux termes source S_m et S_E inclus dans les équations de conservation de la masse et de l'énergie permettent d'inclure la contribution du changement de phase, comme expliqué ci-après.

En effet, le terme source S_m de l'équation de continuité est donné par [1] :

$$S_m = \dot{m} \|\vec{\nabla} \alpha_v\| \quad (18)$$

Où $\dot{m}$ est le débit massique de changement de phase liquide-vapeur, exprimé, selon la théorie cinétique des gaz, par [18] :

$$\dot{m} = \frac{2\gamma}{2-\gamma} \sqrt{\frac{M}{2\pi R T_{\text{sat}}}} (P_v - P_l) \quad (19)$$

γ est un coefficient d'accommodation. Sa valeur peut varier de 0,01 à 1, selon l'application et le fluide caloporteur utilisé [1]. M est la masse molaire du fluide et R est la constante universelle des gaz. P_v et P_l désignent les pressions vapeur et liquide proche-interface.

En quasi-équilibre thermodynamique et en supposant que le changement de phase se fait à température constante, l'expression du terme source S_m devient [19] :

$$S_m = -\frac{2\gamma_e}{2-\gamma_e} \sqrt{\frac{M}{2\pi R T_{\text{sat}}}} (P_{\text{sat}} - P) \|\vec{\nabla} \alpha_v\| \quad \text{si } P \leq P_{\text{sat}} \text{ (évaporation)} \quad (20)$$

$$S_m = \frac{2\gamma_c}{2-\gamma_c} \sqrt{\frac{M}{2\pi R T_{\text{sat}}}} (P - P_{\text{sat}}) \|\vec{\nabla} \alpha_v\| \quad \text{si } P > P_{\text{sat}} \text{ (condensation)} \quad (21)$$

Dans les applications à changement de phase liquide-vapeur, les coefficients d'accommodation de l'évaporation γ_e et de la condensation γ_c sont supposés égaux, soit : $\gamma_e = \gamma_c = \gamma$ [1].

Les équations (20) et (21) ne permettent de gérer le changement de phase que si une interface existe déjà (c'est-à-dire $\|\vec{\nabla} \alpha_v\| \neq 0$). Afin de permettre un changement de phase (le cas échéant) même en l'absence d'interface, le modèle de Lee est utilisé dans des domaines de phase pure [20] :

$$S_m = -\beta_e \alpha_l (P_{\text{sat}} - P) \quad \text{si } P \leq P_{\text{sat}} \text{ (évaporation)} \quad (22)$$

$$S_m = \beta_c \alpha_v (P - P_{sat}) \quad \text{si } P > P_{sat} \text{ (condensation)} \quad (23)$$

Avec:

$$\beta_e = \frac{12 \gamma}{D_{sm}(2 - \gamma)} \rho_v \sqrt{\frac{M}{2 \pi R T_{sat}}} \quad (24)$$

$$\beta_c = \frac{12 \gamma}{D_{sm}(2 - \gamma)} \rho_l \sqrt{\frac{M}{2 \pi R T_{sat}}} \quad (25)$$

β_e et β_c sont appelés coefficients de relaxation, pour la conservation de la masse, respectivement pour l'évaporation et la condensation, qui doivent être bien ajustés afin d'améliorer simultanément la convergence et la précision de la solution [21]. D_{sm} est le diamètre moyen de « Sauter », une estimation de la taille des particules fluides (gouttelette de liquide ou bulle de vapeur) [22].

Il convient de mentionner que ces coefficients de relaxation temporelle β_e et β_c sont généralement fixés. Cependant, estimant les taux d'évaporation et de condensation lors du processus de changement de phase, ces paramètres ont un effet important dans la simulation du transport à l'interface et peuvent varier de 0,1 to 10^{-7} s^{-1} [23]. L'optimisation de leurs valeurs nécessite la prise en compte de plusieurs facteurs comme le processus de changement de phase, la taille du pas de calcul et les conditions expérimentales [22]. En effet, les résultats peuvent diverger lorsque le facteur β_e est trop grand, et une déviation de température se produit lorsqu'il est trop petit [23]. Certains auteurs ont tenté d'optimiser ces paramètres, dans la simulation du fonctionnement d'un thermosiphon, en fixant leurs valeurs [1] ou en les auto-ajustant numériquement [5]. Néanmoins, aucune stratégie parfaite n'a encore été établie. Comme suggéré par de nombreux auteurs [21-23], les valeurs de β_e et β_c ont été calculées, en première approximation, à l'aide des équations (19) et (20) (et en fixant $\|\vec{\nabla} \alpha_v\|$ à l'inverse de la taille typique d'une maille). Ceci est complété par un ajustement plus fin dans l'objectif d'améliorer la convergence et la stabilité numérique des solutions. Dans tous les cas, la proportionnalité aux densités de phase est toujours vérifiée : $\frac{\beta_e}{\beta_c} = \frac{\rho_v}{\rho_l}$. Pour l'eau comme fluide caloporteur, β_c and β_e sont respectivement fixés à $0,1 \text{ s}^{-1}$ and 10^{-5} s^{-1} [24].

La pression de la vapeur saturante est calculée en fonction de la température de saturation grâce à la formule de Clausius-Clapeyron :

$$\frac{P_{sat}}{P_0} = \exp \left(-\frac{M h_{lv}}{R} \left(\frac{1}{T_{sat}} - \frac{1}{T_0} \right) \right) \quad (26)$$

h_{lv} est la chaleur latente de vaporisation. T_0 et P_0 sont la température et la pression de référence.

Le terme source de l'équation de conservation de l'énergie est donné par :

$$S_E = S_m h_{lv} \quad (27)$$

Dans la paroi solide, le transfert de chaleur se fait par conduction :

$$\rho_w c_w \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (k_w \vec{\nabla} T) \quad (28)$$

ρ_w , c_w et k_w sont la densité, la capacité calorifique et la conductivité thermique du matériau de la paroi.

3- Conditions aux limites

Les équations décrites dans le paragraphe précédent sont complétées par les conditions aux limites suivantes :

- A l'évaporateur : au flux de chaleur imposé Q_{in} correspond une densité de flux de chaleur q_{in} :

$$-k_w \frac{\partial T}{\partial n} = q_{in} \text{ où } q_{in} = \frac{Q_{in}}{\pi D L_e} \quad (29)$$

D est le diamètre du thermosiphon et L_e est la longueur de l'évaporateur. $\vec{n}$ est le vecteur unitaire, normal à la surface limite et dirigé vers l'extérieur.

- Au condenseur : la chaleur est évacuée par effet convectif :

$$-k_w \frac{\partial T}{\partial n} = q_c \text{ où } q_c = \frac{Q_c}{\pi D L_c} \text{ et } Q_c = \pi D L_c h_c (T_c - T_\infty) \quad (30)$$

q_c et Q_c sont respectivement la densité de flux et le flux de chaleur dissipés au condenseur. L_c est la longueur du condenseur ; T_∞ est la température du fluide de refroidissement (susceptible de varier linéairement le long du condenseur) et h_c est le coefficient de transfert convectif au condenseur.

- En zone adiabatique, tout comme en surfaces supérieure et inférieure : pas d'échange de chaleur en cette région :

$$-k_w \frac{\partial T}{\partial n} = 0 \quad (31)$$

- A l'interface paroi/fluide :

$$\text{Continuité de la densité de flux} \quad -k_w \vec{n} \cdot \vec{\nabla} T = -k \vec{n} \cdot \vec{\nabla} T \quad (32)$$

$$\text{Adhérence à la paroi} \quad \vec{u} = 0 \quad (33)$$

$$\text{Gradient de pression nul} \quad \frac{\partial P}{\partial n} = 0 \quad (34)$$

En raison de la nature elliptique de l'équation de pression, celle-ci doit être décrite au moins en un point le long de la limite fluide/paroi. Un bon choix pour cet emplacement est un point sec à l'intérieur du thermosiphon, par exemple en haut de celui-ci. Dans ce cas, la pression est fixée à la pression de saturation à la température locale, en première estimation. Une correction de

cette pression est ensuite appliquée afin de garantir la conservation de la masse totale du fluide caloporteur. Ailleurs, une condition limite à gradient nul est définie.

Bien qu'il soit adimensionnel, le modèle développé est testé pour des cas bidimensionnels pour la 1^{ère} configuration (tableau 1). Dans ce cas, selon la direction (Oz) normale au plan du thermosiphon (Oxy) des conditions limites de flux nul sont appliquées pour toutes les variables (vitesse, pression, température, fraction liquide) (voir figures 1-d et 2-a). Pour la 2^{ème} configuration, il s'agit d'une géométrie cylindrique 3D imposée par la considération de l'inclinaison par rapport à la position verticale (voir figure 2-a).

4- Conditions initiales

Les conditions initiales se résument à :

- Pour la fraction liquide α_l :
 - $\alpha_l=1$ dans toutes les mailles occupées uniquement par du liquide : initialement, l'évaporateur est, en effet, à moitié rempli (Taux de remplissage=50%, en concordance avec les conditions expérimentales). De plus, un film fin de liquide est imposé en tapissant la paroi interne, pour assurer la stabilité des solutions numériques. Précurseur du mécanisme du retour du liquide vers l'évaporateur, ça permet, en particulier, d'éviter la divergence de la pression dans la résolution de l'équation (13). L'épaisseur de ce film correspond à celle d'un film de Nusselt résultant de la condensation sur un plan vertical en réponse à un gradient de température de 10°C [25].
 - $\alpha_l=0$ dans toutes les mailles restantes du domaine fluide (partie supérieure de l'évaporateur, zone adiabatique et condenseur), occupées par la vapeur.
- Pour la température T : dans tout le domaine, la température imposée initialement correspond à la température de fonctionnement ($\approx T_{sat}$), en concordance avec les données expérimentales.
- Pour la pression P : dans le domaine fluide, la pression est initialisée à la pression de saturation P_{sat} , évaluée à partir de la température de saturation T_{sat} (équation 26).

III- Traitement numérique

Dans ce paragraphe, on décrit les principales caractéristiques du solveur exploité dans cette étude. Les détails de la procédure de résolution numérique des équations décrites dans le paragraphe précédent sont aussi présentés. La méthode des volumes finis est une méthode de résolution numérique d'équations aux dérivées partielles. Elle est basée sur la représentation

des systèmes physiques par des volumes de contrôle. Le domaine étudié est alors scindé en un ensemble de volumes finis connectés. Cet ensemble de volumes (appelés aussi cellules) constitue une partition possible du domaine. L'ensemble des sommets, faces (identifiées par leur centre, aire et vecteur normal) et cellules (identifiées par leur centre et volume) issus de cette partition forme le maillage. Cette méthode est par essence conservative (sauf peut-être pour les termes sources) et présente l'intérêt d'être applicable à des cellules de forme quelconque.

Les méthodes de discrétisation consistent à approcher le système d'équations aux dérivées partielles par un système d'équations algébriques discret ; dans notre cas, un ensemble de cellules et de temps discrets.

L'approche de résolution couplée forme un système d'équations discrétisées où l'ensemble des inconnues (les champs des différentes variables) sont résolues simultanément ou par itération si la résolution se fait par bloc. Une approche ségréguée est, toutefois, préférée pour les simulations CFD (dynamique des fluides numérique). Chaque sous-ensemble d'équations est résolu séparément afin d'obtenir la solution pour une variable, comme la vitesse dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement. Mais la vitesse n'est pas la seule variable dans cette équation, il y a également la pression. Il est alors nécessaire de définir une stratégie de résolution, c'est-à-dire la manière selon laquelle on obtient les solutions et l'ordre dans lequel les équations sont résolues.

Les méthodes classiques de résolution des écoulements compressibles utilisent la masse volumique (entre autres) comme variable primaire ; la pression est calculée par la suite avec l'équation d'état. Cependant, pour les écoulements faiblement compressibles, dues aux faibles variations spatiales de la pression (c'est-à-dire lorsque la vitesse du fluide est bien plus faible que la vitesse du son), le couplage entre la pression et la masse volumique est faible. La performance de ces méthodes se dégrade et on peut s'interroger sur l'utilité et l'avantage de leur utilisation. A l'inverse, pour la simulation des écoulements incompressibles, la plupart des méthodes définissent et résolvent une équation pour la pression. La masse volumique est ensuite calculée à partir de l'équation d'état.

1- Algorithme de résolution du système d'équations

Afin de résoudre le système d'équation décrit dans le paragraphe II, le logiciel gratuit OpenFOAM (version 6 de 2018) [26] a été exploité. Il s'agit d'un outil de résolution numérique développé, à la base, pour résoudre les problèmes de dynamique de fluide (CFD), et s'appuyant

sur la méthode des volumes finis. Cet outil, décrit en détail plus loin, donne accès à toute une gamme de fonctionnalités permettant de simuler de nombreux processus : de l'écoulement de fluides complexes impliquant des réactions chimiques, la turbulence et le transfert thermique jusqu'à l'acoustique, la mécanique des solides et l'électromagnétisme. Utiliser OpenFOAM permet notamment de modifier et d'améliorer les solveurs pour les adapter au problème considéré. Dans le cadre de ce travail, un solveur de changement de phase extensible a été développé. Ce package permet la sélection à l'exécution de différentes formulations de changement de phase. Il est basé sur le code d'écoulement diphasique adiabatique à changement de phase `interPhaseChangeFoam` [27] et donne accès à de nombreuses fonctionnalités OpenFOAM (calcul parallèle MPI, différents modèles de turbulence, différents schémas de discrétisation, solveurs linéaires,...). En se basant sur le modèle de Hertz-Knudsen [18], Nous avons ajouté un nouveau modèle de changement. Ce logiciel permet ainsi de simuler divers processus de changement de phase dans un environnement unique. Nous avons également intégré l'équation de transport de chaleur et les termes sources de changement de phase couplés dans les équations de référence, ainsi que la compressibilité de la phase vapeur. La pression de saturation est ici considérée comme dépendante de la température selon l'équation (26). Le modèle complet est alors capable de simuler les transferts de chaleur et de masse au sein des écoulements diphasiques avec changement de phase et prendre en compte les principaux phénomènes impliqués dans le fonctionnement d'un caloduc de type thermosiphon.

Dans le code `interPhaseChangeFoam` d'origine, la pression est corrigée par variation hydrostatique ($P' = P - \rho g h_{eff}$). La tension superficielle est appliquée comme une force volumétrique au voisinage de l'interface, conformément à la méthode FCSF, suggérée par Brackbill [23]. Dans l'implémentation du solveur, la divergence de l'équation de quantité de mouvement est traitée de manière semi-discrétisée :

$$\mathbf{A}\vec{u} - \mathbf{H}(\vec{u}) \equiv \frac{\partial(\rho \vec{u})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u} \vec{u}) - \rho \vec{g} - \vec{\nabla} \cdot [\mu (\vec{\nabla} \vec{u} + (\vec{\nabla} \vec{u})^T)] - \vec{F}_{CSF} = -\vec{\nabla} P \quad (35)$$

$\mathbf{A}\vec{u}$ est un terme linéaire, fonction de la vitesse d'écoulement, impliquant des coefficients diagonaux ; $\mathbf{H}$ est une fonction incluant des coefficients et des constantes non diagonaux.

La vitesse est alors obtenue par :

$$\vec{u} = \frac{\mathbf{H}(\vec{u})}{A} - \frac{\vec{\nabla} P}{A} \quad (36)$$

Enfin, la divergence de la vitesse est donnée par :

$$\nabla \cdot \vec{u} = \nabla \cdot \left(\frac{\mathbf{H}(\vec{u})}{A} \right) - \nabla \cdot \left(\frac{\vec{\nabla} P}{A} \right) \quad (37)$$

Un bilan massique local est réalisé afin d'obtenir l'équation de Poisson (13) [28]. Cette équation de pression est résolue et le champ de vitesse est corrigé, de façon itérative, à chaque pas de temps, selon l'algorithme PIMPLE (méthode semi-implicite PISO) [29].

En introduisant l'équation (16) dans l'équation (14), on obtient l'équation de la chaleur. Cette dernière est simplifiée, en négligeant le travail volumique de la pression et les effets de dissipation visqueuse. Les flux de chaleur transmis par conduction et par convection sont, en effet, censés dominer dans les transferts thermiques au sein d'un thermosiphon. Cette approximation ayant été appliquée avec succès dans des études antérieures faisant intervenir le changement de phase [22, 46, 47], cette équation est résolue afin de mettre à jour le champ de température. En ce qui concerne le suivi de l'interface, l'équation d'advection (7) est résolue pour le champ de fraction volumique de liquide $\alpha_l \in [0, 1]$. Ce champ varie de 0, en phase vapeur, à 1, en phase liquide. Les équations décrites ci-dessus sont discrétisées par la méthode des volumes finis et résolues à chaque pas de temps selon l'algorithme décrit dans la figure 3. La résolution numérique des équations et la progression temporelle sont réalisées grâce à l'algorithme itératif PIMPLE, une combinaison des algorithmes PISO et SIMPLE. L'algorithme PIMPLE itère sur toutes les équations, à chaque pas de temps. Tout d'abord, l'équation (7) est résolue pour mettre à jour la position de l'interface et les propriétés du fluide. Ensuite, la vitesse est prédite à partir de l'équation (36). Le terme source de changement de phase (équation 27) est calculé pour permettre la résolution de l'équation de la chaleur (14) (en ignorant les deux derniers termes de droite). Le couplage pression-vitesse est ensuite réalisé par itérations PISO. À chaque pas de temps, la conservation de la masse totale au sein du thermosiphon est complétée par une correction de pression afin de prendre en compte la variation possible de la masse volumique due à la compressibilité.

2- Présentation de l'outil OpenFOAM

OpenFOAM (Open source Field Operation And Manipulation) est un ensemble de programmes codés dans le langage C++, développé par OpenCFD Ltd. [26] et distribué par la fondation OpenFOAM sous la licence GNU. C'est un logiciel libre et gratuit de calcul numérique appliqué à la mécanique des fluides (CFD). Il est principalement dédié à la résolution des équations de Navier-Stokes par la méthode des volumes finis et sur des géométries mono-, bi- ou tridimensionnelles. Le logiciel dispose d'un certain nombre de programmes préinstallés capables de résoudre ces équations pour différents problèmes. Ces programmes sont appelés « solveurs ». Comme l'utilisateur a accès au code source, il peut modifier ces solveurs implémentés par OpenFOAM et les adapter à ses besoins ou écrire son propre solveur.

L'outil OpenFOAM continue de susciter l'intérêt des chercheurs et des ingénieurs à travers le monde dans diverses applications impliquant la mécanique des fluides, les transferts thermiques, l'acoustique, la mécanique des solides et l'électromagnétisme.

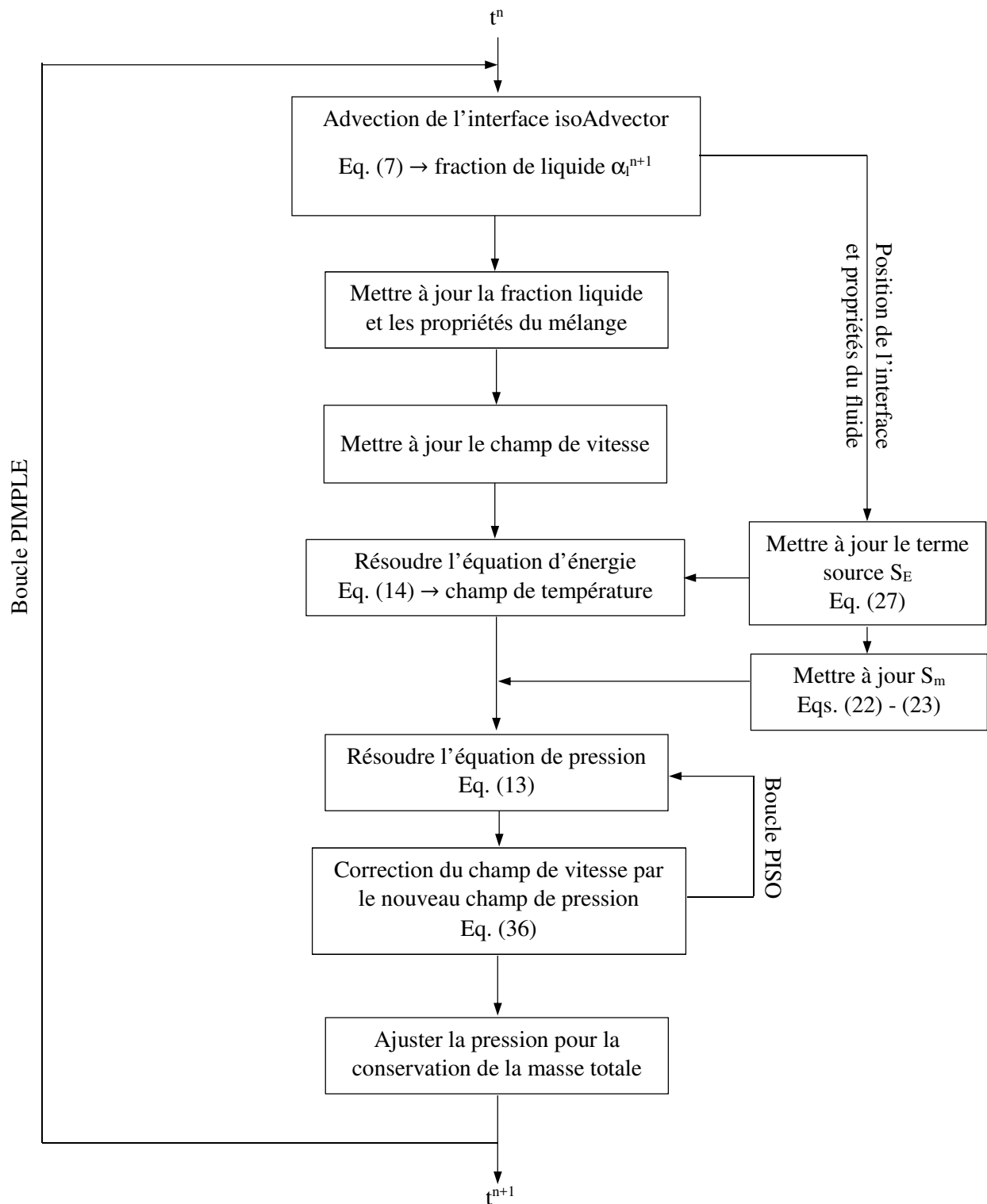


Figure 3 : Algorithme de résolution du solveur

OpenFOAM permet de créer des exécutables ou des applications qui peuvent être réparties en deux genres :

- les solveurs : ce sont des programmes conçus et utilisés afin de résoudre des problèmes spécifiques en mécanique des milieux continus.
- les utilitaires : ce sont des applications utilisés pour manipuler les données.

Ce logiciel offre aussi la possibilité de créer de nouveaux solveurs et utilitaires en exploitation des connaissances de base de la physique et des techniques de programmation. Des procédures de pré- et de post-traitement adéquates sont ainsi disponibles et faciles d'accès, en plus de la phase principale d'exécution du solveur dans un modèle CFD donné. Dans cet outil, ces procédures peuvent être réalisées avec des environnements dédiés présents sous forme d'utilitaires ; ce qui offre des possibilités d'interface garantissant une gestion cohérente des données. La structure générale du logiciel OpenFOAM est présentée dans la figure 4.

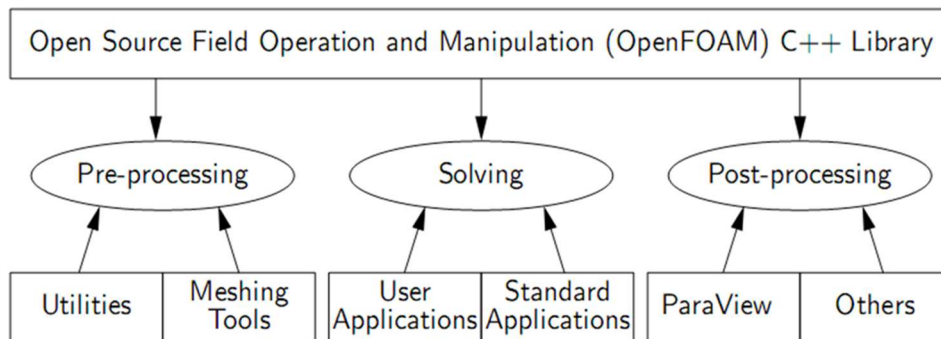


Figure 4 : Structure et utilitaires de l'outil OpenFOAM [27]

Les trois principales unités de la boîte à outils OpenFOAM sont :

- Les utilitaires de prétraitement offrent la possibilité de créer un maillage par l'application blockMesh (via le fichier blockMeshDict), ou de convertir un maillage à partir d'autres outils comme Gambit, Salomé ou Ansys...
- Le dossier Solveur inclue la programmation des équations, la définition des champs et des paramètres variables...
- Le post-traitement offre la possibilité de visualiser et de traiter les résultats, principalement, via le logiciel Paraview.

Pour aborder un problème CFD sous OpenFOAM, Les principales étapes se résument à :

1. Génération du maillage : Un domaine de calcul est construit et divisé en de plus petites cellules, en évitant le chevauchement, au sein desquelles le solveur détermine les valeurs du champ (en cellule ou sur les frontières entre les cellules). L'utilitaire de génération de maillage blockMesh fourni avec OpenFOAM constitue un outil accessible et fiable pour les géométries relativement simples.

2. Introduction des données : Les données d'entrée sont organisées dans un répertoire principal (figure 5). Le répertoire « system » inclue ainsi toutes les propriétés du solveur telles que : régime permanent ou transitoire, interpolation, schémas de discrétisation, intégration temporelle, etc. Les répertoires générés à chaque instant de simulation contiennent les valeurs de champ telles que la pression, la vitesse et les fractions liquide et vapeur. Aussi, les valeurs initiales et les conditions aux limites sont placées dans le répertoire « 0 ». Le répertoire « constant » inclue le modèle de turbulence, la dynamique du maillage et les propriétés physiques. Un sous-répertoire est créé pour la spécification du maillage (nommé polyMesh).
3. Solveur : un solveur numérique est nécessairement créé et testé pour résoudre l'ensemble des équations différentielles discrétisées sous une forme approchée.
4. Post-traitement : Il s'agit de l'interface utilisateur graphique (GUI) paraFoam fournie avec OpenFOAM associée au logiciel graphique paraView [27].

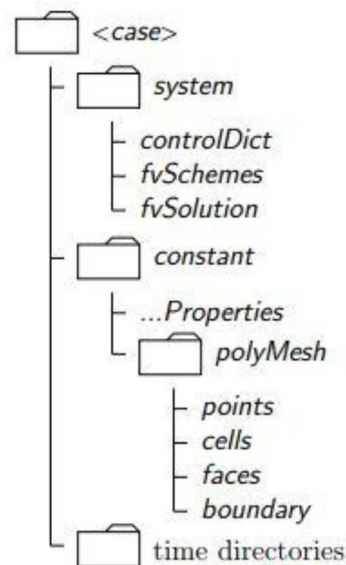


Figure 5 : Structure d'un cas de calcul OpenFOAM

3- Description du solveur

InterPhaseChangeFoam est un solveur permettant de simuler l'écoulement isotherme de deux fluides incompressibles, non miscibles, avec changement de phase. C'est basé sur la méthode VOF (Volume Of Fluide) afin de suivre la déformation de l'interface entre les deux phases au moyen d'une fonction phase (liquide) α_1 . Ce solveur résout les équations de Navier-Stokes aussi bien en régime laminaire qu'en régime turbulent. De plus, le changement de phase peut être représenté par trois modèles différents [26] : Kunz, Merkle et Schnerr-Sauer (modèle par défaut) ainsi que le modèle HertzKnudsen, implémenté dans le cadre d'un stage de fin d'études « ingénieur » à l'ENSMA-Poitiers.

Parmi les modifications apportées au solveur `interPhaseChangeFoam`, figure l'ajout de l'équation de la chaleur (équation (14)). Cette dernière définit bien la phase vapeur et la phase liquide avec des diffusivités thermiques différentes. Pour prendre en compte le changement de phase, un terme source (positif dans le cas de la condensation et négatif dans le cas de l'évaporation) est introduit, vérifiant l'équation (27).

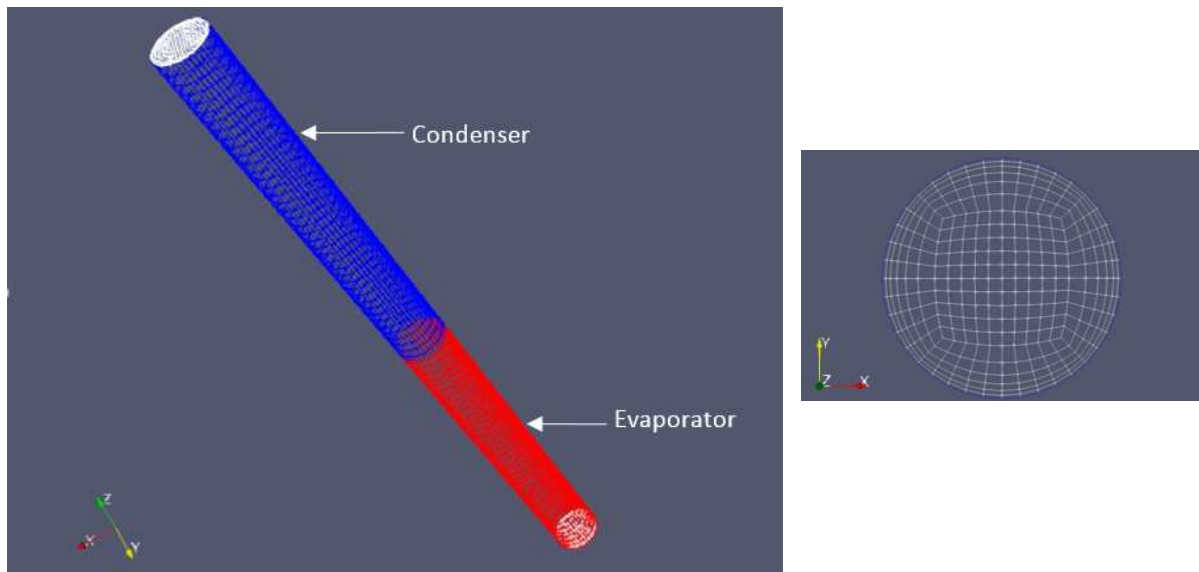
Le modèle standard de turbulence $k-\epsilon$ est considéré par défaut dans le solveur `interPhaseChangeFoam`. Ce modèle est souvent utilisé dans la simulation des écoulements diphasiques avec changement de phase [27]. La méthode (VOF), utilisée dans ce modèle, permet d'établir le gradient de la densité volumique au voisinage de l'interface. Ça génère un régime quasi-laminaire/transitoire, déclenché par une redistribution de l'énergie dans les directions horizontales, à proximité de l'interface [30]. De plus, les vitesses et les contraintes de cisaillement à l'interface dans un thermosiphon restent limitées, de sorte que l'écoulement diphasique est bien retracé par les modèles RANS (Reynolds averaged Navier-Stokes).

4- Maillage et critère de convergence

Pour les deux configurations de thermosiphon considéré, le domaine est discrétisé selon un maillage régulier avec `blockMesh`, le générateur de maillage d'`OpenFOAM`. Grâce à cet utilitaire, la géométrie est décomposée en blocs, qui peuvent être droits ou courbés. Le maillage est constitué d'un nombre donné de cellules hexaédriques. Pour ce faire, un fichier `blockMeshDict` est écrit et correctement configuré pour générer le maillage ciblé à partir de différentes régions du domaine et des conditions aux limites associées [27]. Afin de mieux capturer le transfert de chaleur à la paroi (création des bulles à l'évaporateur et formation d'un film de liquide au condenseur), le maillage est raffiné à proximité de la paroi (voir figure 1-c). On rappelle que la géométrie du thermosiphon dans la 2^{ème} configuration est tridimensionnelle, étant donné que le principal objectif est d'étudier l'effet de l'inclinaison sur ses performances thermiques (voir figure 6).

Le pas de temps est variable et adaptatif, basé sur le nombre de Courant. Ce dernier quantifie la dimension des cellules par rapport à la distance parcourue par l'écoulement pendant un pas de temps Δt et s'exprime par : $Co = u \Delta t / \Delta x$ dans le cas monodimensionnel (selon la direction de ox). Trois critères sont ainsi utilisés :

- le nombre de Courant du fluide : $Co < 0.5$;
- le nombre de Courant de l'interface $Co_\alpha < 0.1$;
- un pas de temps maximal : $\Delta t < 10^{-5}$ s.



**Figure 6 : Géométrie et maillage du thermosiphon de la deuxième configuration
(vue d'ensemble et section transversale)**

Le régime pseudo-stationnaire est atteint lorsque les paramètres estimés comme la température, pression et vitesse moyenne, dans les sections évaporateur, adiabatique et condenseur, sont quasiment constantes. Le critère de convergence de la solution est vérifié lorsque les fluctuations temporelles des paramètres simulés sont inférieures à 1 %. La figure 7 montre, par exemple, les variations temporelles de la température à des positions aléatoires dans les sections évaporateur et condenseur. Ça confirme clairement que l'état stationnaire est presque atteint après 30 s de simulation. Pour la plupart des cas de simulation, cela correspond à 30 à 60 s. Il faut plus de 15 jours avec un maillage d'environ 150 000 cellules, en utilisant un ordinateur (processeur à 16 cœurs, 5Ghz), pour obtenir une solution acceptable sur 30 s de temps de simulation.

IV- Résultats et discussion

Dans ce paragraphe, quelques résultats sont présentés et discutés, montrant la validité et la robustesse de l'approche de modélisation développée pour simuler le fonctionnement des caloducs de type thermosiphon. Comme on l'a mentionné plutôt, deux configurations sont considérées (voir les figures 1 et 2).

1- Etude de la sensibilité au maillage

Pour chaque configuration, un test de sensibilité au maillage a été effectué afin de vérifier le meilleur choix du nombre de cellules permettant de simuler de manière adéquate le comportement d'un thermosiphon.

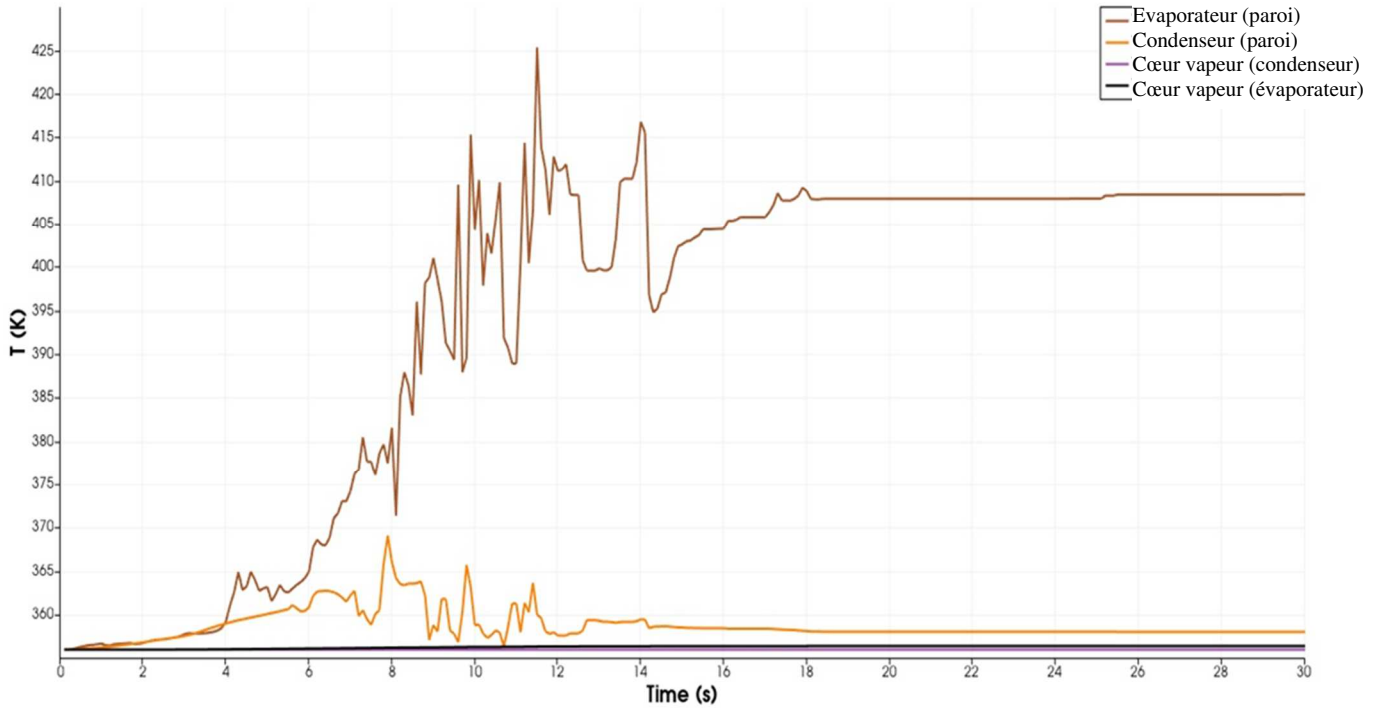


Figure 7 : Variations de la température au condenseur et à l'évaporateur en fonction du temps

Pour la première configuration (thermosiphon 1), trois cas sont proposés selon les dimensions du maillage : 56982, 70882 ou 107082 cellules. Les résultats obtenues montrent clairement que les deuxième (70882 cellules) et troisième (107082 cellules) maillages donnent pratiquement les mêmes valeurs de température moyenne (voir tableau 3). De plus, les erreurs relatives sont les plus faibles (<1 %) lorsque les valeurs de température moyenne estimée sont comparées aux données expérimentales (données entre parenthèses dans le tableau 3). Par conséquent, le maillage à 70882 cellules est sélectionné pour la simulation du comportement du thermosiphon de la configuration 1, tout en restant comparable aux données d'autres études [5, 6].

Tableau 3 : Résultats du test de sensibilité au maillage (configuration 1)

	Mesures expérimentales [5]	56982 cellules	70882 cellules	107082 cellules
$\bar{T}_e$ (K)	328,8	329,9 (0,33%)	329,6 (0,24%)	329,6 (0,23%)
$\bar{T}_a$ (K)	322,5	329 (2%)	324,7 (0,68%)	323,7 (0,37%)
$\bar{T}_c$ (K)	319,6	304,7 (4,66%)	315,8 (1,18%)	318,3 (0,39%)

Données entre parenthèses (en %): erreur relative: $\frac{|T_{CFD} - T_{Exp}|}{T_{Exp}} \times 100$ (températures en degré Kelvin)

$\bar{T}$: température moyenne ; indice : e= évaporateur, a=zone adiabatique, c= condenseur

Pour la deuxième configuration, les températures moyennes à l'évaporateur et au condenseur sont considérées pour comparer entre trois maillages à $(120, 150 \text{ ou } 180) \times 10^3$ cellules. Les résultats obtenus montrent que le raffinement du maillage, à plus de 150000 cellules, a un effet peu notable sur les valeurs estimées des températures (tableau 4). Les résultats obtenus sont assez acceptables en comparaison aux données expérimentales de Gou et al. [7]. La deuxième dimension de maillage (150130 cellules) est donc sélectionnée pour la suite de l'étude de la configuration 2.

**Tableau 4 : Résultats du test de sensibilité au maillage
(configuration 2 - $Q_{in}=100W$, $\theta=90^\circ$)**

	$\bar{T}_e$ (°C)	$\bar{T}_c$ (°C)
120250 cellules	88,9	73
150130 cellules	86,1	75,2
180300 cellules	85,75	75,7
Expérience [7]	84,4	75,5

2- Validation sur des exemples tests expérimentaux

Le modèle a été testé sur des cas tests expérimentaux décrits, respectivement, dans les tableaux 1 et 2, pour les deux configurations considérées (figures 1 et 2). La comparaison des résultats numériques aux résultats expérimentaux de Yao et al. [5] permet de confirmer la validité du modèle du thermosiphon développé dans le cadre de cette étude. La figure 8 montre, en effet, la bonne concordance entre les estimations par le modèle et les mesures expérimentales de la température, en régime permanent, le long du thermosiphon.

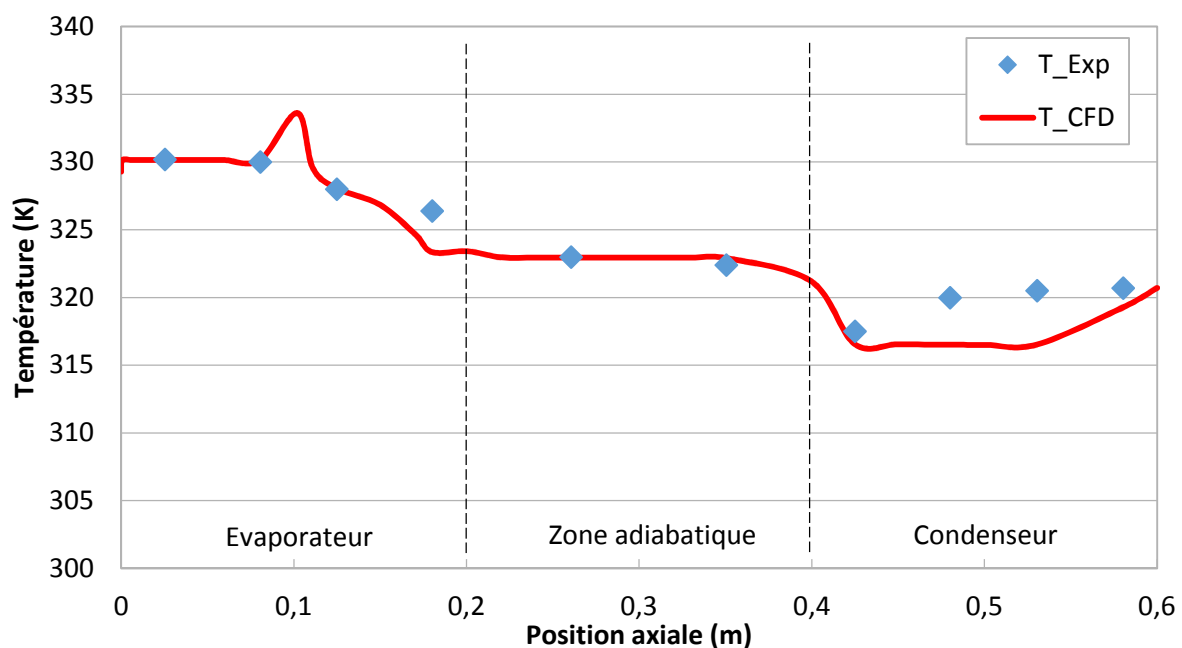


Figure 8 : Variation de la température le long du thermosiphon en régime quasi-stationnaire : comparaison entre le modèle et l'expérience [5] ($q_{in} = 15.95 \text{ kW/m}^2$, $T_{sat} = 329.8 \text{ K}$)

Les courbes de température simulée présentent la même tendance de variation que les mesures expérimentales à la paroi externe du thermosiphon. Une légère déviation est perceptible en partie supérieure de l'évaporateur. En effet, le liquide en bas du thermosiphon est le siège d'un transfert de chaleur par nucléation limité, ce qui peut expliquer l'augmentation de température particulièrement à l'interface liquide-vapeur. En augmentant la puissance de chauffage, la partie supérieure de la flaque liquide devrait bouillir violemment. Des observations similaires ont été discutées dans des études précédentes [5, 7]. Le transfert de chaleur est accru dans la zone de film mince (partie supérieure de l'évaporateur), ce qui entraîne une diminution de la température. Lorsque l'apport de chaleur augmente, la température de simulation dans l'évaporateur est légèrement supérieure aux mesures expérimentales (figure 8). Comme indiqué précédemment, dans la section adiabatique, la température est presque uniforme et égale à la température de saturation. Cette caractéristique est très bien prise en compte par le modèle. Au niveau du condenseur, la température diminue suite à l'extraction de la chaleur. Cependant, celle-ci est sous-estimée car des valeurs constantes du coefficient d'échange et de la température du fluide de refroidissement sont utilisées dans la simulation. Il convient également de noter que la température augmente à l'extrémité du condenseur pour se rapprocher de la température de saturation. Cela peut s'expliquer par deux raisons : d'une part, la température du fluide de refroidissement T_{∞} varie linéairement avec la position axiale, et la valeur la plus élevée se situe à l'extrémité du condenseur. D'autre part, le film du condensat devrait être plus fin au sommet du condenseur, ce qui entraînerait un échange thermique local plus faible et un taux de condensation du liquide plus faible. Comme indiqué précédemment, la procédure numérique nécessite, en effet, la prise en compte d'une pression de référence en haut du thermosiphon (fixée à la valeur de la pression de saturation), et mise à jour à chaque itération de la boucle PIMPLE en fonction de la température locale du fluide. En examinant de près les valeurs obtenues, les résultats de la simulation sont en bonne concordance avec les mesures expérimentales de température moyenne dans les trois sections (voir tableau 5). Les valeurs des erreurs relatives maximales sont respectivement de 0,84% ; 0,68% et 1,19% dans les trois régions, ce qui confirme la validité du modèle numérique développé. Les valeurs de pression calculées dans le condenseur sont également comparables aux données de pression mesurées : l'erreur relative maximale est de 2,69%.

Tableau 5 : Comparaison entre les mesures expérimentales et les résultats de la simulation

		Expérience				Simulation CFD			
		$\bar{T}_e$ (K)	$\bar{T}_a$ (K)	$\bar{T}_c$ (K)	P_c (Pa)	$\bar{T}_e$ (K)	$\bar{T}_a$ (K)	$\bar{T}_c$ (K)	P_c (Pa)
Thermosiphon 1 [5]	Cas 1	328.8	322.5	319.6	11,956	329.6 (0.24%)	324.7 (0.68%)	315.8 (1.19%)	12,278 (2.69%)
	Cas 2	337.8	329.8	326.1	17,013	340.6 (0.83%)	329.6 (0.06%)	324.7 (0.43%)	16,991 (0.13%)
Thermosiphon 2 [6]		319.8	312.1	307.8	35,540	322.5 (0.84%)	313.2 (0.35%)	305.1 (0.88%)	35,438 (1.98%)

Données entre parenthèses (en %) : erreur relative calculée par $\frac{|T_{CFD} - T_{Exp}|}{T_{Exp}} \times 100$

Selon la même approche, on a pu valider le modèle développé pour la deuxième configuration du thermosiphon. En effet, le même constat a été opéré que pour la configuration 1, comme le montre la figure 9. En effet, la même tendance de variation le long du thermosiphon est observée en observée si on compare les résultats numériques aux mesures de température expérimentales de Gou et al. [7].

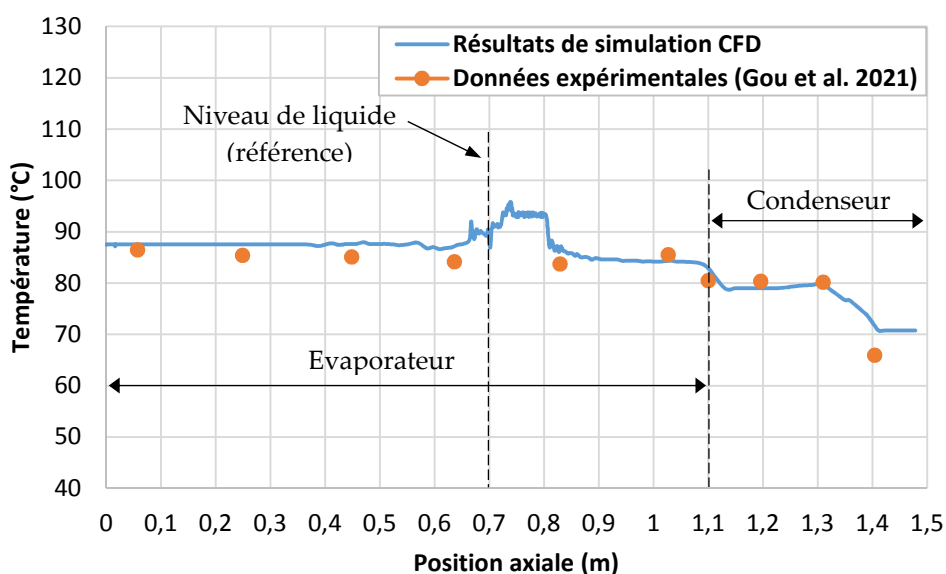


Figure 9 : Validation du modèle pour la deuxième configuration - Comparaison entre résultats de simulation et données expérimentales ($Q_{in} = 100W$; position verticale [7]).

Il est utile de noter que la température en bas de l'évaporateur, où se trouve le liquide, est bien estimée. En revanche, des fluctuations numériques sont perceptibles en haut de l'évaporateur, qui restent limitées (moins de 1 °C pour des positions axiales successives). Ceci est associé à la formation de bulles et à la génération de vapeur dans la région située au-dessus de l'interface liquide-vapeur. Les températures tracées sont, en effet, déduites des résultats de simulation à la frontière fluide-solide. Un niveau de liquide de référence est défini pour la position verticale (θ

= 0), obtenu à partir du taux de remplissage de l'évaporateur (48%). Au condenseur, la température de paroi est surestimée par rapport aux mesures expérimentales, en particulier en haut du condenseur (figure 9). Ceci peut s'expliquer par la considération dans le modèle d'un coefficient d'échange et d'une température du fluide de refroidissement constants.

Le modèle du thermosiphon a été exploité pour simuler les transferts de chaleur et de masse pour deux configurations. Dans la suite, on décrit l'essentiel des résultats obtenus permettant d'analyser l'écoulement et les caractéristiques d'échange thermique.

3- Analyse de l'écoulement et des effets du changement de phase (configuration 1)

Afin d'étudier les effets du changement de phase sur la distribution liquide et vapeur au sein du thermosiphon, l'évolution de la fraction liquide est tracée au cours du temps, dans la section évaporateur (Figure 10). Dès les premiers pas de temps (4 à 8 s de simulation), la condensation entraîne une accumulation de liquide dans l'évaporateur. Par conséquent, le niveau de liquide augmente jusqu'à atteindre toute la longueur disponible de la zone chauffée. Le condensat progresse le long de la paroi interne du TPCT, comme illustré sur la dernière image de la figure 10. Ceci assure la continuité de l'irrigation liquide de l'évaporateur. Avant que l'ébullition nucléée ne se manifeste, le film liquide qui mouille initialement le condenseur et la paroi adiabatique s'étend continuellement sous l'effet de la gravité vers l'évaporateur. Ensuite, des bulles de vapeur commencent à se former dans la partie supérieure de l'évaporateur, car la température de saturation devrait y être inférieure à celle du bas. La croissance des bulles est ensuite accélérée jusqu'à ce qu'elles atteignent le ménisque séparant les phases liquide et vapeur, vers la section adiabatique. La quantité de vapeur augmente à l'évaporateur, ce qui engendre l'épaississement du film de condensat pour assurer l'équilibre massique. La quantité de liquide diminue ensuite, mais elle est rapidement compensée par la chute du film liquide provenant du condenseur. À l'approche de l'état stationnaire, le niveau de liquide est presque stabilisé à mi-hauteur de l'évaporateur. Cependant, la formation de bulles est limitée à la partie supérieure du liquide accumulé en bas du thermosiphon. Lorsque les bulles activées montent et coalescent pour atteindre l'interface, un écoulement en bouchon est généré. Le schéma de vaporisation est alors bien décrit, généralement lié à un écoulement en bouchon d'une seule bulle (en particulier, à faible pression de saturation), comme illustré dans la figure 10 entre les instants 9 et 9,7 s. Ceci a été déjà constaté dans la littérature [1, 21, 22].

L'installation du film liquide long de la paroi interne du thermosiphon assure la continuité du cycle de changement de phase liquide-vapeur. En effet, la rupture de ce film, à l'évaporateur ou en partie inférieure de la section adiabatique, peut entraîner un déséquilibre du fonctionnement du caloduc. Un assèchement local est alors observé et la température de la paroi de l'évaporateur subit, en conséquence, une augmentation significative. Ainsi, le modèle de simulation numérique développé permet de tenir en compte les phénomènes complexes et combinés mis en jeu dans le fonctionnement d'un thermosiphon, y compris le changement de phase, les transferts de chaleur et de masse et la dynamique des écoulements diphasiques.

La simulation et le suivi de la croissance d'une bulle de vapeur dans le liquide en bas de l'évaporateur a été abordée par plusieurs chercheurs [1, 21]. Pour cela, un nombre de confinement Co_f est défini par le rapport entre la taille primaire d'une bulle λ_c et le diamètre du tube enveloppe D_i [31] :

$$Co_f = \frac{\lambda_c}{D_i} = \frac{1}{D_i} \sqrt{\frac{\sigma_{lv}}{(\rho_l - \rho_v)g}} \quad (38)$$

Un nombre de confinement élevé ($Co_f \sim 1$) indique une grande taille de bulle susceptible de remplir toute la section transversale du thermosiphon et s'étendre sur une longueur plusieurs fois supérieure à son diamètre. Au contraire, une faible valeur de Co_f ($Co_f \ll 1$) peut engendrer la génération de petites bulles dans un espace de liquide relativement étendu. Un écoulement en tube non confiné est conventionnellement probable pour $Co_f < 0,3$ [38]. Dans notre cas, le nombre de Co_f est proche de 0,13. La taille des bulles est faible à intermédiaire, comme le montre la figure 10. L'effet geyser, où les bulles en nucléation se développent rapidement et peuvent piéger un certain volume de liquide au-dessus, peut alors être évité. En effet, la génération et la coalescence des amas de bulles, à des tailles adéquates par rapport au diamètre du tube, est prévu au vu des paramètres géométriques et opérationnelles de ce caloduc.

Dans cette étude, nous avons tenté de suivre typiquement la croissance des bulles à partir des contours de fraction liquide en fonction du temps. La taille moyenne des bulles a effectivement été mesurée à partir de la distribution des deux phases en bas de l'évaporateur. Depuis son activation jusqu'à sa disparition, la figure 11 montre la variation de la taille des bulles en fonction du temps. La courbe obtenue inclue deux phases. Dans la première étape, le diamètre moyen des bulles est faible et quasiment constant, tandis qu'il augmente constamment en seconde étape. Cela présente la même tendance de variation que la courbe expérimentale obtenue par Wang et al. [1].

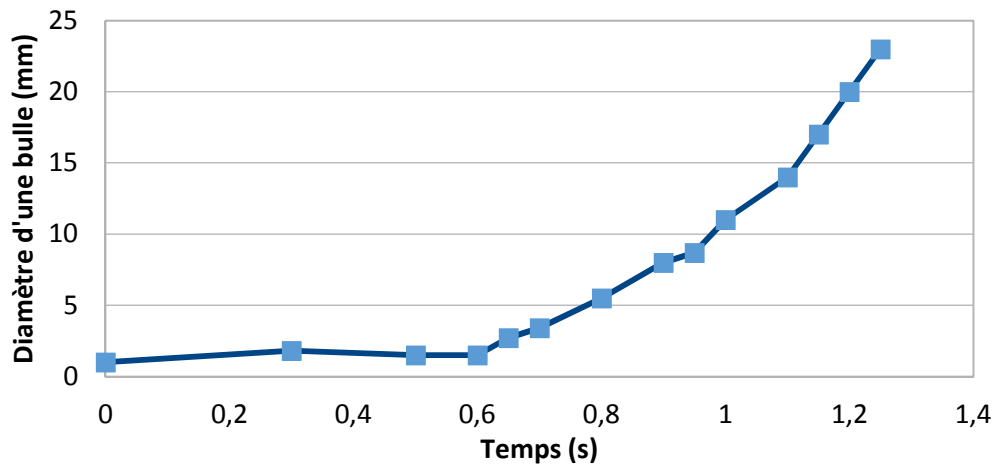


Figure 11 : Variation de la taille des bulles en fonction du temps

Afin de caractériser les effets du changement de phase sur l'écoulement du fluide, nous avons également tracé le champ de vitesse au niveau de l'évaporateur pendant la croissance de la bulle ($t = 14,8$ s) (figure 12-a). Du blanc au noir en passant par les indicateurs de couleur grise, plus la flèche est foncée, plus la valeur de vitesse est élevée (voir la légende de la figure 12). Les régions rouges et bleues correspondent respectivement à la distribution de la vapeur et du liquide à l'intérieur du thermosiphon. Le tracé montre que la bulle de vapeur, entourée de liquide, croît et remonte par effet de flottabilité de la vapeur. Les vecteurs de vitesse de la vapeur y sont alors principalement orientés vers le haut. Le liquide environnant génère, en conséquence, un phénomène de recirculation. Une zone de recirculation est également observée au-dessus du ménisque, entraînant une vaporisation à cet endroit. À l'état stationnaire (figure 12-b), la même zone de recirculation au-dessus du ménisque est observée et la vapeur obtenue s'écoule vers le condenseur via la section adiabatique.

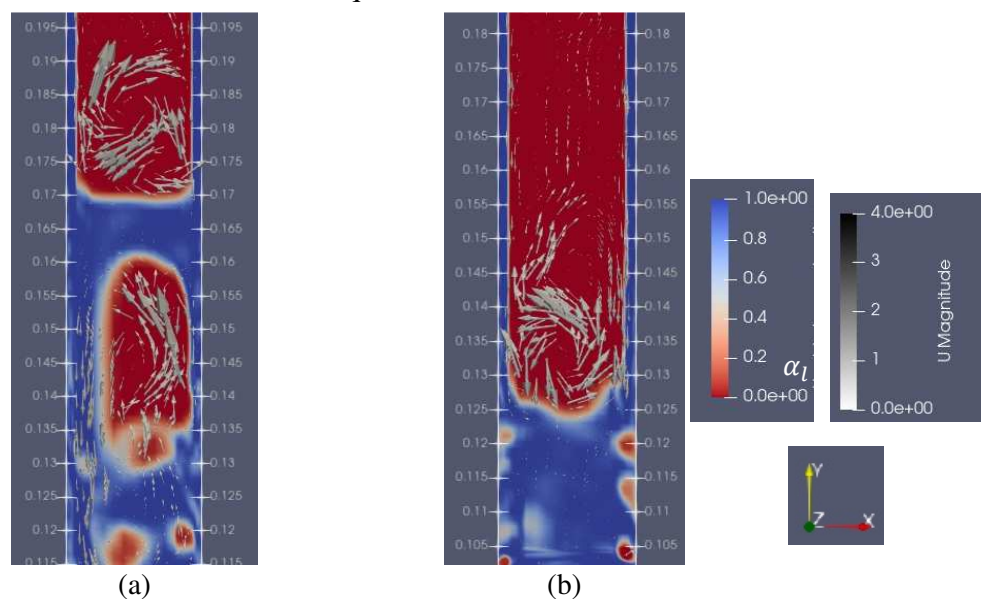


Figure 12 : Champ de vitesse à l'évaporateur (a) $t=14,8$ s (b) régime stationnaire

La figure 13-a illustre la distribution des vitesses dans cette zone. Dans la région vapeur, les vecteurs de vitesse sont orientés vers le haut, vers le condenseur, tandis qu'un écoulement à contre-courant est observé à travers le film liquide descendant vers l'évaporateur. Au niveau du condenseur, une zone de recirculation est créée au sommet du thermosiphon : la vapeur rencontre le film liquide, près de la paroi interne, et se condense sous l'effet de la différence de température entre les deux phases (figure 13-b). Le condensat descend ensuite du condenseur vers l'évaporateur, formant un film liquide mince et stable.

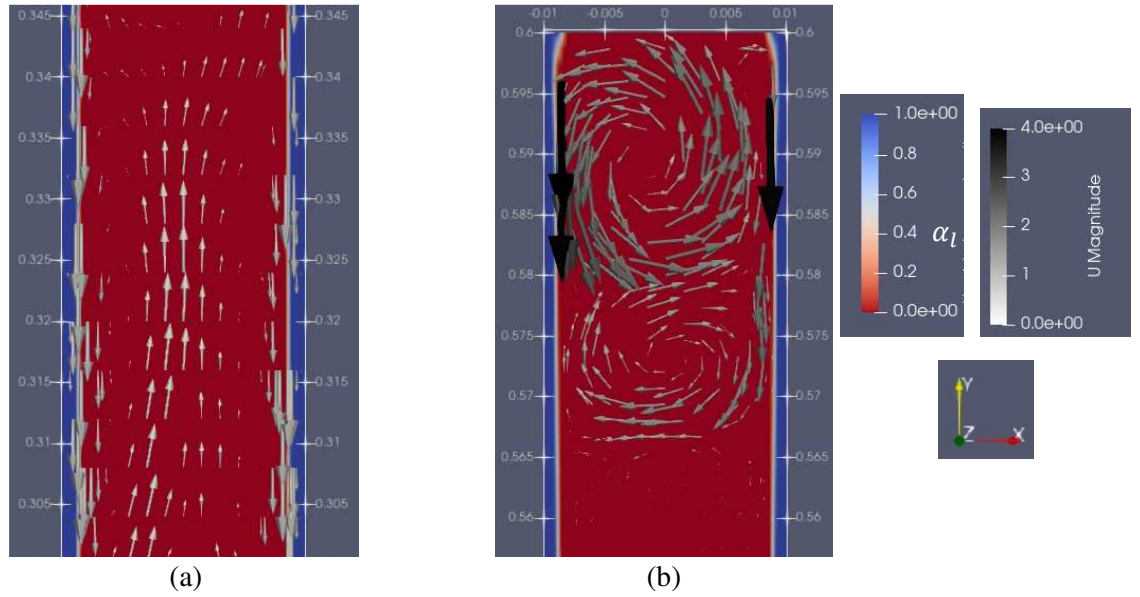


Figure 13 : Champ de vitesse en zone adiabatique (a) et en haut du condenseur (b)

La simulation numérique développée et discutée dans ce travail permet de prédire assez fidèlement les principaux phénomènes impliqués dans l'écoulement diphasique avec changement de phase liquide-vapeur à l'intérieur d'un thermosiphon.

4- Analyse des effets des conditions opératoires dans la configuration 2

Le modèle numérique développé a été aussi exploité afin d'étudier l'effet des conditions de fonctionnement sur les performances thermiques d'un thermosiphon (décrit dans la figure 2). L'étude est particulièrement focalisée sur les effets de la puissance de chauffage imposée (Q_{in}) et l'angle d'inclinaison (θ). À cette fin, le coefficient de transfert thermique équivalent (h_e , à l'évaporateur) et la résistance thermique globale (R_{Th}) sont respectivement calculés comme suit:

$$h_e = \frac{Q_{in}}{\pi D L_e (\bar{T}_e - T_{sat})} \quad (39)$$

$$R_{Th} = \frac{\bar{T}_e - \bar{T}_c}{Q_{in}} \quad (40)$$

D est le diamètre du thermosiphon ; L_e est la longueur de l'évaporateur. $\bar{T}_e$ et $\bar{T}_c$ sont les température moyenne respectivement à l'évaporateur et au condenseur. T_{sat} est la température de saturation.

Selon la plupart des études antérieures, le fonctionnement et les performances d'un thermosiphon peuvent être affectés par de nombreux paramètres, notamment la géométrie et les dimensions de l'enveloppe, le fluide caloporteur, les conditions d'échange thermique au condenseur, la puissance de chauffage à l'évaporateur et l'angle d'inclinaison [32].

Les figures 14 et 15 illustrent, à l'état stationnaire, les variations de la température le long du thermosiphon pour diverses inclinaisons (de la position verticale $\theta=90^\circ$ à la position quasi-horizontale $\theta=0^\circ$) à deux puissances de chauffage différentes ($Q_{in}=100W$ et $300W$, respectivement). Lorsque cette dernière (Q_{in}) augmente, les courbes de température présentent moins d'oscillations numériques. La différence de température entre les extrémités du thermosiphon (l'évaporateur en bas et le condenseur en haut) augmente en conséquence. À $100 W$, la température de la paroi le long du thermosiphon n'est que légèrement affectée par l'angle d'inclinaison (figure 14). Les effets de l'angle d'inclinaison deviennent plus perceptibles lorsque l'apport de chaleur augmente (figure 15). Dans ce cas, la distribution de température peut être subdivisée en trois parties : la première correspond à la partie inférieure de l'évaporateur (un bassin de liquide s'y situe), et la température est uniforme. On observe d'importantes fluctuations de température en haut de l'évaporateur (un film liquide s'écoule sur la paroi interne) dans la deuxième partie des courbes. Ceci est dû à l'évaporation en film mince, qui peut être amplifiée par l'augmentation de l'apport de chaleur. La dernière partie concerne la section du condenseur, où la température de la paroi est la plus basse et presque uniforme.

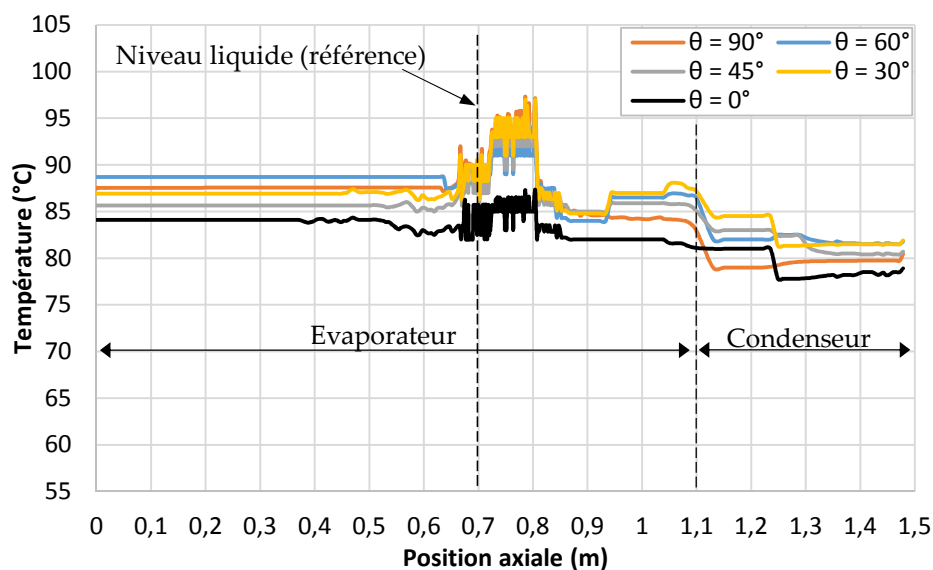


Figure 14 : Distribution axiale de la température en fonction de l'inclinaison θ ($Q_{in}=100W$)

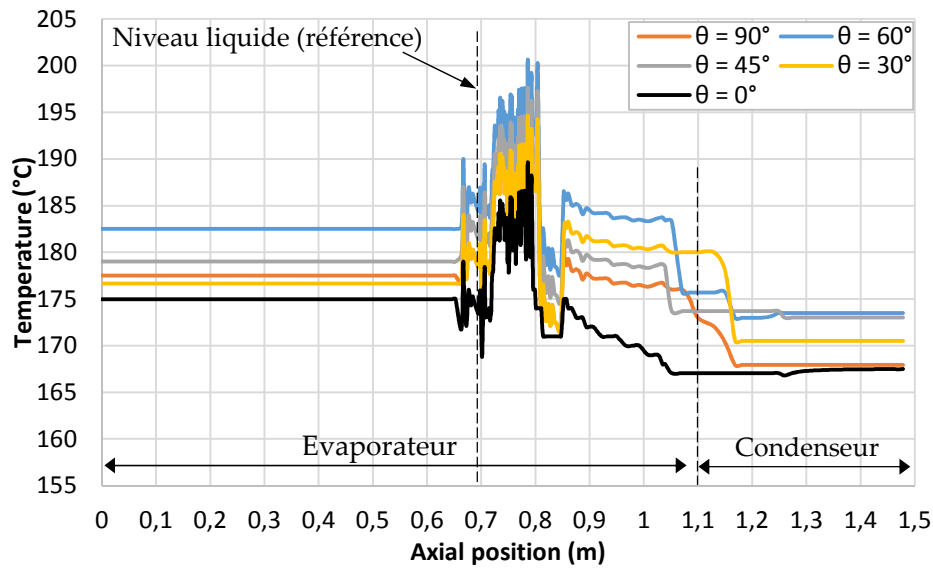


Figure 14 : Distribution axiale de la température en fonction de l'inclinaison θ ($Q_{in}=300W$)

À partir des valeurs de température estimées le long du thermosiphon, nous avons calculé le coefficient de transfert de chaleur équivalent h_e (équation 39) et la résistance thermique globale (équation 40) pour tous les cas considérés. Pour la position verticale ($\theta=90^\circ$), la figure 15 montre la variation de ces paramètres de transfert thermique (h_e) et (R_{Th}) en fonction de la puissance d'entrée (Q_{in}). Le coefficient d'échange équivalent à l'évaporateur est presque constant pour un apport de chaleur relativement faible ($Q_{in} < 100W$). Au-delà de 100W, sa valeur augmente considérablement pour atteindre 500 W/m²K. Ceci peut s'expliquer, d'une part, par l'augmentation du taux d'évaporation et, d'autre part, par le fait que lorsque la température de saturation augmente, la pression peut varier plus rapidement le long du TPCT et favorise ainsi un débit de vapeur plus important (voir équation (26)).

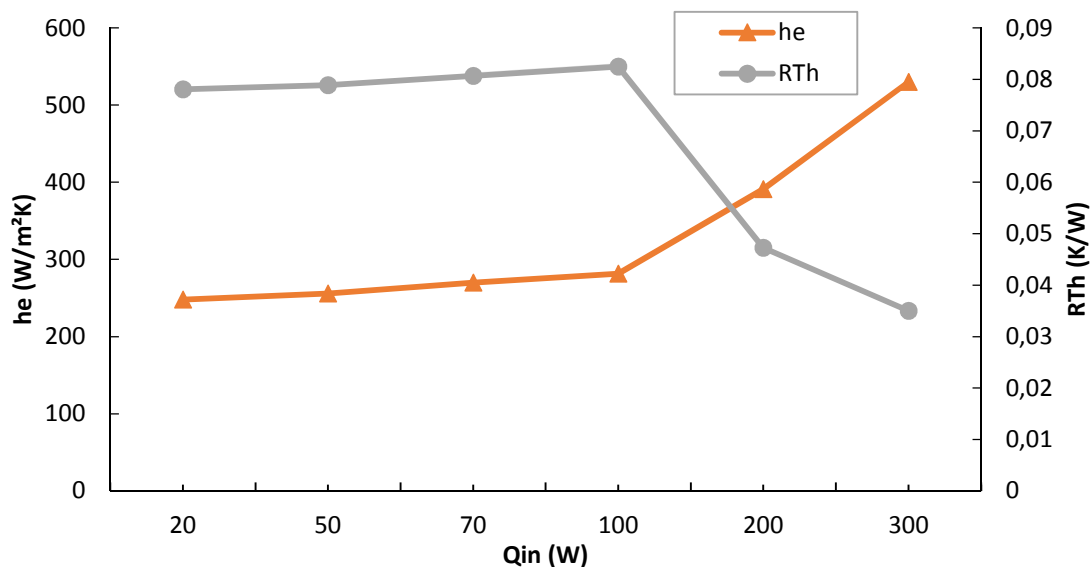


Figure 15 : Variation des paramètres d'échange thermique en fonction de la puissance Q_{in}

La résistance thermique globale du thermosiphon est presque constante et élevée pour ($Q_{in} < 100W$). Alors qu'elle diminue significativement à 0,04 et 0,03 K/W, respectivement, pour une puissance Q_{in} de 200 et 300 W. Cela confirme que le transfert de chaleur s'améliore pour des niveaux de puissance thermique assez élevés (200-300 W).

L'effet de l'angle d'inclinaison par rapport à l'horizontale θ a été aussi examiné. La figure 16 illustre la variation de la résistance thermique globale (R_{Th}) en fonction de l'angle θ pour différentes valeur de la température de fonctionnement ($T_{sat} = 80, 130$ ou 175 °C).

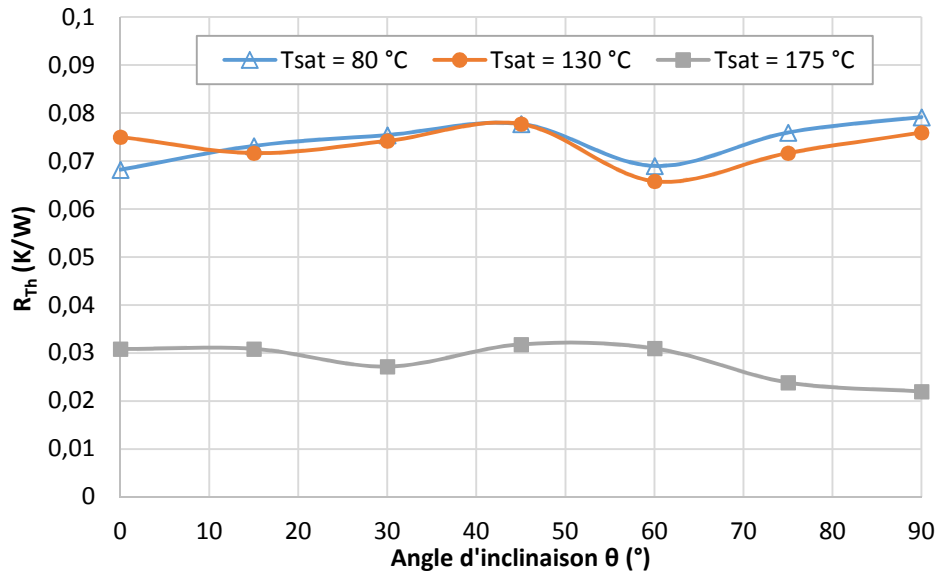


Figure 16 : Variation de la résistance thermique globale en fonction de l'inclinaison

On remarque, en particulier, que la valeur optimale de l'angle d'inclinaison est 60° , pour $T_{sat} < 150$ °C, offrant les meilleures conditions d'échange avec une valeur minimale de la résistance thermique globale R_{Th} . En effet, la composante de la force motrice au sein d'un thermosiphon est minimale lorsque l'angle d'inclinaison θ est faible (voir équation (8)). Il en résulte que le fluide caloporteur peine à retourner à l'évaporateur, ce qui affecte le taux de conversion liquide-vapeur. Les performances de transfert thermique sont, par conséquent, altérées. Lorsque l'angle d'inclinaison augmente, en se rapprochant de la verticale, l'écoulement diphasique se situe dans les couches supérieure et inférieure, qui (en raison de la stratification) interagissent peu l'une avec l'autre : la force de cisaillement devient alors plus faible. En zone de condensation, la vitesse relativement élevée de la vapeur saturée engendre une baisse de la résistance globale de l'écoulement liquide. Notons, par ailleurs, que l'absence de la zone adiabatique pour cette deuxième configuration entraîne un faible effet de la gravité sur la répartition du film liquide. L'influence de la résistance thermique est faible, et le transfert thermique est moins efficace à des angles d'inclinaison élevés (près de la verticale) et à faible puissance. Pour des valeurs de Q_{in} plus élevées et une température de fonctionnement

($T_{\text{sat}} > 150^{\circ}\text{C}$), la résistance thermique la plus faible est obtenue en position verticale ($\theta = 90^{\circ}$), ce qui nécessite une force motrice plus importante pour compenser les pertes de charge dues au cisaillement et à l'entraînement.

V- Conclusions

Dans ce chapitre, le résumé des travaux de recherche réalisés au LESTE en collaboration avec la branche Thermique de l'Institut Pprime (ENSMA-Poitiers) a été présenté. Dans ce cadre, un modèle du thermosiphon a été développé en tenant compte des différents phénomènes qui interviennent dans son fonctionnement. La méthode du volume de fluide (VOF) a été considérée en association avec un modèle de changement de phase basé sur la pression. En utilisant la bibliothèque OpenFOAM, les équations régissant les transferts de chaleur et de masse à l'intérieur d'un thermosiphon ont été résolues, puis les données obtenues ont été traitées en utilisant l'utilitaire Paraview. Deux configurations classiques de thermosiphon de forme cylindrique ont été considérées. Les résultats de simulation ont d'abord été comparés aux données expérimentales d'autres auteurs. Une bonne concordance a été constatée pour la distribution de température le long de la paroi externe. Les valeurs de résistance thermique et de température moyenne sont également comparables. L'analyse de la fraction liquide au sein du thermosiphon a montré que la formation de bulles se situait dans la partie supérieure de l'évaporateur, pour des densités de flux de chaleur entre 12 et 16 kW/m². Le film liquide, résultant de la condensation de la vapeur, était stable le long de la paroi interne du condenseur, jusqu'à l'évaporateur. La taille des bulles a été suivie depuis leur activation jusqu'à leur disparition au ménisque. L'évolution obtenue présente les mêmes tendances dynamiques que les résultats des essais expérimentaux d'études antérieures. L'activation des sites de nucléation devient quasiment stable lorsque l'état pseudo-stationnaire est atteint. On observe également un écoulement en forme de bouchon, les bulles activées s'élevant et coalesçant avant d'atteindre l'interface.

Pour la deuxième configuration caractérisée par l'absence de la zone adiabatique, l'étude est particulièrement focalisée sur les effets de la puissance de chauffage et l'angle d'inclinaison. D'après les résultats obtenus, les effets de l'angle d'inclinaison sur la température étaient plus importants lorsque l'apport de chaleur augmentait. La distribution de la température le long du thermosiphon a montré une stratification marquée lorsque l'angle d'inclinaison ou la puissance de chauffage augmentait. Les mécanismes du transfert thermique impliqués dans le fonctionnement du thermosiphon peuvent, en effet, varier en fonction du niveau de chauffage

imposé. En effet, la conduction serait prédominante à faible apport de chaleur, tandis que le changement de phase et les échanges convectifs devraient avoir un effet encore plus significatif à puissance de chauffage élevée. Il a également été démontré que pour une température de fonctionnement inférieure à 130 °C, l'angle d'inclinaison optimal θ était d'environ de 60°, alors qu'il atteignait près de 90° (position verticale) pour des températures plus élevées (supérieures à 150 °C). Pour une température intermédiaire (50-130 °C), un angle d'inclinaison de 60° est recommandé pour obtenir une résistance thermique relativement faible et un bon transfert thermique le long du thermosiphon.

Le modèle numérique développé dans ce travail a démontré son efficacité pour capturer les principaux phénomènes impliqués dans le fonctionnement du thermosiphon et la topologie de l'écoulement sans recourir à des moyens artificiels pour déclencher la nucléation ou la condensation. Des études complémentaires seront menées pour étudier les effets des principaux paramètres de fonctionnement (taux de remplissage, température de fonctionnement, apport de chaleur, angle d'inclinaison...) sur le comportement thermique et les performances d'un caloduc. Il est ensuite possible de tester numériquement des géométries innovantes du thermosiphon. Ce modèle numérique peut également être exploité pour la simulation d'autres problèmes impliquant des écoulements diphasiques avec changement de phase en bassin ouvert ou sous vide. Enfin, pour limiter les effets des oscillations numériques et des courants parasites, la mise en œuvre de méthodes de reconstruction de haute précision et de schémas de flux convectifs permettra d'améliorer le modèle de simulation lors de travaux futurs.

Références

- [1] Wang X, Wang Y, Chen H, Zhu Y. A combined CFD/visualization investigation of heat transfer behaviors during geyser boiling in two-phase closed thermosyphon. *International Journal of Heat and Mass transfer*. 121:703-14, 2018.
- [2] Xu Z, Zhang Y, Li B et al. The influences of the inclination angle and evaporator wettability on the heat performance of a thermosyphon by simulation and experiment. *International Journal of Heat and Mass transfer*. 116:675-84, 2018.
- [3] Mantelli MBH. *Thermosyphon and Heat Pipes: Theory and Applications*, 1st ed. Springer Nature Switzerland, 2021.
- [4] Lataoui Z, BenSelama, AM. Modelling of heat and mass transfer in a two-phase closed thermosyphon. *Energy*. 313: 133851, 2024.
- [5] Yao H, Ye Ch, Wang Y et al. Numerical investigation of the heat and mass transfer performance of a two-phase closed thermosiphon based on a modified CFD model. *Case studies in Thermal Engineering*. 26: article 101155, 2021.
- [6] Min W, Zhong W, Zhang Y et al. Investigation of the condensation mass transfer time relaxation parameter for numerical simulation of the thermosyphon. *International Journal of Heat and Mass transfer*. 201: article 123599, 2023.
- [7] Gou G, Li X, Zhang G, Jian R et al. Critical and optimal inclination angles of two-phase closed thermosyphon under different operating conditions. *International Journal of Heat and Mass transfer*. 177: 121540, 2021.
- [8] Caner J. Simulation numérique d'une Boucle Diphasique Gravitaire par la méthode Volume-of-Fluid. Thèse de l'Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique, 2024.
- [9] Tryggvason G, Scardovelli R, Zaleski S. *Direct Numerical Simulations of Gas-Liquid Multiphase Flows*. Cambridge University Press, 2011.
- [10] Ishii M, Hibiki, T. *Thermo-fluid dynamics of two-phase flow*, 2nd edition. Springer New York, United States, 2011.
- [11] Kharangate CR, Modawar I. Review of computational studies on boiling and condensation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 108: 1164-96, 2017.
- [12] Scala M, Roenby J, Scheufler H, Pierson JL. Validation of volume-of-fluid OpenFOAM® isoAdvector solvers using single bubble benchmarks. *Computers & Fluids*. 213: 104722, 2020.
- [13] Deshpande SS, Anumolu L, Trujillo MF. Evaluating the performance of the two-phase flow solver interFoam. *Computer Science & Discovery*. 5(1): 014016, 2012.
- [14] Gamet L, Scala M, Roenby J, Scheufler H, Pierson JL. Validation of volume-of-fluid OpenFOAM® isoAdvector solvers using single bubble benchmarks. *Computers & Fluids*. 213: 104722, 2020.
- [15] Deng X. A new open-source library based on novel high-resolution structure-preserving convection schemes. *Journal of Computational Science*. 74: 102150, 2023.
- [16] Lataoui Z, BenSelama AM. Modelling of heat and mass transfer in a two-phase closed thermosyphon. *Energy*. 313: 133851, 2024.
- [17] Popinet S. Numerical Models of Surface Tension. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 50: 49-75, 2018.

- [18] Kharangate CR, Modawar I. Review of computational studies on boiling and condensation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 108: 1164-96, 2017.
- [19] Lee WH. A pressure iteration scheme for two-phase flow modeling, *Multiphase Transport: Fundamentals, Reactor Safety, Applications*. Hemisphere, Washington, DC, pp. 407-31, 1980.
- [20] Persad AH, Ward CA. Expressions for the evaporation and condensation coefficients in the hertz-knudsen relation. *Chemical Reviews*, 116(14):7727–7767, 2016.
- [21] Smith K, Robinson AJ, Kempers R. Confinement and vapour production rate influences in closed two-phase reflux thermosyphons. Part B: Heat transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 119: 907-21, 2018.
- [22] Wang X, Zhu Y, Wang Y. Development of pressure-based phase change model for CFD modelling of heat pipes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 145: 118763, 2019.
- [23] Brackbill JU; Kothe DB, Zemach C. A continuum method for modeling surface tension, *Journal of Computational Physics*. 100(2): 335-54, 1992.
- [24] Kim Y, Choi J, Kim S et al. Effects of mass transfer time relaxation parameters on condensation in a thermosyphon. *Journal of Mechanical Science and Technology*. 29 (12): 5497-5505, 2015.
- [25] Nusselt W. The surface condensation of steam. *Z Ver Dtsch Ing*. 60: 569-75, 1916.
- [26] The OpenFOAM Foundation, OpenFOAM v6. [Online]. Juillet 2018, lien disponible : <https://openfoam.org/release/6/>
- [27] Guide d'utilisation OpenFOAM (v6) [Online]. Juillet 2018. Accessible à l'adresse : <https://doc.cfd.direct/openfoam/user-guide-v6/index>
- [28] Kunkelmann C, Stephan P, Kunkelman C, Stephan P, Kunkelmann C, Stephan P, Kunkelman C, Stephan P. CFD simulation of boiling flows using the volume-of-fluid method within OpenFOAM. *Numerical Heat Transfer*. 56(8):631–46, 2009.
- [29] Nabil M, Rattner AS. InterThermalPhaseChangeFoam – A framework for two-phase flow simulations with thermally driven phase change. *SoftwareX*. 5: 216-26, 2016.
- [30] Frederix EMA, Mathur A, Dovizio D, Geurts BJ, Komen EMJ. Reynolds-averaged modeling of turbulence damping near a large-scale interface in two-phase flow. *Nuclear Engineering Design*. 333: 122–130, 2018.
- [31] Smith K, Kempers R, Robinson AJ. Confinement and vapour production rate influences in closed two-phase reflux thermosyphons. Part A: Flow regimes. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 119: 907-21, 2018.
- [32] Jouhara H, Reay D, McGlen R, Kew P, McDonough J. Heat Pipe Types and Developments. In *Heat Pipes: Theory, Design and Applications*, 7th ed.; Elsevier: Oxford, UK, 2024.

Chapitre 3. Modélisation des écoulements diphasiques dans un milieu poreux avec changement de phase – application aux caloducs

La modélisation d'un caloduc à mèche poreuse est un défi toujours d'actualité au vu de son utilité à optimiser ses performances en phase pré-dimensionnement. Un tel outil peut ainsi servir à simuler son comportement, à la fois, en régime transitoire et en régime permanent. Une telle approche permet, en effet, de modéliser les phénomènes de transfert de chaleur et de masse au sein d'un tel système. Ça fait intervenir l'écoulement diphasique dans un milieu poreux avec changement de phase liquide-vapeur.

Aussi, la problématique de transfert de chaleur avec changement de phase dans un milieu poreux continue d'attirer l'attention de nombreux chercheurs, à cause de la complexité de ce processus et de son implication dans plusieurs domaines d'application industriels.

L'un des défis principaux de l'approche numérique de la dynamique des fluides numérique (ou CFD) est la simulation des écoulements diphasiques impliquant les transferts de chaleur et de masse à travers l'interface fluide. En effet, modéliser un écoulement de fluide avec changement de phase à travers un milieu poreux fait intervenir plusieurs phénomènes plus ou moins complexes.

Deux approches sont présentées dans ce chapitre : La première est construite à partir de la méthode de Lattice-Boltzmann (outil développé dans le cadre d'une thèse de doctorat – en cotutelle avec l'université de Poitiers, soutenue en 2018). Ces travaux avaient pour objectif de modéliser les transferts de chaleur et de masse au sein d'un caloduc cylindrique à structure capillaire poreuse. La deuxième, basée sur la méthode de volume de fluide, est associée à la méthode des volumes finis (outil développé sous openFOAM dans le cadre d'une autre thèse de doctorat – soutenue en 2024). L'objectif principal était de mettre en place un modèle permettant, en premier lieu, l'écoulement diphasique avec changement de phase à travers une matrice poreuse pour l'étendre, ensuite, à la modélisation d'un caloduc à mèche poreuse.

➤ Description du problème :

Il s'agit d'un caloduc cylindrique composé d'une enceinte métallique dont la paroi interne est tapissée par une structure poreuse (Figure 1). Cette dernière contribue au retour du liquide du condenseur vers l'évaporateur, et assure ainsi l'alimentation continue de la zone chauffée en fluide caloporteur. Ainsi, ce type de caloduc est composé, de manière classique, de trois régions :

- La zone évaporateur où un flux de chaleur Q est imposé (absorbée depuis la source chaude),
- La zone condenseur où la chaleur emmagasinée ($-Q$), par changement de phase, dans le caloduc est évacuée par convection forcée,

- La zone adiabatique qui sépare le condenseur de l'évaporateur, thermiquement isolée, dont la longueur peut varier selon l'application (on peut même l'omettre dans certains cas).

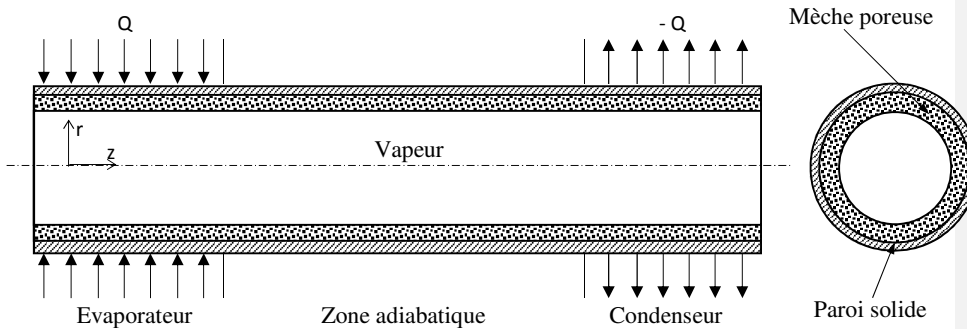


Figure 1 : Schéma de principe d'un caloduc cylindrique à structure capillaire poreuse

Par ailleurs, le système caloduc comporte principalement trois régions :

- La paroi solide où la chaleur est transférée par conduction,
- La structure capillaire saturée en fluide caloporteur (phases liquide et vapeur),
- Le cœur du caloduc comportant exclusivement de la vapeur.

➤ Aspects de modélisation :

Afin de modéliser le caloduc décrit ci-dessus, les hypothèses suivantes sont considérées [1]:

- ✓ Configuration 2D, axisymétrique
- ✓ La phase vapeur est compressible et en écoulement laminaire
- ✓ La phase liquide est incompressible
- ✓ Les propriétés thermo-physiques dans chacune des phases liquide et vapeur ainsi qu'en paroi solide sont constantes.
- ✓ A l'interface liquide-vapeur (zone de couplage), la vapeur est en équilibre thermodynamique, sa température correspond à la valeur de la pression de saturation locale de la vapeur.
- ✓ La création et la soustraction de la vapeur à l'interface liquide-vapeur sont supposées uniformes
- ✓ La mèche est supposée isotrope et initialement saturée de liquide
- ✓ La dissipation par viscosité et les échanges radiatifs sont négligés
- ✓ Aucune forme d'énergie n'est générée

➤ Mise en équation

En tenant compte de divers aspects de conception et des hypothèses décrites ci-dessus, les équations permettant de modéliser les transferts de chaleur et de masse au sein d'un caloduc à structure capillaire poreuse sont [1]:

- Dans la paroi solide :

$$(\rho c_p)_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = k_s \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_s}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T_s}{\partial z^2} \right] \quad (1)$$

$(\rho c_p)_s$ est la capacité calorifique du matériau qui compose l'enveloppe du caloduc, k_s est sa conductivité thermique et T_s est sa température locale. r et z sont respectivement les composantes radiale et longitudinale en configuration axisymétrique.

- Dans le milieu poreux : (saturé en liquide)

Trois équations sont, dans ce cas, considérées pour vérifier localement la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie de la phase liquide en écoulement à travers une structure poreuse.

- Conservation de la masse :

$$\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

- Conservation de la quantité de mouvement :

Selon la direction radiale :

$$\frac{\partial u_r}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon} \left(u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} \right) = -\frac{\varepsilon}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu_e \left[\frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_r}{r^2} + \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} \right] + F_{pr} \quad (3)$$

Selon la direction longitudinale :

$$\frac{\partial u_z}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon} \left(u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) = -\frac{\varepsilon}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu_e \left[\frac{\partial^2 u_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \right] + F_{pz} \quad (4)$$

- Conservation de l'énergie :

$$\sigma \frac{\partial T}{\partial t} + u_z \frac{\partial T}{\partial z} + u_r \frac{\partial T}{\partial r} = \alpha_e \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] \quad (5)$$

u_r , u_z , p et T désignent respectivement les composantes radiale et axiale du vecteur vitesse ; la température et la pression du fluide. ν_e est la viscosité cinématique équivalente. σ est le rapport des capacités calorifiques du milieu poreux et du fluide caloporteur, défini par :

$$\sigma = \frac{[\varepsilon \rho c_p + (1 - \varepsilon)(\rho c_p)_s]}{\rho c_p} \quad (6)$$

α_e est la diffusivité thermique équivalente, donnée par :

$$\alpha_e = \frac{\lambda_e}{\rho c_p} \quad (7)$$

λ_e est la conductivité thermique équivalente, en coordonnées cylindriques, donnée par [2]:

$$\lambda_e = \frac{\lambda[(\lambda + \lambda_s) - (1 - \varepsilon)(\lambda + \lambda_s)]}{[(\lambda + \lambda_s) + (1 - \varepsilon)(\lambda + \lambda_s)]} \quad (8)$$

$\mathbf{F}_p = (F_{pr}, F_{pz})$ représente la force volumique totale associée à la structure poreuse :

$$\mathbf{F}_p = -\frac{\varepsilon \nu}{K} \mathbf{u} - \frac{\varepsilon F_\varepsilon}{\sqrt{K}} |\mathbf{u}| \mathbf{u} + \varepsilon \mathbf{G} \quad (9)$$

ν est la viscosité cinématique du fluide

$|\mathbf{u}|$ est le module du vecteur vitesse tel que $|\mathbf{u}| = \sqrt{u_r^2 + u_z^2}$

$\mathbf{G}$ est le vecteur force volumique extérieure, qu'on peut exprimer par :

$$\mathbf{G} = -\mathbf{g} \beta (T - T_0) + \mathbf{a} \quad (10)$$

Le premier terme représente la force de flottabilité du fluide (β étant le coefficient d'expansion thermique, $\mathbf{g}$ la force d'accélération de pesanteur et T_0 une température de référence). $\mathbf{a}$ est le vecteur d'accélération.

La fonction géométrique F_ε et la perméabilité du milieu poreux K peuvent être exprimées en fonction de la porosité ε par [3]:

$$F_\varepsilon = \frac{1,75}{\sqrt{150} \varepsilon^3} \quad (11)$$

$$K = \frac{\varepsilon^3 d_p^2}{150 (1 - \varepsilon)^2} \quad (12)$$

d_p est le diamètre des particules solides qui composent le milieu poreux.

- Au cœur du caloduc : (vapeur saturante)

Dans ce cas, les équations impliquant la phase vapeur sont obtenues à partir des équations de conservation décrites précédemment lorsque $\varepsilon \rightarrow 1$ et $K \rightarrow +\infty$. On obtient ainsi, respectivement, pour les équations de conservation de la quantité de mouvement (Navier-Stokes) et de l'énergie :

$$\frac{\partial u_r}{\partial t} + \left(u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} \right) = -\frac{1}{\rho_v} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu_v \left[\frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_r}{r^2} + \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} \right] - g_r \beta (T - T_0) + a_r \quad (13)$$

$$\frac{\partial u_z}{\partial t} + \left(u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) = -\frac{1}{\rho_v} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu_v \left[\frac{\partial^2 u_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \right] - g_z \beta (T - T_0) + a_z \quad (14)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u_z \frac{\partial T}{\partial z} + u_r \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\lambda_v}{(\rho c_p)_v} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] \quad (15)$$

➤ Conditions aux limites

Les principales conditions aux limites se résument à :

- Dans la paroi solide
 - A la surface externe : $r = r_s$, $\begin{cases} -\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial r} = -q ; \text{à l'évaporateur} \\ -\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial r} = 0 ; \text{en zone adiabatique} \\ -\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial r} = h_{\text{conv}} (T_s - T_\infty) ; \text{au condenseur} \end{cases}$
 - A l'interface paroi/mèche : $r = r_p$, $\lambda_e \frac{\partial T}{\partial r} = \lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial r}$
 - Aux deux extrémités du caloduc : $\frac{\partial T_s}{\partial r} = 0$
- Dans le milieu poreux
 - A l'interface mèche/paroi : $r = r_p$, $\lambda_e \frac{\partial T}{\partial r} = \lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial r}$ et $u_r = u_z = 0$
 - A l'interface mèche/vapeur : $r = r_v$, $u_z = 0$, $u_r = \frac{\dot{m}}{\rho}$, $T = T_{\text{sat}}(p_i)$
 - Aux deux extrémités du caloduc : $u_r = u_z = 0$, $\frac{\partial T}{\partial z} = 0$
- Dans le cœur du caloduc (phase vapeur)
 - A l'interface vapeur/mèche : $r = r_v$, $u_z = 0$, $u_r = \frac{\dot{m}}{\rho}$, $T = T_{\text{sat}}(p_i)$
 - Sur l'axe du cylindre : $r=0$, $u_r = \frac{\partial u_z}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} = 0$
 - Aux deux extrémités du caloduc : $u_r = u_z = 0$, $\frac{\partial T}{\partial z} = 0$

A l'interface vapeur/milieu poreux, la température est identifiée comme la température de saturation, déterminée en fonction de la pression de la vapeur (équation de Clasius-Clapeyron) :

$$T_{\text{sat}}(p_i) = \left(\frac{1}{T_0} - \frac{\bar{R}}{h_{fg}} \log \left(\frac{p_i}{p_0} \right) \right) \quad (16)$$

$\bar{R}$ est la constante des gaz parfaits ; T_0 et p_0 sont la température et pression de référence.

$\dot{m}$ est le débit massique de fluide (par changement de phase) à l'interface mèche poreuse/vapeur, estimé par :

$$\dot{m} = \frac{1}{h_{fg}} \left(\lambda_v \frac{\partial T_v}{\partial r} - \lambda_e \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (17)$$

Grâce à la théorie cinétique des gaz, la condition d'évaporation/condensation est appliquée :

$$\dot{m} = \frac{2\tilde{\sigma}}{2 - \tilde{\sigma}} \left(\frac{M}{2\pi\bar{R}} \right)^{0,5} \left(\frac{P_{\text{sat}}(T)}{T^{0,5}} - \frac{P}{T^{0,5}} \right) \quad (18)$$

$\tilde{\sigma}$ est un coefficient d'accommodation, M est la masse molaire du fluide caloporteur.

► Equations adimensionnées

Certains modèles de résolution numérique nécessitent la considération des équations adimensionnées. En tenant compte des paramètres adimensionnés suivants : $R = r/r_v$; $Z = z/r_v$; $U_r = u_r/u_i$; $U_z = u_z/u_i$; $\theta = T/T_i$; $P = p/\rho u_i^2$; $t^* = u_i/r_v t$, les équations développées précédemment deviennent :

○ Equation de continuité :

$$\frac{\partial U_r}{\partial R} + \frac{U_r}{R} + \frac{\partial U_z}{\partial Z} = 0 \quad (19)$$

○ Equation de conservation de la quantité de mouvement :

Selon la direction radiale :

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_r}{\partial t^*} + \frac{1}{\varepsilon} \left(U_r \frac{\partial U_r}{\partial R} + U_z \frac{\partial U_r}{\partial Z} \right) = \\ - \frac{\varepsilon}{\rho} \frac{\partial P}{\partial R} + \frac{1}{\text{Re}} \left[\frac{\partial^2 U_r}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial U_r}{\partial R} - \frac{U_r}{R^2} + \frac{\partial^2 U_r}{\partial Z^2} \right] - \frac{\varepsilon}{\text{Re Da}} U_r - \frac{\varepsilon F_\varepsilon}{\sqrt{\text{Da}}} |U| U_r + \varepsilon G_r \end{aligned} \quad (20)$$

Selon la direction longitudinale :

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_z}{\partial t^*} + \frac{1}{\varepsilon} \left(U_r \frac{\partial U_z}{\partial R} + U_z \frac{\partial U_z}{\partial Z} \right) = \\ - \frac{\varepsilon}{\rho} \frac{\partial P}{\partial Z} + \frac{1}{\text{Re}} \left[\frac{\partial^2 U_z}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial U_z}{\partial R} - \frac{U_r}{R^2} + \frac{\partial^2 U_z}{\partial Z^2} \right] - \frac{\varepsilon}{\text{Re Da}} U_z - \frac{\varepsilon F_\varepsilon}{\sqrt{\text{Da}}} |U| U_z + \varepsilon G_z \end{aligned} \quad (21)$$

- Conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t^*} + U_z \frac{\partial \theta}{\partial Z} + U_r \frac{\partial \theta}{\partial R} = \frac{1}{Pr Re} \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial \theta}{\partial t^*} \right) + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} \right] \quad (22)$$

Où les paramètres adimensionnés sont : $Re = u_i r_v / \nu_v$; $Da = K / r_v^2$; $Pr = \nu_e / \alpha_e$

Le modèle complet du caloduc à structure capillaire, décrit ci-dessus, a été considéré selon deux approches différentes : la méthode de Lattice-Boltzmann (LBM) et la méthode des volumes finis associée à l'approche globale du volume de fluide (VOF). Dans la suite, on s'intéresse donc à décrire les deux méthodes, leur validation et les principaux résultats obtenus.

Partie 1 : Application de la méthode Lattice Boltzmann (LBM)

Dans cette partie, le modèle d'un caloduc cylindrique à structure capillaire poreuse capillaire est considéré et les équations différentielles décrites précédemment sont traitées selon l'approche Lattice Boltzmann. Pour cela, on décrit d'abord le principe de la méthode. Les équations adimensionnées sont ensuite détaillées. Le modèle développé est testé sur des configurations classiques et simples. Les principaux résultats sont enfin décrits et discutés.

I- Principe de la méthode

La méthode de Lattice Boltzmann (LBM) – ou méthode de Boltzmann sur réseau – offre une capacité remarquable à simuler les écoulements de fluide mono- et poly-phasique. Une variété de comportements et leurs conséquences peuvent être ainsi aisément simulée, comme les écoulements instables, la répartition des phases, les changements de phase (évaporation/condensation), la cavitation, les transferts de chaleur et de masse, la flottabilité, les interactions surfaciques,...[4]. Les principaux avantages de la modélisation LBM incluent :

- Une simplicité conceptuelle : il s'agit d'une approche intuitive basée sur les particules, simplifiant la simulation des écoulements de fluides mono- ou poly-phasiques à travers des milieux plus ou moins complexes,
- Une bonne flexibilité : une grande variété de comportements fluides (écoulements poly-phasiques, cavitation, changement de phase,...) peut être simulée grâce à cette méthode,
- Une bonne maniabilité de calcul : LBM est bien adaptée aux calculs parallèles,
- Une facilité d'application : ce modèle peut ainsi être utilisé dans plusieurs applications de la dynamique des fluides jusqu'à la simulation de transport de chaleur et de masse,
- Une bonne capacité de simulation des phénomènes microscopiques : LBM est capable de capturer des détails assez fins comme la tension de surface, les effets capillaires, ou l'angle de contact.

Comme toute méthode de simulation numérique, LBM peut montrer certaines limites dont on peut citer :

- Limite d'échelle : la taille des domaines simulés reste limitée par la capacité de calcul disponible, ce qui peut poser problème pour les problèmes à grande échelle,
- Une forte dépendance aux paramètres : la convergence et les solutions obtenues présentent une certaine sensibilité aux choix des paramètres de la simulation (coefficients d'interaction, conditions aux limites,...),
- La complexité des interactions poly-phasiques : certaines limitations peuvent apparaître dans la simulation des équations d'état et des interactions aux interfaces,
- Les effets de micro-courants : des vitesses parasites peuvent être observées aux interfaces, nécessitant des ajustements et des modèles assez développés,

- Le besoin de validation : on a souvent recours à des tests de validation sur des solutions analytiques ou expérimentale afin de vérifier la fiabilité du modèle développé.

En résumé, le modèle LBM est une méthode puissante et polyvalente pour simuler les écoulements diphasiques avec changement de phase, à travers des milieux plus ou moins complexes comme les milieux poreux [5]. Ça nécessite, cependant, une attention particulière aux paramètres et aux limites de la simulation pour garantir des résultats corrects et acceptables [6].

II- Outil de simulation et solution numérique

L'approche consiste à considérer l'équation de Boltzmann sur réseau (LBE), sur un volume élémentaire représentatif (REV), pour un écoulement axisymétrique à travers un milieu poreux. Le modèle est basé sur un déplacement pseudo-cartésien, via l'opérateur de collision Bhatnagar-Goss-Krook (BGK), connu par sa simplicité et sa grande efficacité de calcul [7]. Dans ce modèle, le champ de l'écoulement est régi par une équation (LBE) pour la fonction de distribution de la densité. Le champ de température est régi par l'équation d'évolution d'une autre fonction de distribution, comme décrit ci-dessous.

1- Equation de Lattice-Boltzmann du champ de vitesse

Afin de simuler les écoulements axisymétriques à travers un milieu poreux, le modèle de Lattice Boltzmann suivant est considéré :

$$f_k(\mathbf{x} + \mathbf{c}_k \Delta t, t + \Delta t) - f_k(\mathbf{x}, t) = \tau_e [f_k^{eq}(\mathbf{x}, t) - f_k(\mathbf{x}, t)] + w_k \Theta \Delta t + \frac{\Delta t}{\chi c^2} c_{k\alpha} F_\alpha + F_{pk} \Delta t \quad (23)$$

Avec f_k est la fonction de distribution attribuée à la densité des particules, f_k^{eq} est la fonction de distribution de la densité à l'équilibre local. Δt correspond au pas de temps. $\mathbf{x}(r, z)$ est le vecteur position. $c = \Delta x / \Delta t$. $c_{k\alpha}$ est la composante de $\mathbf{c}_k$ correspondant au vecteur vitesse d'une particule au niveau du nœud k . Δx est la dimension du réseau. w_k est la masse. Θ est un terme source donné par :

$$\Theta = -\frac{\rho u_r}{r} \quad (24)$$

F_α est la force donnée par :

$$F_\alpha = -\frac{\rho u_\alpha u_r}{\varepsilon r} - \frac{2\rho \nu_e u_\alpha}{r^2} \delta_{ar} \quad (25)$$

χ est défini par :

$$\chi = -\frac{\rho u_\alpha u_r}{\varepsilon r} - \frac{1}{c^2} \sum_k \mathbf{c}_k \mathbf{c}_k \quad (26)$$

τ_e est le temps effectif, lié au coefficient de relaxation τ par [8] :

$$\tau_e = \begin{cases} \frac{1}{\tau}, & r = 0 \\ \frac{1}{\tau} \left(1 + \frac{(2\tau - 1)c_{k\alpha}\Delta t}{2r} \right), & r \neq 0 \end{cases} \quad (27)$$

Le terme $F_{pk}\Delta t$ tient compte des forces de volume y compris la force due à la présence du milieu poreux tel que :

$$F_{pk} = w_k \rho \left(1 - \frac{1}{2\tau} \right) \left[\frac{\mathbf{c}_k \cdot \mathbf{F}_p}{c_s^2} + \frac{\mathbf{u} \mathbf{F}_p : (\mathbf{c}_k \mathbf{c}_k - c_s^2 \mathbf{I})}{\varepsilon c_s^4} \right] \quad (28)$$

c_s est la vitesse du son en réseau.

L'effet du milieu poreux est inclus dans la fonction distribution à l'équilibre (EDF) du modèle $D_n Q_b$:

$$f_k^{eq} = w_k \rho \left[1 + \frac{\mathbf{c}_k \cdot \mathbf{u}}{c_s^2} + \frac{\mathbf{u} \mathbf{u} : (\mathbf{c}_k \mathbf{c}_k - c_s^2 \mathbf{I})}{2\varepsilon c_s^4} \right] \quad (29)$$

Dans ce modèle, le choix s'est porté sur un réseau carré à neuf vitesses, où w_k est défini par :

$$w_k = \begin{cases} \frac{4}{9} & \text{si } k = 0 \\ \frac{1}{9} & \text{si } k = 1, 3, 5, 7 \\ \frac{1}{36} & \text{si } k = 2, 4, 6, 8 \end{cases} \quad (30)$$

c_k est donné par :

$$c_k = \begin{cases} (0,0) & \text{si } k = 0 \\ \lambda_k c \left[\cos\left(\frac{(k-1)\pi}{4}\right), \sin\left(\frac{(k-1)\pi}{4}\right) \right] & \text{si } k \neq 0 \end{cases} \quad (31)$$

λ_k est obtenu par :

$$\lambda_k = \begin{cases} 1 & \text{si } k = 1, 3, 5, 7 \\ \sqrt{2} & \text{si } k = 2, 4, 6, 8 \end{cases} \quad (32)$$

Aussi, la masse volumique du fluide ρ , sa vitesse $\mathbf{u}$ et la pression p sont définis par :

$$\rho = \sum_k f_k \quad (33)$$

$$\rho \mathbf{u} = \sum_k \mathbf{c}_k f_k + \frac{\Delta t}{2} \rho \mathbf{F}_p \quad (34)$$

Il s'agit d'une équation non-linéaire, fonction du vecteur champ de vitesse $\mathbf{u}$. Ce dernier peut être obtenu par :

$$\mathbf{u} = \frac{\mathbf{v}}{c_0 + \sqrt{c_0^2 + c_1 |\mathbf{v}|}} \quad (35)$$

$\mathbf{v}$ est une vitesse auxiliaire définie par :

$$\rho \mathbf{v} = \sum_k \mathbf{c}_k f_k + \frac{\Delta t}{2} \varepsilon \rho \mathbf{G} \quad (36)$$

Les coefficients c_0 et c_1 de l'équation (35) sont donnés par :

$$c_0 = \frac{1}{2} \left(1 + \varepsilon \frac{\Delta t}{2} \frac{v}{K} \right) \quad (37)$$

$$c_1 = \varepsilon \frac{\Delta t}{2} \frac{f_\varepsilon}{\sqrt{K}} \quad (38)$$

La viscosité effective est défini par :

$$\nu_e = c_s^2 \left(\tau - \frac{1}{2} \right) \Delta t \quad (39)$$

2- Equation de Lattice-Boltzmann pour la température

L'équation permettant de décrire l'évolution de la température est donnée par :

$$g_k(\mathbf{x} + \mathbf{c}_k \Delta t, t + \Delta t) - g_k(\mathbf{x}, t) = \frac{\Delta t}{\tau_g} [g_k^{eq}(\mathbf{x}, t) - g_k(\mathbf{x}, t)] + w_k S \Delta t + Q_k \Delta t \quad (40)$$

Avec g_k est la fonction de distribution de la température et τ_g est un coefficient de relaxation, lié à la diffusivité thermique (Chapman-Enskog) :

$$\alpha_e = \sigma c_s^2 (\tau_g - 0,5) \Delta t \quad (41)$$

g_k^{eq} est la fonction de distribution de la température à l'équilibre défini par :

$$g_k^{eq} = w_k T \left[1 + \frac{\mathbf{c}_k \cdot \mathbf{u}}{c_s^2} \right] \quad (42)$$

Le terme source S due à la configuration axisymétrique est donné par :

$$S = \frac{\alpha}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \quad (43)$$

Ce dernier terme peut être résolu facilement à l'aide du schéma de différences finies. La température T est liée à la fonction de distribution g par la relation suivante :

$$T = \frac{1}{\sigma} \sum_k g_k \quad (44)$$

σ est le taux de capacité thermique traduisant l'effet du milieu poreux sur le champ de température.

III- Tests de validation

La méthode mise en œuvre pour modéliser un caloduc à structure capillaire est d'abord testée en comparant les résultats obtenus avec les données disponibles dans la littérature. Un code en FORTRAN90 a été ainsi développé pour résoudre les équations discrétisées de Lattice-Boltzmann.

Avant d'exploiter le modèle pour modéliser un caloduc à structure capillaire, une série de tests a été effectuée sur des situations simples pour s'assurer de sa fiabilité. Dans la suite, on décrit deux cas parmi toutes les configurations considérées permettant de simuler l'écoulement diphasique dans un milieu poreux.

1- Ecoulement incompressible dans un tube poreux entraîné par une vitesse constante sur les parois

La configuration du problème est illustrée dans la figure 1, où la vitesse U_0 imposée sur les parois est uniforme et fixée à 1.

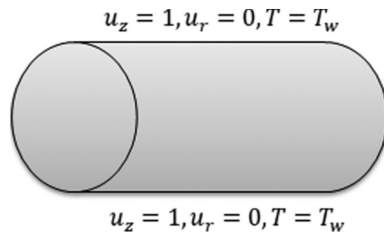


Figure 1 : Schéma descriptif de la première configuration test

Afin de simplifier l'approche, le problème sans le terme de Forchheimer est d'abord considéré, et la solution analytique peut s'écrire sous la forme :

$$u_z(r) = \text{Re} \left\{ \frac{u_0 J_0 [(-\varepsilon/K)^{1/2} r]}{J_0 [(-\varepsilon/K)^{1/2} R]} \right\} \quad (45)$$

$$T(r) = T_w \quad (46)$$

Les résultats numériques sont comparés aux solutions analytiques dans la figure 2. Les résultats numériques sont en bonne concordance avec la solution analytique, pour différentes valeurs de perméabilité K . À l'état stationnaire, la température de l'ensemble du domaine est égale à la température de paroi.

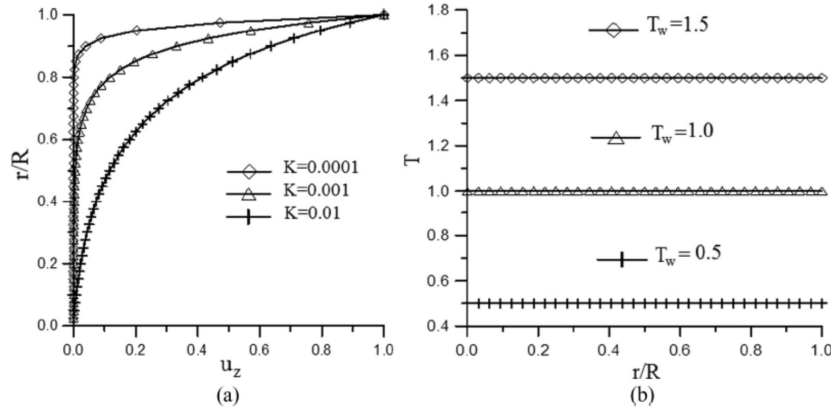


Figure 2 : Comparaison des profils de vitesse axiale (a) et de température (b) (configuration 1)
Résultats de la simulation (ligne continue) – solution analytique (symbole)

2- Ecoulement incompressible dans un tube partiellement occupé par un milieu poreux

Le deuxième cas test concerne l'écoulement incompressible dans un tube partiellement rempli en milieu poreux. La configuration est présentée dans la figure 3. Les conditions initiales et aux limites sont les mêmes que celles décrites dans la référence [9]. La distance adimensionnelle entre la surface du milieu poreux et la paroi du tube est R_o . La distance adimensionnelle entre la surface du milieu poreux et la gaine tubulaire est R_p . R représente le rayon adimensionnel du tube. U_{in} et T_{in} sont respectivement la vitesse unitaire à l'entrée du tube et la température.

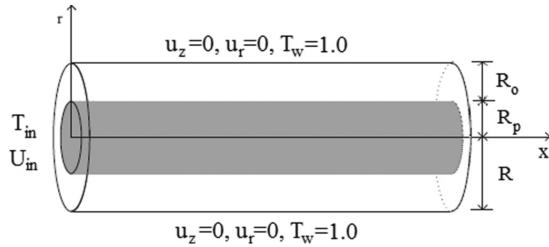


Figure 3 : Schéma descriptif de la deuxième configuration test

Les résultats numériques du modèle LBE développé sont comparés aux travaux de Rong et al. [10], qui sont obtenus pour $\varepsilon = 0,4$, $Da = 10-3$, $R_p = 0,5$, $Pr = 0,7$ et $Re = 100$. La figure 4 montre une bonne concordance entre les travaux de notre étude et le modèle proposé par Rong et al. [10].

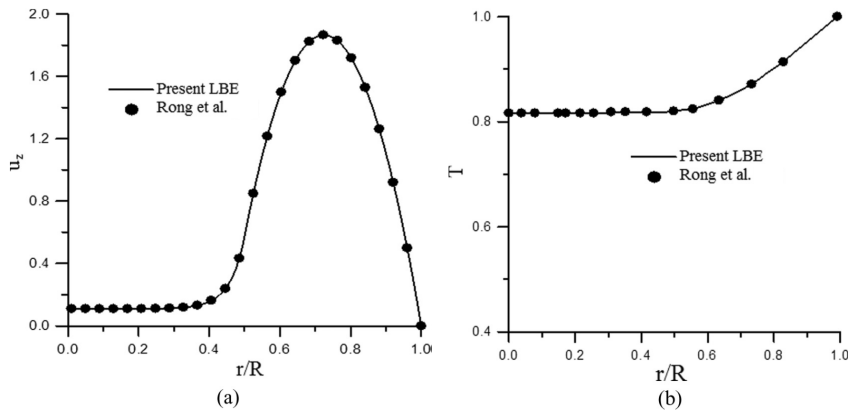


Figure 4 : Comparaison des profils de vitesse (a) et de température (b) obtenus à partir du modèle LBE actuel (ligne continue) avec les résultats de Rong et al. [10] (motifs)

Grâce à ces deux tests numériques, le modèle proposé est validé. La cohérence entre les résultats de simulation et les résultats de la littérature démontre la précision, l'efficacité et la fiabilité du modèle présenté pour la modélisation des écoulements thermiques axisymétriques à travers les milieux poreux.

3- Validation du modèle du caloduc à mèche

Pour illustrer la fiabilité de l'outil développé, des simulations numériques sont réalisées pour un caloduc à mèche cuivre-eau de 1 m de long et de 0,022 m de diamètre (voir tableau 1).

Tableau 1 : Principales propriétés du caloduc à mèche considéré

Enveloppe du caloduc	Structure capillaire	Région vapeur
$R=0,022$ m $L_{\text{evap}}=0,4$ m $L_{\text{ad}}=0,2$ m $L_{\text{cond}}=0,6$ m $L_{\text{tot}}=1,0$ m $\lambda_w=387,6$ W/mK $\rho_w=8978$ kg/m ³ $T_o=25^\circ\text{C}$ $C_{pw}=381$ J/kg K $h_0=800$ W/m ² K Matériau : cuivre	$r_c=0,02$ m $\varepsilon=0,46$ $K=0,267 \cdot 10^{-10}$ m ² $\rho_l=960,63$ kg/m ³ $\lambda_l=0,680$ W/mK $\mu_l=2,8243$ kg/ms $C_{pl}=4216$ J/kg K $\lambda_{\text{eff}}=3,0476$ W/mK $C_{\text{peff}}=3,8 \cdot 10^6$ J/kg K Matériau: cuivre fritté	$r_v=0,0127$ m $\rho_v=0,599$ kg/m ³ $\lambda_v=0,0251$ W/mK $\mu_v=0,129 \cdot 10^{-4}$ kg/ms $C_{pv}=1888$ J/kg K $h_{fg}=225,6267 \cdot 10^4$ J/Kg $R_v=488$ J/kg K $T_{\text{sat}}=373,15$ K

Les profils de vitesses adimensionnelles axiale et radiale de la vapeur sont représentés sur la figure 5, où une densité de flux de chaleur de $5\,000\text{ W m}^{-2}$ est imposée à l'évaporateur. La comparaison des résultats de cette étude avec les travaux de Brahim et al. [11] montre une excellente concordance.

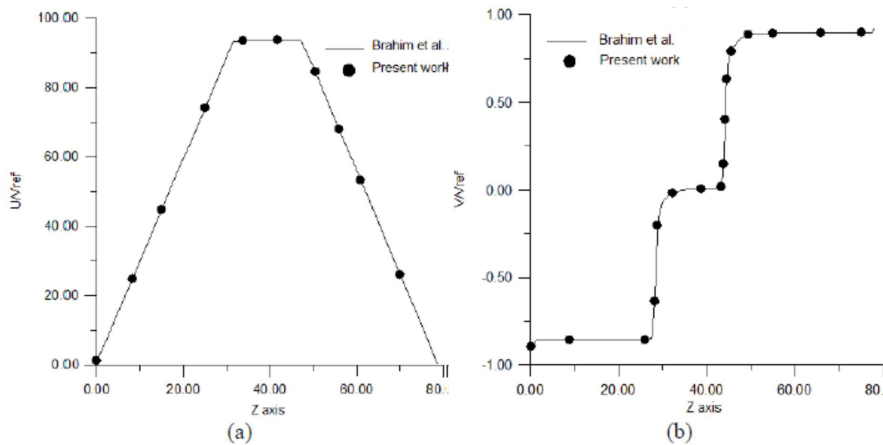


Figure 5 : Comparaison des profils de vitesse (a) axiale et (b) radiale de la vapeur aux résultats de Brahim et al. [11]

IV- Résultats et discussion

Pour les besoins de la simulation numérique, les propriétés thermiques de l'eau sont calculées à la température de référence et sont supposées constantes à cette température, à l'exception de la densité de vapeur. Une densité de flux de chaleur de 5000 W/m^2 est imposée à l'évaporateur. On s'intéresse, en particulier, à l'écoulement de la vapeur dans le cœur du caloduc. Les figures 6 et 7 présentent la distribution de la vitesse, pour différents paramètres. Comme on peut le voir, la courbe de la vitesse axiale le long du caloduc comporte en trois parties. La position de la vitesse axiale maximale se déplace rapidement vers l'axe du caloduc. La distribution de la vitesse se rapproche progressivement d'un profil parabolique vers l'extrémité de la zone chauffée, en étant pratiquement symétrique par rapport à l'axe du caloduc. Cela peut s'expliquer par le fait que la conductivité thermique effective de la mèche est bien inférieure à celle de la paroi du caloduc. Sur la base de ces résultats numériques, on remarque que le nombre de Reynolds ainsi que la porosité influencent le fonctionnement du caloduc. En effet, plus ce nombre augmente, plus la vitesse augmente. Inversement, l'augmentation de la porosité entraîne une augmentation de la vitesse de la vapeur. Ceci s'explique par le fait que lorsque les pores sont trop petits, la vapeur diffuse plus lentement, ce qui entraîne une diminution de sa vitesse.

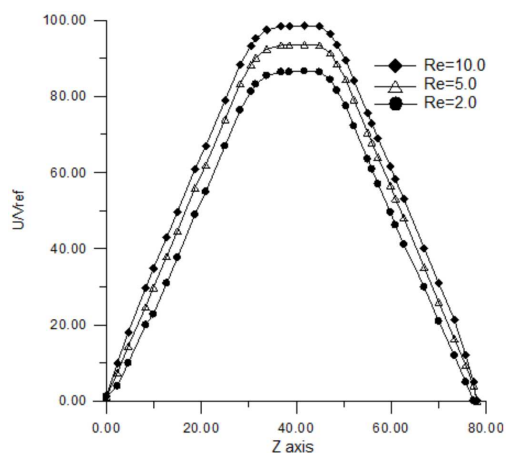


Figure 6 : Variation de la vitesse axiale de la vapeur pour différentes valeurs du nombre de Reynolds Re

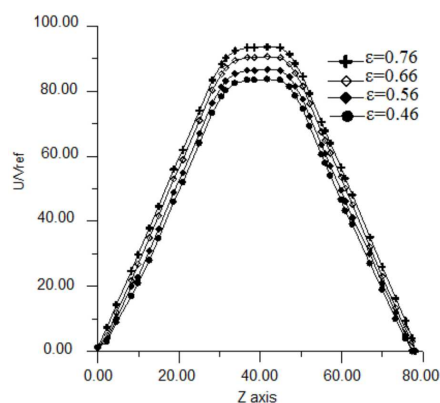


Figure 7 : Profils de vitesse pour différentes valeurs de la porosité ϵ

Les iso-contours de la vitesse axiale de la vapeur, pour les configurations étudiées, sont présentés à la figure 8. On distingue trois parties. Au niveau de l'évaporateur, la vapeur se déplace vers le condenseur via la section adiabatique. On observe que l'amplitude de la vitesse axiale augmente lorsque la masse du fluide évaporé vient s'ajouter au cœur vapeur depuis l'extrémité de l'évaporateur jusqu'à la limite de la section adiabatique. La figure 9 présente les isothermes de la température dans le milieu poreux, saturé en liquide, dans ces mêmes conditions de fonctionnement. On observe que le processus de transfert thermique, dans la zone poreuse, s'effectue principalement par conduction.

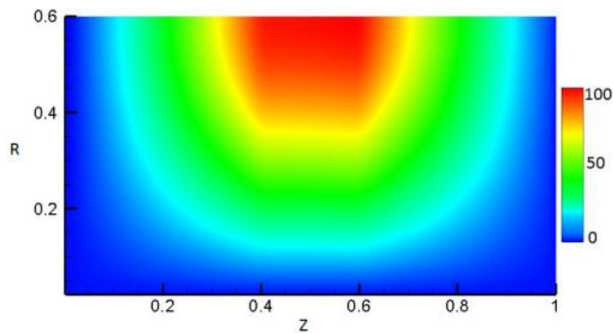


Figure 8 : Les iso-contours de la vitesse axiale de la vapeur

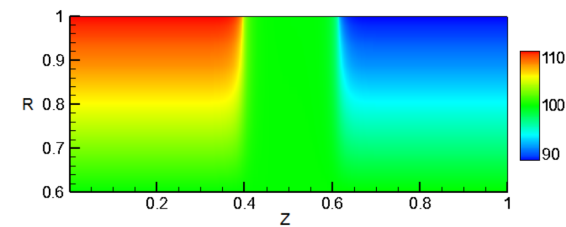


Figure 9 : Les isothermes en milieu poreux (saturé en liquide)

Le choix d'une structure capillaire appropriée implique généralement un compromis entre un matériau à haute perméabilité et un pompage capillaire important. En effet, la mèche d'un caloduc joue deux rôles importants : (1) elle assure le retour du liquide dans l'évaporateur et (2) elle contribue à sa répartition uniforme sur toute la surface de l'évaporateur. Les propriétés de la structure capillaire, telles que la porosité ϵ et la perméabilité k , peuvent avoir un effet notable sur ses performances. Par conséquent, leur influence est étudiée pour trois structures de mèche différentes : (1) maille en fil de cuivre ($\epsilon=0,9$; $k=1,5 \cdot 10^{-9}$), (2) de l'acier fritté ($\epsilon=0,63$; $k=3 \cdot 10^{-10}$) et (3) du cuivre fritté ($\epsilon=0,4$; $k=1,17 \cdot 10^{-11}$). La figure 10 illustre les profils de la température en paroi pour différentes structures de mèche. La différence de température la plus faible entre l'évaporateur et le condenseur est obtenu pour le cuivre fritté. Aussi, une diminution de la température du caloduc entraîne une augmentation de la pression du liquide. En effet, la conductivité thermique de la mèche affecte significativement la température de la paroi et entraîne ainsi une perte de charge moindre.

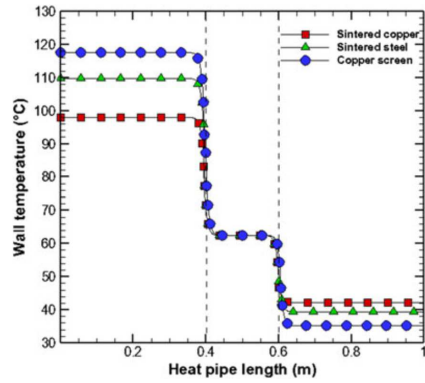


Figure 10 : Profils de température le long de la paroi du caloduc pour différents types de mèches

Les effets de la structure de la mèche sur les profils de vitesses radiale et axiale du liquide sont illustrés dans la figure 11. En valeur absolue, la vitesse radiale du liquide ainsi que sa vitesse axiale (en raison du bilan massique) diminuent lorsque la porosité et la perméabilité augmentent. D'une part, à cause de la résistance hydrodynamique, une diminution de la perméabilité réduit la vitesse du liquide. D'autre part, la diminution de la porosité entraîne une augmentation de la vitesse radiale de la vapeur. Dans ce cas, la réduction de la surface de liquide disponible contribue à l'accentuation du changement de phase. Ainsi, pour la même puissance thermique imposée à l'évaporateur, la vitesse radiale du liquide doit nécessairement être plus grande.

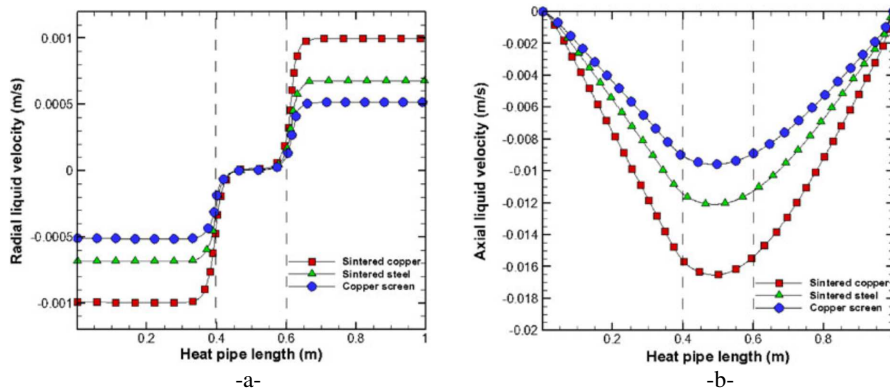


Figure 11 : Vitesses axiale (a) et radiale (b) du liquide pour différents types de mèches

En calculant la résistance thermique globale du caloduc R_{Th} , on a comparé les performances de transport du caloduc pour trois types de fluides caloporteurs (l'eau, l'acétone, l'éthanol et le

méthanol). Les résultats obtenus montrent que l'eau, avec $R_{Th}=0,18$ K/W, présente les meilleures performances par rapport aux autres types de fluides. En particulier, ce fluide est capable de transférer environ 16 % de flux thermique de plus que l'acétone ($R_{Th}=0,21$ K/W) au même écart de température. Notons, par ailleurs, que le fluide caloporteur a un effet important sur la résistance thermique globale du caloduc. Cette dernière est, en effet, directement liée aux propriétés du fluide (chaleur latente de vaporisation, masse moléculaire, variations de pression de saturation en fonction de la température et conductivité thermique). Du moment où l'une de ces propriétés augmente, la résistance thermique globale du caloduc diminue.

V- Conclusions

Dans ces travaux, l'écoulement axisymétrique incompressible à travers un milieu poreux est modélisé par la méthode de Boltzmann sur réseau (LBM). Selon cette approche, le calcul est amplement simplifié, par l'élimination des termes de gradient de vitesse. Sa structure est également simple. En effet, ça consiste, par rapport aux équations de Navier-Stokes, à rajouter un terme supplémentaire dans les équations régissant les écoulements axisymétriques à travers les milieux poreux, intégrant davantage de phénomènes physiques. Ça peut également constituer un modèle de référence pour les problèmes impliquant des termes de force complexes. Des tests numériques ont permis de valider le modèle proposé. Les caractéristiques de la vapeur ont été comparées aux données numériques obtenues précédemment, et une bonne concordance a été notée. La pertinence et les effets de divers paramètres fonctionnement ont été étudiés. Le modèle du caloduc à mèche poreuse a été validé en comparant les données numériques obtenues aux résultats d'études antérieures. Ainsi, les effets de la porosité, du nombre de Reynolds ou de la nature de structure capillaire ont été étudiés.

Partie 2: Utilisation de l'outil numérique OpenFOAM

Dans cette partie, les travaux de recherche réalisés au sein du LESTE dans le cadre d'une thèse de doctorat (soutenue en Décembre 2024) sont présentés [12]. Le principal objectif était de mettre en place un outil numérique permettant de simuler les transferts de chaleur et de masse des écoulements diphasiques avec changement de phase liquide-vapeur au sein d'une matrice poreuse soumise à diverses conditions aux frontières (flux de chaleur, échange convectif, ...). A cet effet, notre choix s'est orienté vers openFOAM, un outil CFD open-source basé sur la méthode des volumes finis, ayant montré son efficacité pour modéliser, en régime transitoire/permanent, les écoulements multiphasiques dans un milieu poreux. Cette étude constitue une étape importante dans le développement d'outils de simulation de systèmes plus complexes incluant un milieu poreux avec ou sans changement de phase. En particulier, il est prévu d'en faire l'extension pour simuler le fonctionnement d'un caloduc à structure capillaire poreuse. J'ai activement participé à la définition du sujet. J'ai aussi contribué à la bonne conduite des travaux de recherche (la mise en place du modèle, les tests numériques, la validation de l'outil numérique, la rédaction/correction des articles publiés).

I- Modélisation des transferts de chaleur et de masse dans un milieu poreux

1- Principe d'un milieu poreux

Un milieu poreux est une matrice solide contenant un ensemble d'espaces vides répartis de manière désordonnée. Les pores désignent des zones vides qui pouvant être reliées ou déconnectées. Dans la nature ou dans l'industrie, on trouve de nombreux exemples de milieux poreux, comme le sable, le béton, les panneaux de fibre de verre, les roches,... ça peut être aussi considéré comme un matériau structuré. En conséquence, il est possible de combiner des propriétés mécaniques, thermiques, chimiques, acoustiques, ou même électromagnétiques en choisissant habilement la géométrie des pores. Un intérêt croissant est alors prêté aux matériaux poreux, appliqués dans de nombreux domaines de l'ingénierie: absorption d'énergie, économie de poids [13], filtration, égalisation, séparation, et restriction de débit, aspiration, bullage, réduction du bruit, lit fluidisé, caloducs, etc. [14,15].

Dans un milieu poreux, le débit d'un fluide dépend directement de la connexion entre les espaces vides. Un milieu poreux est ainsi considéré comme homogène lorsque ses caractéristiques géométriques moyennes sont équivalentes en tout point. Autrement dit, si ces caractéristiques ne sont pas modifiées par la translation. La position dans une structure hétérogène influence les coefficients de transfert des équations de conservation, déterminés à l'aide d'une moyenne spatiale. Un milieu poreux est isotrope si ses propriétés ne varient pas en fonction de la direction. Toutefois, si cette variable est fluctuante selon les directions, alors le milieu est anisotrope pour cette caractéristique.

2- Modélisation d'un milieu poreux

La formulation de la loi de Darcy a été principalement employée dans les études antérieures pour expliquer l'écoulement dans un milieu poreux. L'application de cette loi ne concerne que les écoulements à faible vitesse à travers un milieu poreux à faible porosité.

La loi expérimentale suggérée par Darcy [16] en 1856 a expliqué la dynamique des fluides homogènes dans les matrices poreuses :

$$\vec{\nabla}p = -\frac{\mu}{K}\vec{V} \quad (47)$$

$\vec{V}$ représente la vitesse moyenne de filtration et $\vec{\nabla}p$ est le gradient appliqué de pression.

La loi de Darcy ne prend pas en considération les effets de diffusion visqueuse du frottement fluide-parois et les effets inertiels. D'autres modèles plus exhaustifs sont employés à cet effet.

Ces modèles sont :

❖ Modèle de Darcy-Brinkman

En ajoutant dans l'équation de Stokes un terme similaire au terme de diffusion visqueuse, Brinkman (1947) a étendu la loi de Darcy :

$$\vec{\nabla}p = -\frac{\mu}{K}\vec{V} + \mu_{\text{eff}}\vec{\nabla}^2V \quad (48)$$

Le terme de Darcy et de Brinkman sont, dans le terme de droite, respectivement le premier et le deuxième membres.

❖ Modèle de Brinkman-Wooding

Wooding [17] proposa en 1957 l'incorporation d'un terme convectif dans l'équation de Darcy-Brinkman, à partir des équations de Navier-Stokes.

$$\frac{\rho}{\varepsilon^2}(\vec{V} \cdot \vec{\nabla})\vec{V} = -\vec{\nabla}p - \frac{\mu}{K}\vec{V} + \mu_{\text{eff}}\vec{\nabla}^2V \quad (49)$$

En utilisant le concept de convection à gauche, cette équation prend en considération les effets inertiels à des vitesses élevées.

❖ Modèle de Forchheimer

Pour des vitesses de filtration assez élevées, l'effet non linéaire d'inertie devient significatif, et l'équation de Darcy ne suffit pas pour décrire convenablement l'écoulement dans un milieu poreux. Le modèle proposé par Ward [18] en 1964 est décrit par :

$$\vec{\nabla}p = -\frac{\mu}{K}\vec{V} + \frac{\rho F}{\sqrt{K}}|\vec{V}|\vec{V} \quad (50)$$

F est la constante de Forchheimer à une dimension.

3- Modélisation de l'écoulement multiphasique dans un milieu poreux

Le cadre du transport poly-phasique dans une structure poreuse est déjà bien défini par le transport monophasique dans les milieux poreux (voir Figure 12). De plus, les interactions entre les diverses phases (solide-liquide-vapeur) jouent un rôle important dans les transferts de chaleur et de masse. L'équation régissant les phases liquide et vapeur doit, en conséquence, tenir compte du changement de phase liquide-vapeur. Les problèmes qui considèrent particulièrement ces phénomènes aux interfaces solide-liquide-vapeur sont appliqués à un seul pore.

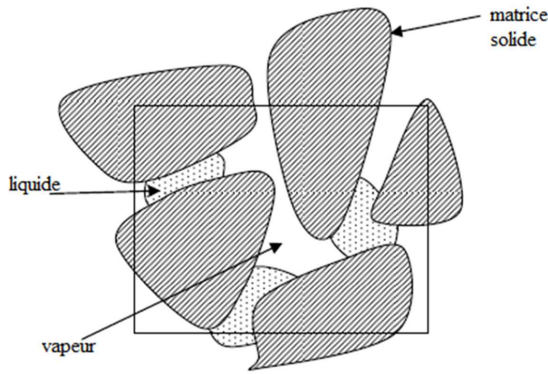


Figure 12 : Volume élémentaire typique avec dispersion périodique des phases

Les équations de transport pour une substance coexistant dans les phases liquide, l, et vapeur, v, sont explicitées dans ce qui suit. Dans ces équations, les deux phases liquide et la vapeur sont supposés en équilibre thermique local [19].

Équation de Continuité :

Dans un milieu poreux, les deux phases, liquide et vapeur, sont prises en compte. L'équation de continuité est donnée par :

- Vapeur
$$\frac{\partial}{\partial t}(\epsilon \rho_v) + \nabla(\epsilon \rho_v V_v) = \dot{m}_{lv}''' \quad (51)$$

- Liquide
$$\frac{\partial}{\partial t}(\epsilon \rho_l) + \nabla(\epsilon \rho_l V_l) = -\dot{m}_{lv}''' \quad (52)$$

Pour un écoulement incompressible, ces équations peuvent se mettre sous la forme :

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = \frac{\dot{m}_{lv}'''}{\epsilon} \left(\frac{1}{\rho_v} - \frac{1}{\rho_l} \right) \quad (53)$$

$\dot{m}_{lv}'''$ est le débit de transfert de masse volumétrique ($\text{kg/m}^3\text{s}$). Ce terme représente aussi le taux d'évaporation (si $\dot{m}_{lv}''' > 0$) et le taux de condensation (si $\dot{m}_{lv}''' < 0$).

$\mathbf{V}$ est la vitesse pondérée : $\mathbf{V} = \epsilon \alpha_l \mathbf{V}_l + \epsilon \alpha_v \mathbf{V}_v$

Équation de quantité de mouvement

A l'échelle macroscopique, il s'agit de prendre en compte l'effet de dispersion de la quantité de mouvement sur l'écoulement (terme de Brinkman) et la composante inertielle de la traînée (terme de Forchheimer). L'équation suivante est obtenue :

$$\rho_f \left[\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{V}{\varepsilon^2} \nabla V \right] - \frac{\mu_f}{\varepsilon} \nabla^2 V = -\nabla p + \rho_f g - \psi \left[\frac{\mu_f}{K} V + \frac{\rho_f C_f}{\sqrt{K}} |V| V \right] - \psi \frac{2\sigma}{R_p} \nabla \alpha_l + \frac{1}{\varepsilon} \sigma \kappa \nabla \alpha_l \quad (54)$$

Avec :

$$\psi = \begin{cases} 1, & \text{dans la région poreuse} \\ 0, & \text{dans la région solide} \end{cases} \quad (55)$$

$$\rho_f = \alpha \rho_l + (1 - \alpha) \rho_v \quad (56)$$

$$\mu_f = \alpha \mu_l + (1 - \alpha) \mu_v \quad (57)$$

C_f est une fonction géométrique et K est la perméabilité du milieu poreux, données par [20] :

$$C_f = \frac{1.75}{\sqrt{150\varepsilon^3}} \quad (58)$$

$$K = \frac{\varepsilon^3 d_p^2}{150(1-\varepsilon)^2} \quad (59)$$

Le dernier terme de l'équation (54) est la tension de surface, obtenu par le modèle de force de surface continue (CSF) [21].

κ est la courbure de l'interface donnée par :

$$\kappa = -\nabla \cdot \left(\frac{\nabla \alpha_l}{|\nabla \alpha_l|} \right) \quad (60)$$

La fonction VOF $\tilde{\alpha}_l$ est lissée en filtrant α_l à travers une région limitée de l'interface. Cette dernière subit, en effet, de fortes variations selon l'approche VOF.

Équation de l'énergie

En négligeant le terme de dissipation visqueuse, en supposant que le fluide et le solide sont en équilibre thermique local et que l'écoulement est incompressible, l'équation de l'énergie est donnée par :

$$(\rho C_p)_{\text{eff}} \frac{\partial T}{\partial t} + (\rho C_p)_{\text{eff}} V \nabla T = \nabla k_{\text{eff}} \nabla T + \dot{m}''' L_{hg} \quad (61)$$

La capacité thermique effective est :

$$(\rho C_p)_{\text{eff}} = (1 - \varepsilon)(\rho C_p)_{\text{sm}} + \varepsilon[\alpha_l(\rho C_p)_l + (1 - \alpha_l)(\rho C_p)_v] \quad (62)$$

Et la conductivité thermique est donnée par :

$$k_{\text{eff}} = (1 - \varepsilon)k_{\text{sm}} + \varepsilon[\alpha_l k_l + (1 - \alpha_l)k_v] \quad (63)$$

Le principe du modèle multiphasique est basé sur les équations de Navier-Stokes moyennées en volume. L'écoulement est considéré comme non inertiel. C'est l'hypothèse principale des modèles utilisés dans un milieu poreux. L'un des avantages d'un écoulement non inertiel est qu'il s'agit du régime d'écoulement laminaire. Les valeurs déviationnelles de l'équation de la moyenne volumique sont, par conséquent, négligées sans compromettre la précision de la solution. Etant donnée la faible taille des pores, les effets visqueux sont dominants et l'approximation considérée est raisonnable.

4- Modèle de changement de phase

L'objectif principal étant d'étudier les transferts de chaleur et de masse (en tenant compte des changements de phase liquide-vapeur et en utilisant le modèle de volume de fluide (volume of fluid : VOF), le développement du solveur est facilité par l'utilisation de la boîte à outils numériques OpenFOAM.

Les phases, liquide et vapeur, sont incompressibles et non miscibles. Le modèle de force superficielle continue (CSF) permet de tenir en compte la tension superficielle. Ainsi, le modèle de changement de phase est rapidement incorporé dans solveur. Le modèle de Lee [22], souvent utilisé pour simuler les changements de phase liquide-vapeur, est alors exploité dans cette étude.

Les hypothèses d'un quasi-thermo-équilibre local et d'un transport de masse par le flux de changement de phase à une pression constante sont considérées. Le débit de masse volumétrique transféré est alors calculé par :

$$\dot{m}''' = r_c(1 - \alpha_L)\rho_v \frac{T - T_{sat}}{T_{sat}}, \text{ pour la condensation } T < T_{sat} \quad (64)$$

$$\dot{m}''' = r_e\alpha_L\rho_L \frac{T - T_{sat}}{T_{sat}}, \text{ pour l'évaporation } T > T_{sat} \quad (65)$$

Les coefficients empiriques r_c et r_e (en s^{-1}) sont les facteurs d'intensité du transfert de masse à la condensation et à l'évaporation, respectivement. Dans la littérature [23] [24], leurs valeurs sont comprises entre 0,1 et $10^{-7} s^{-1}$.

II- Résolution numérique

La résolution du système d'équation développé est effectuée grâce à la méthode des volumes finis associée à la méthode de volume de fluide (VOF), afin de simuler les écoulements diphasiques avec changement de phase au sein d'un milieu poreux. La plateforme OpenFOAM est choisie comme outil numérique de simulation. Les détails de la mise en œuvre du solveur sous OpenFOAM sont décrits dans la suite. Il s'agit d'une plateforme écrite en C++, adaptable

Commenté [ZL1]:

et puissante, contenant des fonctions et des logiciels (utilitaires et solveurs) pour les champs scalaires, vectoriels et tensoriels [25]. Basé sur la méthode des volumes finis, l'outil peut être facilement adapté à de nouvelles applications.

Le solveur décrit dans cette étude, `porousPhaseChangeFoam`, a été créé à l'aide d'`OpenFOAM` (version 6) sur la base du solveur existant `interPhaseChangeFoam`. Le solveur natif permet aussi de résoudre les problèmes d'écoulement des fluides liés à la cavitation. Ce dernier peut gérer les écoulements de deux fluides non miscibles, incompressibles et isothermes avec un transfert de masse potentiel entre eux. La capture de l'interface mobile entre les deux fluides est assurée par la technique VOF (Volume Of Fluid) basée sur le principe de fraction d'une phase. Les modèles de changement de phase disponibles sont destinés à simuler la cavitation. Néanmoins, la même structure de solveur peut également intégrer d'autres modèles de changement de phase. Le modèle de Lee, particulièrement populaire, a été sélectionné dans notre étude (équations 64 et 65).

Le solveur `porousPhaseChangeFoam` est mis en place dans `OpenFOAM` pour simuler un écoulement diphasique dans une structure poreuse, par la résolution des équations (53), (54), (61), (64) et (65). Différentes caractéristiques du nouveau solveur peuvent être exploitées afin de simuler plusieurs processus. La figure 13 décrit l'arborescence de la procédure numérique. Ses caractéristiques se résument à :

1. L'équation de transfert de l'énergie ($TEqn.H$) est rajoutée, en tenant compte du terme source d'énergie, ce qui permet de déterminer, à chaque pas de temps, la distribution de température.
2. Basé sur le modèle de changement de phase de Lee, une nouvelle bibliothèque ($Lee.C$) est implémentée afin de calculer les taux de transfert de masse entre les deux phases liquide et vapeur.
3. Des termes sources appropriés sont rajoutés à l'équation de vitesse originale ($UEqn.H$) et à l'équation de pression ($pEqn.H$). Les effets de la matrice poreuse sont inclus dans toutes les équations ; en particulier, dans l'équation de transport ($alphaEqn.H$) gérant la fraction de volume.

Il convient également de mentionner que la phase liquide est la phase primaire. Une solution transitoire avec un pas de temps, ajusté automatiquement, est obtenue dans le modèle. Un nombre de Courant global maximal de 0,2 a été choisi pour assurer la stabilité des solutions numériques. Le régime quasi-stationnaire est supposé atteint si les principaux champs de

paramètres (pression, vitesse et température) sont jugés stables (fluctuations transitoires $< 3\%$). Le critère de convergence des solutions est fixé à 10^{-10} . Le développement, le test et la simulation des cas numériques considérés sont réalisés grâce à un ordinateur (processeur à 16 cœurs et 12 Go dans la RAM).

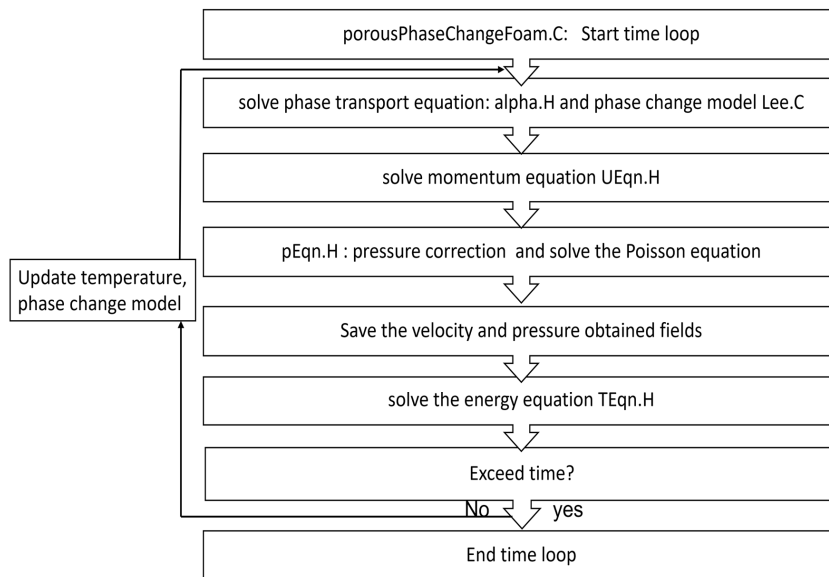


Figure 13 : Description du solveur porousPhaseChangeFoam

III- Validation du modèle

Dans le cadre de cette étude, on a développé un nouveau solveur sous OpenFOAM pour simuler les écoulements fluides dans les milieux poreux avec changement de phase. Il s'agit d'un outil numérique basé sur des équations dérivées expressément pour décrire l'écoulement diphasique dans un milieu poreux dans le cadre de l'analyse du volume élémentaire représentatif. Pour des raisons d'efficacité de calcul, l'approche moyenne en volume est utilisée pour simuler les échanges à l'interface mobile. Les équations d'un seul fluide constituent ainsi la base de cette méthode. Parmi les améliorations notables, le développement d'un modèle d'écoulement poreux moyenné en volume permet d'ajouter davantage de facteurs de résistance poreuse à l'équation de la quantité de mouvement.

Le nouveau solveur est validé en considérant plusieurs cas d'essai rencontrés dans la littérature. Pour cela, nous nous proposons de suivre les étapes suivantes : en premier lieu, le modèle poreux est testé avant de passer au changement de phase. Il s'agit de vérifier la pertinence du

modèle en considérant des cas tests classiques. En deuxième phase, et afin de valider le modèle de changement de phase, deux autres cas sont considérés : le problème de Stefan à deux phases et le cas de la condensation en film horizontal. Enfin, le cas pratique du refroidissement par transpiration à travers un milieu poreux est considéré pour confirmer la robustesse de l'outil numérique développé dans le cadre de cette étude (voir paragraphe IV).

1- Ecoulement en milieu poreux

Les trois configurations testées sont : (1) L'écoulement isotherme incompressible d'un fluide dans un cylindre poreux soumis à des forces externes constantes, (2) L'écoulement d'un fluide isotherme incompressible dans une conduite poreuse entraîné par une vitesse constante sur la paroi et (3) L'écoulement d'un fluide incompressible chauffé dans une conduite partiellement rempli de milieu poreux.

a. Ecoulement d'un fluide isotherme incompressible dans un tube poreux entraîné par des forces externes constantes

Il s'agit de simuler l'écoulement d'un fluide isotherme incompressible dans un tube poreux entraîné par une force externe constante $\mathbf{g}=(g_x, 0, 0)$ (voir figure 14).

Le problème est supposé axisymétrique avec domaine de simulation caractérisé par : $0 < r < R$ et $0 < x < 1$. Les caractéristiques du milieu poreux sont : la perméabilité K varie de 10^{-4} à 10^{-2} m^2 et la porosité est fixée à 0,1. La force volumique g_x est de 10 m s^{-2} et la viscosité cinématique est de $0,01 \text{ m}^2/\text{s}$. La température de la paroi est fixée à 290 K, 293 K et 296 K pour $K = 0,01 \text{ m}^2$.

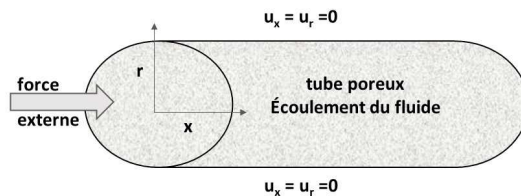


Figure 14 : Schéma de description du 1er cas de validation

En négligeant l'effet du terme de Forchheimer, qui tient compte des effets non-linéaires de l'écoulement fluide en milieu poreux, la solution analytique est donnée par [26] :

$$u_x(r) = \text{Real} \left\{ \frac{g_x K}{\nu} - \frac{g_x K J_0((- \varepsilon / K)^{1/2} r)}{J_0((- \varepsilon / K)^{1/2} R) \nu} \right\} \quad (66)$$

$$T(r) = T_w \quad (67)$$

"Real" désigne la partie réelle d'une variable complexe et J_0 est la fonction de Bessel d'ordre zéro.

Comme le montre la figure 15, un très bon accord est observé entre la solution analytique et les résultats numériques de la vitesse axiale développée pour différentes valeurs de perméabilité. On constate ainsi que la perméabilité a un impact important sur le profil de la vitesse. En effet, augmenter la perméabilité du matériau poreux engendre une vitesse maximale plus élevée. Ceci peut être justifié par une diminution de l'effet de la force de Darcy, participant à améliorer la capacité du milieu poreux à laisser passer le fluide à travers son réseau de pores plus facilement.

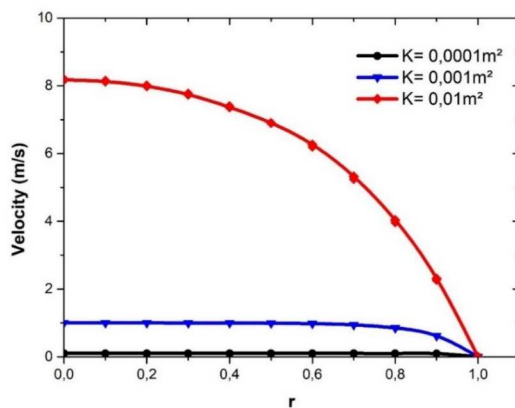
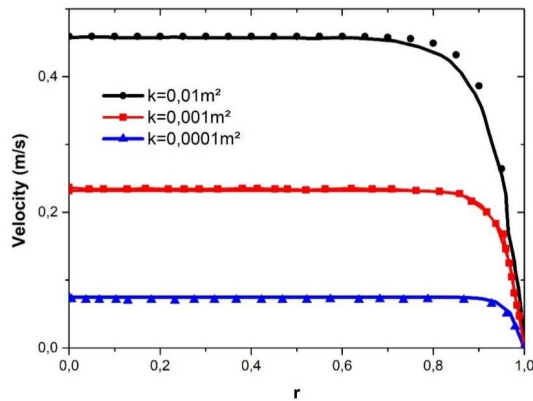


Figure 15 : Variation de la vitesse axiale à différentes valeurs de perméabilité
(Lignes pleines : simulation CFD ; motifs : solution analytique)

Pour les faibles vitesses d'écoulement ($Re \leq 10$), la loi de Darcy suffit pour décrire correctement l'écoulement dans un milieu poreux. Lorsque la vitesse augmente ($Re > 10$), Forchheimer a remarqué un écart entre les résultats numériques obtenus à partir de la loi de Darcy et les données expérimentales. Cette divergence est liée essentiellement aux effets d'inertie. Forchheimer a suggéré de rajouter un terme décrivant l'énergie cinétique et portant son nom. A cause des difficultés liées à la solution analytique en présence de ce facteur, on a comparé les résultats numériques aux solutions par différences finies [27]. La figure 16 montre un bon accord entre les résultats du modèle développé avec ceux d'autres auteurs [27, 28].



**Figure 16 : Variation de la vitesse axiale en tenant compte du terme de Forchheimer
(Lignes pleines : simulation CFD ; motifs : solution numérique [27, 28])**

On remarque que la vitesse axiale augmente lorsqu'on augmente la perméabilité. On constate aussi que, pour les mêmes conditions, l'ajout du terme de Forchheimer a un impact notable sur l'évolution de la vitesse axiale (en comparant les figures 15 et 16). En effet, on observe que la vitesse axiale baisse en présence du terme de Forchheimer. Par exemple, pour $K = 10^{-2} \text{ m}^2$ à la position $r = 0$, la vitesse axiale est respectivement égale à 0,46 avec le terme de Forchheimer et 8,14 m/s sans ce terme. Cet effet devient plus perceptible lorsque la perméabilité K augmente. Ainsi, le profil de vitesse devient plus plat en tenant compte du terme de Forchheimer. Il est donc recommandé de prendre en compte ce terme, surtout si la vitesse de l'écoulement est relativement élevée.

b. Écoulement d'un fluide isotherme incompressible dans un tube poreux entraîné par une vitesse constante sur la paroi

Il s'agit de simuler l'écoulement d'un fluide isotherme incompressible dans un tube poreux entraîné par une vitesse constante u_0 sur la paroi (voir figure 17). L'écoulement est entraîné, dans ce cas, par une vitesse constante contre la paroi : $u_0 = u(x, R) = 1 \text{ m/s}$. Les autres conditions aux limites restent inchangées. La viscosité cinématique ν est fixée à $0,01 \text{ m}^2/\text{s}$ et la porosité ε est de 0,1.

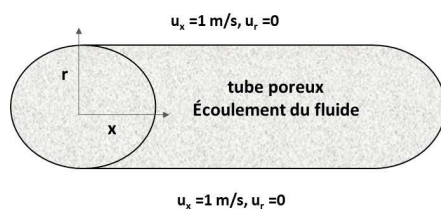


Figure 17 : Schéma de description du deuxième cas test

De manière semblable au cas précédent, le problème sans le terme de Forchheimer est d'abord étudié. La solution analytique est donnée par [26] :

$$u_x(r) = \text{Real} \left\{ \frac{u_0 J_0((- \varepsilon / K)^{1/2} r)}{J_0((- \varepsilon / K)^{1/2} R)} \right\} \quad (68)$$

$$T(r) = T_w \quad (69)$$

Une bonne concordance est observée dans ce cas test par comparaison des résultats numériques avec la solution analytique (figure 18). Le long de la direction radiale, la vitesse axiale augmente pour atteindre son maximum à la paroi du tube. On remarque aussi que si on diminue la perméabilité, un profil de vitesse plus plat est obtenu, en se rapprochant de la vitesse de la paroi le long de l'axe x. On peut l'expliquer par le fait que la sensibilité de l'écoulement du fluide, en ralentissant sa circulation, à la perméabilité de la matrice poreuse.

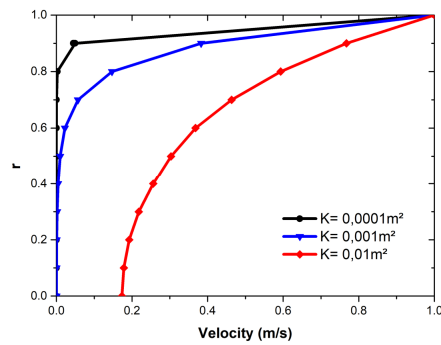


Figure 18 : Variation de la vitesse axiale pour le 2^{ème} cas test
(Lignes pleines : simulation CFD ; motifs : solution analytique)

c. Ecoulement d'un fluide incompressible chauffé dans un tube partiellement rempli de milieu poreux

Dans ce cas d'essai, illustré dans la figure 19, l'écoulement d'un fluide chauffé incompressible dans une conduite partiellement remplie d'un milieu poreux est considéré. On désigne par R_0 le rayon total de la conduite et par R_p le rayon du milieu poreux. Le milieu poreux est homogène et saturé d'un fluide monophasé, tout en étant en équilibre local avec la matrice solide.

Les résultats numériques obtenus sont comparés aux données de Rong et al. [9], avec : $\varepsilon = 0,4$, $Da = 10^{-3}$, $R_p = 0.5$ cm, $Re = 100$, et $Pr = 0,7$.

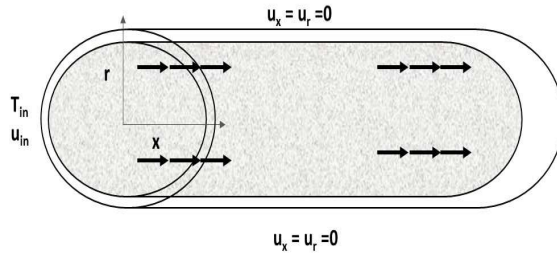


Figure 19 : Schéma du troisième cas test

Une bonne concordance entre les résultats de simulation et les données suggérés par Rong et al. [9] est obtenue (voir les figures 20 et 21).

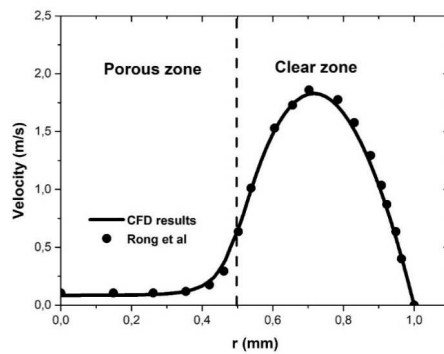


Figure 20 : Variation de la vitesse axiale pour le troisième cas test

Comme le montre la figure 20, les variations de vitesse axiale sont plus notables dans la zone claire que dans la zone poreuse. En effet, la structure poreuse génère des forces qui rendent la circulation du fluide le long du rayon du tube plus uniforme. La viscosité équivalente étant plus faible, la vitesse axiale est donc plus importante dans la zone claire, dépourvue de structure poreuse. A ce niveau, la distribution de la vitesse a une forme parabolique. Sa valeur moyenne est nettement plus élevée que dans la région poreuse. La distribution des vitesses dans cette zone poreuse se montre uniforme. La distribution de la température le long du domaine reste quasi-constante dans la zone poreuse pour augmenter nettement en zone claire et atteindre la température proche paroi, comme le montre la figure 21. Le gradient de vitesse plus faible dans la zone poreuse peut ainsi justifier le lien étroit entre les profils de vitesse et les distributions de température.

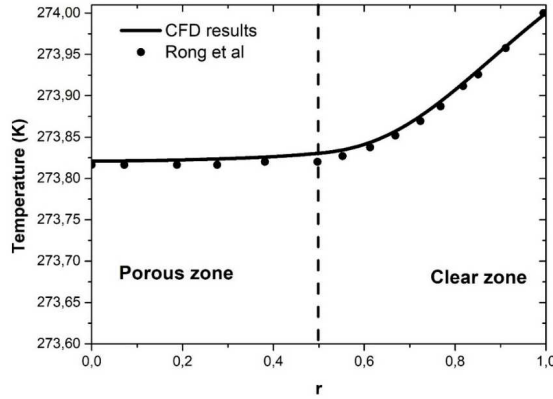


Figure 21 : Variation de la vitesse axiale pour le troisième cas test

2- Changement de phase

Dans cette étude, le modèle de changement de phase implémenté (modèle de Lee) est testé en considérant deux configurations : le problème de Stefan et le problème de la condensation en film horizontal.

a. Problème de Stefan

Le problème de Stefan, dans sa configuration unidimensionnelle, est souvent utilisé comme cas test standard afin de valider des modèles d'écoulement à changement de phase [29, 10]. Il s'agit d'un espace liquide et d'un film de vapeur séparés par une interface verticale (voir figure 22).

La température de la paroi en contact avec la phase vapeur (côté gauche dans la figure 22) est imposée supérieure à la température de saturation. Les deux phases (liquide et vapeur) sont en équilibre, initialement. Le liquide commence, ensuite, à se vaporiser et l'interface se déplace vers la partie liquide (côté droit de figure 22). Afin de permettre au liquide de s'écouler spontanément, une condition aux limites d'écoulement libre est appliquée côté droit. La vapeur étant stagnante, la chaleur est diffusée de la paroi vers l'interface.

Les solutions analytiques, en référence, pour la position de l'interface $\vartheta_{an}(t)$ et la température $T(x, t)$ du côté vapeur sont proposées par [29] :

$$\vartheta_{an}(t) = 2\eta\sqrt{\lambda_v t} \quad (70)$$

$$T(x, t) = T_w + \frac{T_{sat} - T_w}{\text{erf}(\eta)} \text{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{\lambda_v t}}\right) \quad (71)$$

Où λ_v est définie comme la diffusivité thermique de la phase vapeur et η est un paramètre déterminée par la relation :

$$\eta \text{erf}(\eta^2) \text{erf}(\eta) = \frac{c_{pv}(T_w - T_{\text{sat}})}{\sqrt{\pi} h_{fg}} \quad (72)$$

On considère un domaine de calcul quasi-monodimensionnel, en imposant une seule cellule dans le sens d'invariance par translation. Au contact de la paroi chaude, un très fin film vapeur est imposé. Les propriétés thermo-physiques de l'eau, sous ses deux phases liquide et vapeur, sont préconfigurées pour une pression de saturation de 1MPa.

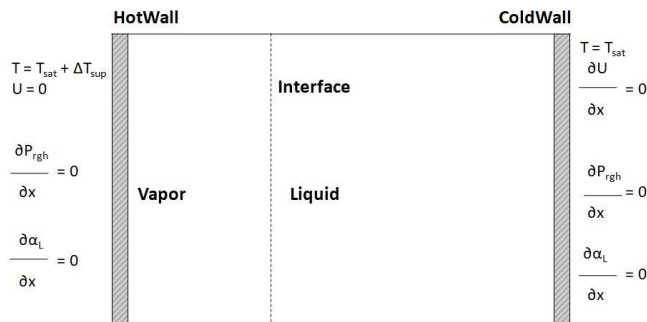
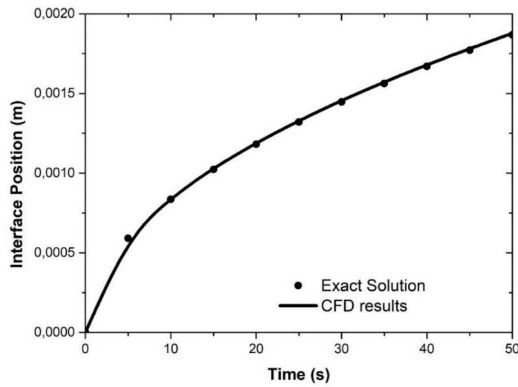


Figure 22 : Problème de Stefan

Au niveau de la paroi chaude, une condition aux limites de non-glissement est aussi utilisée. Une surchauffe de 10K est imposée à ce niveau de la paroi.

Comme le montre la figure 23, les résultats numériques (CFD) montrent une bonne concordance avec la solution analytique du problème de Stefan.



**Figure 23 : Position de l'interface pour le problème Stefan
(Comparaison entre le modèle numérique et la solution analytique)**

La distribution de la température dans le domaine à différents instants est représentée sur la figure 24. Comparée à la solution analytique, la température du côté vapeur est convenablement estimée, avoisinant la température de saturation.

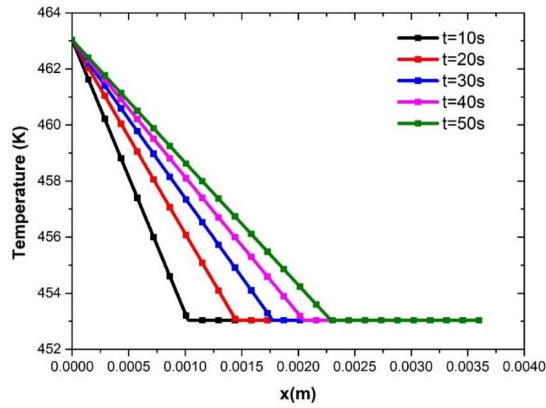
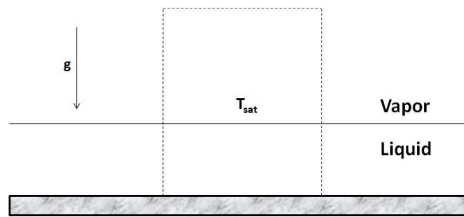


Figure 24 : Profils de température dans le domaine à divers instants de calcul
(Lignes continues : CFD ; motifs : solution analytique)

b. Condensation en film horizontal

Dans ce cas d'essai, un film liquide se forme par condensation de la vapeur, au contact d'une plaque horizontale isotherme à une température fixe T_w (voir figure 25). De T_w (en paroi) à T_{sat} (à l'interface), la variation de la température est supposée linéairement croissante. A partir d'une approche à volume de contrôle, la solution analytique est obtenue en estimant l'épaisseur du film [6] :

$$\delta_{an}(t) = \left[2t \frac{k_l}{\rho_L C_{pl}} \left(\frac{1}{2} + \frac{h_{fg}}{C_{pl} \Delta T} \right)^{-1} \right]^{1/2} \quad (73)$$



$$T_w = T_{sat} - \Delta T_{sub}$$

Figure 25 : Schéma de principe de la condensation en film horizontal

Le fluide, sous ses deux phases à la saturation, considéré est l'eau pour une pression $P_{\text{sat}}=1\text{MPa}$. Un domaine de calcul quasi-unidimensionnel est défini dans les directions tangentielles à la paroi sous-refroidie.

Les conditions aux limites suivantes sont considérées pour la température : $T_{\text{sat}} = 453\text{ K}$ et $T_w = 423\text{ K}$ (paroi sous-refroidie). Le fluide qui s'écoule à partir de la partie supérieure domaine est considéré à l'état vapeur. En début de simulation, un film liquide très fin est imposé au contact de la paroi.

Comme le montre la figure 26, les résultats de simulation (en trait continu) de l'évolution de l'épaisseur du film liquide en fonction du temps sont en bon accord avec la solution analytique (en motifs circulaires).

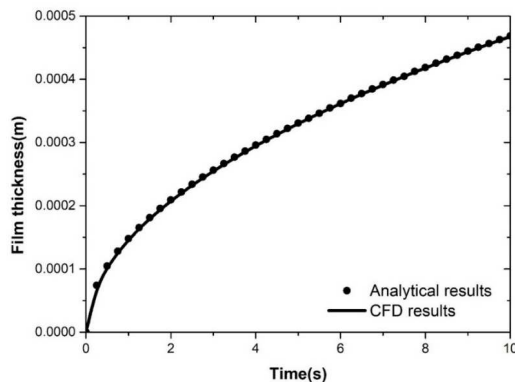


Figure 26 : Variation de l'épaisseur du film de condensation – comparaison entre les résultats de simulation et la solution analytique

IV- Résultats et discussion :

Le nouveau solveur développé et testé est exploité pour simuler deux cas pratiques de transfert de chaleur avec changement de phase en milieu poreux : le refroidissement par transpiration et les caloducs à mèche poreuse.

1- Refroidissement par transpiration à travers une matrice poreuse

Le processus de refroidissement par transpiration figure parmi les méthodes les plus efficaces de dissipation de la chaleur à travers les matériaux poreux. Il s'agit d'un procédé de refroidissement avancé, appliqué pour évacuer des flux de chaleur importants au niveau des chambres de combustion [30], des aubes de turbines à gaz [31, 32], des tuyères de fusées [33, 34, 35] et de certains composants des moteurs [30]. En effet, des températures extrêmement élevées sont rapidement atteintes, si un composant solide est exposé à un gaz chaud ou à un

rayonnement thermique. Le risque de déformation et de détérioration est alors important. Dans ce cas, le refroidissement par transpiration assure la protection thermique du système, en le recouvrant d'un matériau poreux et en injectant un liquide à la base de la paroi perméable. Un film de protection liquide se forme ainsi à la base de la surface poreuse.

Théoriquement, le refroidissement par transpiration est une technique idéale qui consiste à maintenir l'ensemble du revêtement de la paroi à la température maximale acceptable. L'idée est de développer le concept de la paroi multi-perforée en utilisant un matériau poreux (voir figure 27). Techniquement, la couche limite qui s'installe en contact direct avec la paroi est cohérente et régulièrement renouvelée grâce à une multitude de pores uniformément répartis sur l'étendue de la surface du système à refroidir. Ainsi, augmenter le nombre pores participe à limiter le problème des points chauds. Ces derniers sont principalement causés par la discrétisation des trous de la paroi multi-perforée. De plus, l'énergie reçue par rayonnement est efficacement dissipée par un transfert de chaleur intensifié par la convection interne, la surface d'échange étant importante. Le refroidissement par transpiration favorise donc une dissipation interne de la chaleur plus efficace et plus uniforme et permet ainsi de réduire la quantité du fluide de refroidissement nécessaire.

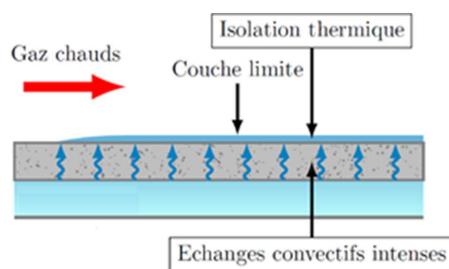


Figure 27 : Principe du refroidissement en paroi multi-perforée

Le mode forcé du refroidissement par transpiration consiste à laisser pénétrer, sous une certaine pression motrice, le liquide de refroidissement depuis la paroi d'extrémité chaude à l'intérieur de la structure stratifiée, à travers les fines structures du milieu poreux. Une couche limite de liquide de refroidissement continue et stable se forme ainsi en régime établi. De plus, suite à l'absorption continue de la chaleur, associée au changement de phase, le liquide de refroidissement permet d'améliorer considérablement l'efficacité du processus lors de son écoulement à travers les canaux poreux fins. En théorie, une capacité de refroidissement allant jusqu'à près de 1000 MW/m² peut être atteinte par transpiration à travers une matrice poreuse [36].

La figure 28 décrit le modèle physique considéré dans cette étude. Le problème de refroidissement par transpiration à travers une matrice poreuse est simplifié, dans ce cas, à un modèle monodimensionnel. Il s'agit d'une matrice poreuse d'épaisseur 0,1 m disposée horizontalement. Le fluide utilisé (l'eau dans notre cas) s'écoule contre la gravité. Ce dernier est injecté dans la matrice poreuse à partir du bas, à un débit massique $\dot{m}$ et à une température T_c . A l'opposé, un flux de chaleur Q est imposé au niveau de la surface supérieure. La chaleur introduite provoque donc un changement de phase liquide-vapeur. En effet, au passage du milieu poreux, le liquide absorbe de la chaleur, ce qui entraîne la génération de la vapeur par changement de phase.

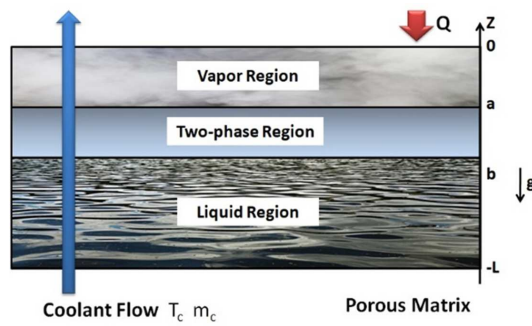


Figure 28 : Modèle physique du refroidissement par transpiration à travers un milieu poreux

a. Etude de sensibilité au maillage

Une étude de sensibilité des résultats au maillage est effectuée en considérant trois maillages différents comportant respectivement 204, 304 et 404 noeuds.

La porosité est fixée à 0,35 et la densité de flux de chaleur Q est de 1,5 MW/m². Le débit massique de liquide de refroidissement est $\dot{m}=0,4$ kg/m²s. La distribution de la température le long de la matrice poreuse pour les trois maillages est illustrée dans la figure 29. Les résultats de simulation obtenus montrent que les maillages 2 et 3 sont extrêmement similaires. Par conséquent, le maillage 2 est appliqué afin de garantir la précision du calcul et d'économiser en temps et en ressources opérationnelles.

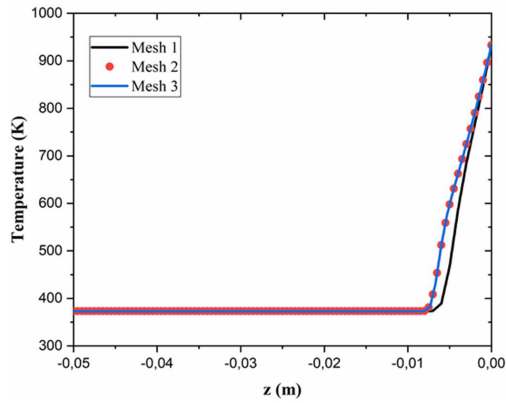


Figure 29 : Distribution de la température pour différents maillages

b. Validation

Afin de confirmer la validité de l'outil développé pour simuler le processus de refroidissement par transpiration à travers un milieu poreux, deux cas tests de la littérature sont considérés. Le premier cas consiste en une matrice poreuse d'épaisseur 0,1 m, de porosité à 0,35 et de diamètre de pores moyen à 5.10^{-4} m. Le liquide de refroidissement (l'eau) est injecté depuis la surface inférieure dans le milieu poreux à des débits massiques différents (0,3, 0,4 et 0,5 kg/m²s). Une densité de flux thermique de 1,5 MW/m² est imposée au niveau de la surface supérieure.

Les résultats obtenus dans le cadre de cette étude sont comparés aux données numériques de He et al. [37], comme le montre la figure 30. A différents débits massiques du fluide de refroidissement, un parfait accord est observé entre nos résultats et les données de la littérature [37]. Ceci confirme l'efficacité du modèle développé pour simuler le transport de chaleur avec changement de phase dans les milieux poreux, en particulier dans l'application du refroidissement par transpiration.

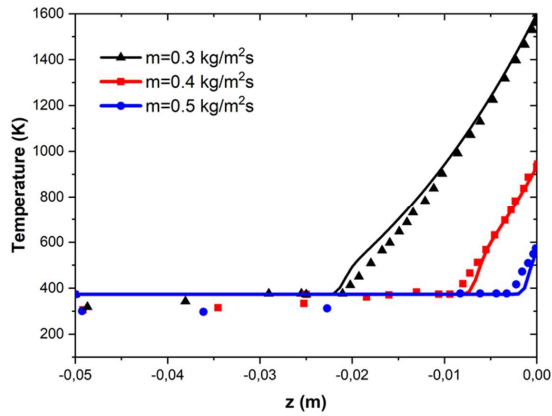


Figure 30 : Profils de température à différents débits de fluide de refroidissement
Notre étude : courbes continues, données de la littérature [37] : symboles

Le deuxième cas test concerne l'étude expérimentale, réalisée par Hu et al. [38], pour caractériser le refroidissement par transpiration à travers un milieu poreux. La matrice poreuse en forme cylindrique (rayon 40 mm et longueur 100 mm) est en cuivre métallique fritté ayant pour caractéristiques un diamètre des particules de 0,20 mm et une porosité de 0,318. Au-dessus de la surface supérieure, une lampe à Xénon est utilisée comme source de chaleur pour produire une densité de flux de 0,21 MW/m². La température est fixée à 300 K, et les débits massiques de l'eau $\dot{m}$ sont respectivement de 5,67 g/min et de 7,45 g/min.

Comme le montre la figure 31, une bonne concordance est obtenue en comparant les résultats de la modélisation et les données expérimentales. Une erreur relative maximale toujours inférieure à 6,5 % est notée. En conséquence, le modèle numérique développé est jugé comme valable pour la simulation de transfert de chaleur et de masse au sein d'un milieu poreux, faisant intervenir le processus de refroidissement par la transpiration.

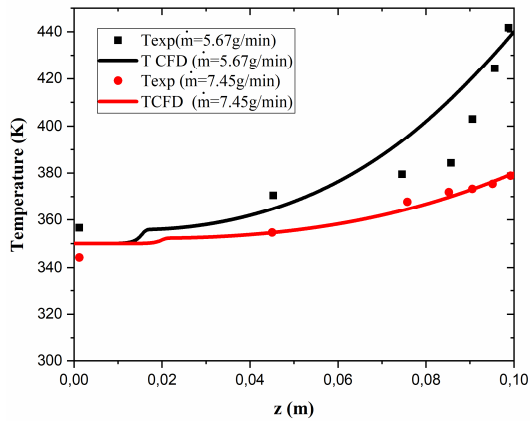


Figure 31 : Profils de température à différents débits de fluide de refroidissement
Notre étude : courbe continues, données expérimentales [38] : symboles

Une fois validé, le modèle de simulation développé sous OpenFOAM est exploité afin d'étudier les effets du débit de fluide, du flux de chaleur imposé et de la porosité sur le processus de refroidissement par transpiration.

c. Effets du débit massique du fluide de refroidissement

Les distributions de la saturation et de la température à l'intérieur de la matrice poreuse sont illustrées dans les figures 32 et 33 pour trois débits massiques différents du réfrigérant $\dot{m}=0,15$; $0,25$; $0,35$ et $0,45$ kg/m²s, avec un flux de chaleur Q fixé à 1,4 MW/m² et une porosité de 0,4 le long de l'axe z .

La figure 32 présente la variation de la saturation en fonction de la direction axiale y , à différentes valeurs de débit massique du réfrigérant $\dot{m}$. Les résultats obtenus montrent que l'augmentation de la quantité de liquide de refroidissement injecté permet de retarder le changement de phase dans la matrice poreuse en réduisant l'étendue de la région mixte et de la vapeur pure. L'approche de l'interface aigue «sharp interface» est utilisée pour déterminer la répartition des deux phases (par estimation de la saturation) en admettant une épaisseur extrêmement faible de cette interface liquide-vapeur. Notez que l'approche VOF ne tient en compte que des interfaces aigues d'épaisseur numériquement négligeable. Par conséquent, les propriétés thermo-physiques, telles que la viscosité et la densité, sont nécessairement discontinues à la traversé de cette interface.

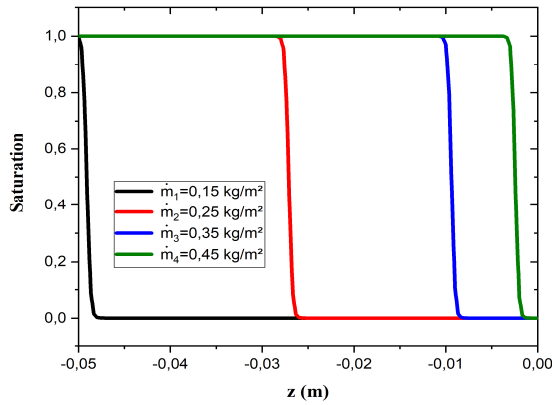


Figure 32 : Variation de la saturation dans le milieu poreux pour différents débits massiques du liquide de refroidissement

Commenté [ZL2]:

La distribution de la saturation observée sur la figure 32 lui correspond une variation de la température le long de l'axe z , dans les trois zones (voir figure 33). Les résultats obtenus montrent que l'augmentation du débit massique de réfrigérant engendre des gradients de température plus élevés dans la vapeur surchauffée. Un retard de l'évaporation du liquide est ainsi observé et une baisse de la température de la surface chaude s'en suit. Ce comportement logique est conforme aux prévisions de Chang et Peterson [39] et de Yuki et al. [40], étant donné que le processus d'évaporation requiert une plus grande quantité de chaleur.

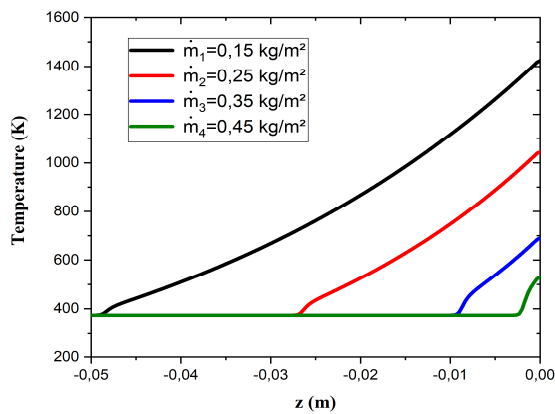


Figure 33 : Profils de température pour différents débits massiques du liquide de refroidissement

Dans le cas présent, la température de la surface supérieure est de 1423,7 K ; 1044,1 K ; 690 K et 538,7 K pour des débits massiques de $\dot{m} = 0,15$; 0,25 ; 0,35 et 0,45 kg/m²s, respectivement.

Notons que lorsque $\dot{m}$ diminue, la température au niveau de la paroi supérieure augmente significativement.

d. Effets du flux de chaleur imposé

Le même modèle de simulation est utilisé pour tester les effets de variation du flux de chaleur appliqué au niveau de la face supérieure de la matrice poreuse. Les résultats obtenus sont illustrés dans les figures 34 et 35 où les distributions de la saturation et de la température à différents flux thermiques imposés (1 ; 1,3 ; 1,35 ; 1,8 et 2 MW/m²) sont présentés, les autres paramètres étant fixés respectivement à (débit massique du liquide de refroidissement est fixé $\dot{m} = 0,25 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$; $\varepsilon = 0,35$).

Lorsque le flux de chaleur Q augmente, la variation de la saturation est limitée, ce qui indique que l'évaporation se produit rapidement dans la région diphasique (voir figure 34). On remarque que la région de la vapeur s'étend et que la région mixte (à deux phases) se déplace vers la gauche, comme conséquence.

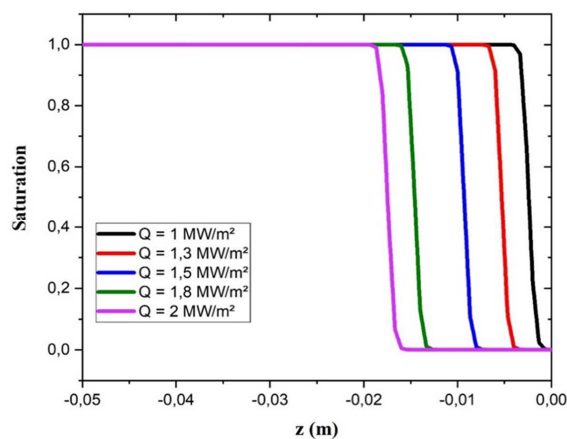


Figure 34 : Variation de la saturation à différents flux de chaleur appliqués

La figure 35 illustre la variation de la température dans la structure poreuse à différents flux de chaleur, qui correspond à la distribution de saturation le long de l'axe z (figure 34). Le profil de température dans la région liquide est constant, avec des fluctuations notables à proximité de l'interface, siège de l'évaporation. Dans la région vapeur, la température présente une variation exponentielle. La température à la surface supérieure se montre particulièrement sensible à l'augmentation du flux de chaleur Q .

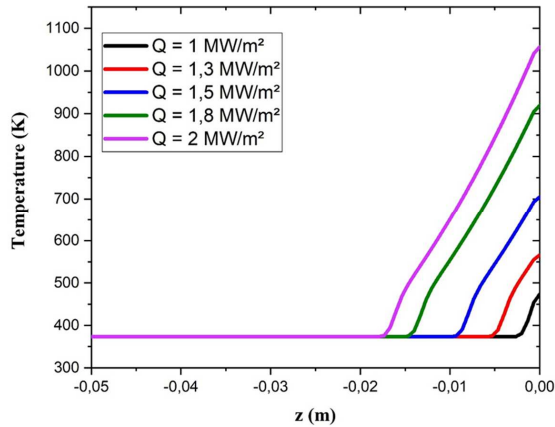


Figure 35 : Distribution de la température à différents flux de chaleur appliqués

e. Effets de la porosité

A différentes valeurs de la porosité, les distributions de la saturation et de la température à l'intérieur de la structure poreuse sont présentées dans les figures 36 et 37. Le flux de chaleur appliqué Q et le débit massique du liquide de refroidissement $\dot{m}$ sont respectivement fixé à $1,4\text{MW/m}^2$ et $0,35\text{ kg/m}^2\text{s}$.

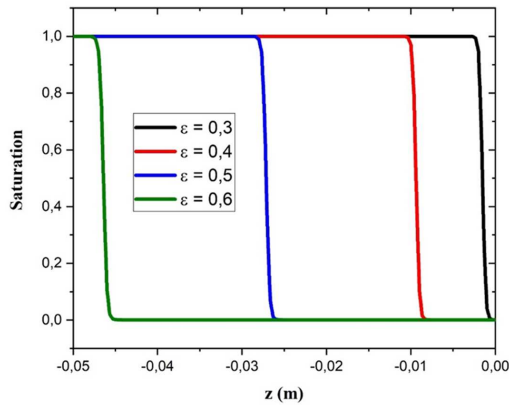


Figure 36 : Distribution de la saturation pour différentes valeurs de porosité

Les résultats obtenus montrent que la porosité a un impact important. En effet, lorsque la porosité augmente, l'interface liquide-zone mixte se déplace vers la gauche et la température dans la région de la vapeur surchauffée augmente. Ces phénomènes sont assez prévisibles : diminuer la porosité a pour conséquence une conductivité effective du milieu plus élevée et une surface d'échange spécifique plus grande. Cela indique que la surface de la région liquide

diminue lorsqu'un changement de phase a lieu à l'intérieur des pores, composés de sphères plus grosses. Aussi, la température de la face supérieure augmente lorsque la porosité augmente.

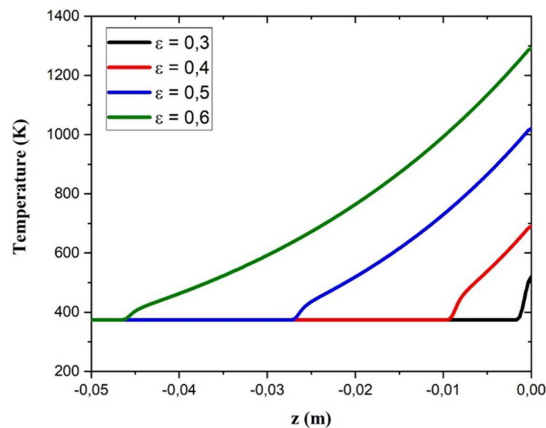


Figure 35 : Distribution de la température pour différentes valeurs de porosité

f. Efficacité du refroidissement par transpiration

L'efficacité moyenne du refroidissement est définie comme suit [41, 42] :

$$\eta = \frac{T_{\text{adia}} - T_w}{T_{\text{adia}} - T_c}$$

Où T_{adia} et T_w sont les températures moyennes de la face supérieure en configuration adiabatique (sans refroidissement) et avec refroidissement par transpiration, respectivement. T_c est la température du fluide de refroidissement à la base de la matrice poreuse.

Le tableau 2 rassemble les résultats obtenus pour l'efficacité moyenne en fonction des différents paramètres (le débit de fluide $\dot{m}$, le flux de chaleur Q et la porosité ϵ). Lorsque la température de la face supérieure du domaine augmente, on remarque que la performance de refroidissement, mesurée par le paramètre η , diminue en raison de l'accumulation de chaleur et d'un transfert de chaleur relativement faible.

Tableau 2 : Efficacité moyenne du refroidissement en fonction des principaux paramètres de refroidissement par transpiration

Paramètres Fixes	$Q = 1,4 \text{ MW/m}^2$ $\epsilon = 0,4$				$\dot{m} = 0,25 \text{ kg/m}^2\text{s}$ $\epsilon = 0,4$				$Q = 1,4 \text{ MW/m}^2$ $\dot{m} = 0,35 \text{ kg/m}^2\text{s}$			
Paramètres variables	$\dot{m} \text{ (kg/m}^2\text{s)}$				$Q \text{ (MW/m}^2)$				ϵ			
	0,15	0,25	0,35	0,45	1	1,4	1,8	2,2	0,3	0,4	0,5	0,6
$T_w \text{ (K)}$	1423,7	1044	690	538,7	716,6	1044	1357	1680,7	520,6	690	1020,6	1291,5
η	0,03	0,38	0,7	0,84	0,58	0,38	0,25	0,15	0,87	0,7	0,37	0,074

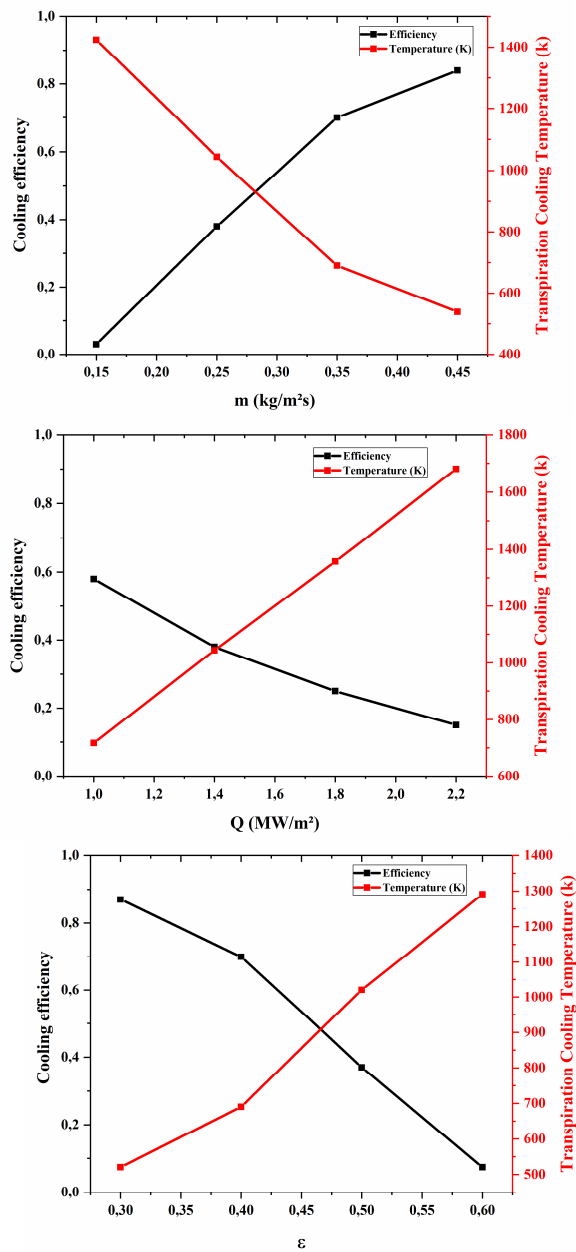


Figure 36 : Distribution de la température et de l'efficacité du refroidissement en fonction des différents paramètres

On constate que le refroidissement par transpiration est plus efficace lorsque le flux de chaleur diminue et que le débit du liquide de refroidissement augmente, pour l'ensemble des paramètres testés. En outre, ce procédé de refroidissement est plus efficace lorsque la porosité moyenne de la matrice poreuse diminue. En effet, la diminution de la porosité participe à améliorer l'écoulement du liquide à travers le milieu poreux et le transfert thermique augmente en association à une meilleure capacité de changement de phase. De plus, le liquide est caractérisé par une chaleur spécifique plus élevée que la vapeur. Ceci améliore le refroidissement au niveau de la face supérieure. Des études antérieures ont montré des tendances similaires [37, 38]. Aussi, les échanges thermiques entre le liquide et la matrice solide sont améliorés lorsque le débit du fluide de refroidissement augmente, ce qui lui permet d'absorber plus de chaleur et d'atteindre plus rapidement l'équilibre. Ceci affecte directement l'efficacité du refroidissement. La figure 37 illustre la variation de l'efficacité du refroidissement en fonction du flux thermique à différents débits massiques du fluide de refroidissement. On en déduit que la baisse de température engendre une augmentation de l'efficacité de transfert, offrant une protection thermique assez performante.

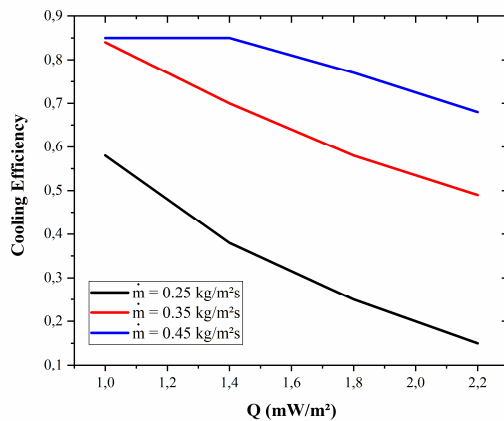


Figure 37 : Efficacité de refroidissement en fonction du flux de chaleur pour différents débits massiques du fluide

2- Essai de simulation d'un caloduc à structure capillaire poreuse

Le caloduc objet de cette étude est constitué de trois régions radiales : la paroi, la mèche (zone liquide) et le noyau de vapeur. Ce dispositif contient également trois sections axiales : l'évaporateur, la section adiabatique et le condenseur, comme le montre schématiquement la figure 38.

La mèche est saturée par la phase liquide du fluide caloporteur, et le volume restant du tube contient la phase vapeur. La chaleur appliquée à l'évaporateur provoque la vaporisation du liquide dans l'espace de vapeur. La vapeur s'écoule vers le condenseur et libère de la chaleur latente en se condensant. La chaleur est évacuée dans l'espace environnant par la surface extérieure du condenseur.

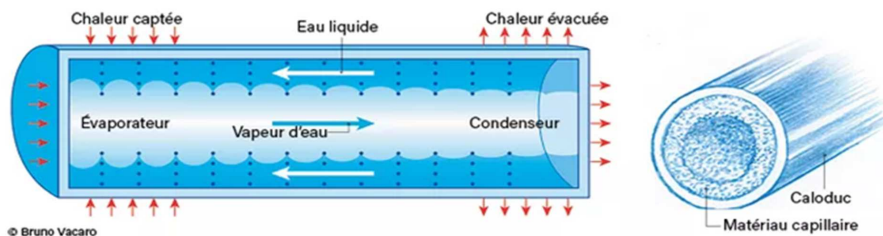


Figure 38 : Schéma d'un caloduc à mèche

Pour simuler le fonctionnement de ce caloduc, nous avons exploité le modèle sous openFOAM déjà décrit dans les sections précédentes. Les conditions aux limites sont :

- Aux deux extrémités du caloduc, la condition de non-glissement pour la vitesse et la condition adiabatique pour la température sont appliquées. Pour $z = 0$ et L : $V = U = W = 0$, $\frac{\partial T}{\partial z} = 0$
- Sur l'axe central, la condition de symétrie est appliquée.
- Pour la surface de la paroi extérieure du caloduc :

A l'évaporateur

$$k_w \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R_0} = q_e$$

En Section adiabatique

$$\frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R_0} = 0$$

Au Condenseur (convection)

$$-k_w \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R_0} = h(T_w - T_a)$$

Où h est le coefficient de transfert de chaleur par convection, T_w et T_a , sont respectivement la température de la surface de la paroi extérieure et la température de l'espace environnant.

Concernant le maillage, OpenFOAM admet, par défaut, un système de coordonnées cartésiennes tridimensionnelles. Le générateur de maillage fourni avec cet outil, blockMesh, génère des maillages à partir d'une description spécifiée. La figure 39 montre le maillage généré par OpenFOAM, dans notre cas.

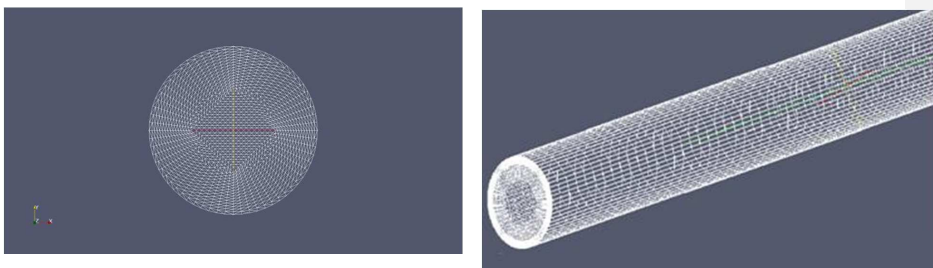


Figure 39 : Maillage généré par OpenFOAM

Afin de valider notre modèle, l'étude expérimentale de Kempers et al [43] sur un caloduc cuivre-eau est considéré. Le tableau 3 rassemble les caractéristiques de ce caloduc. La température a été mesurée à l'aide de 11 thermocouples de type T répartis le long de la paroi externe du caloduc. La température de la vapeur a été mesurée à l'aide du même nombre de thermocouples de type K, insérés dans des trous percés à travers la paroi du caloduc et la mèche avant le chargement.

Tableau 3. Caractéristiques du caloduc testé par Kempers et al. [43]

Description du caloduc	
Matériau de l'enveloppe	Cuivre
Nature du fluide	Eau
Longueur totale du caloduc	355,6 mm
Longueur de la section de l'évaporateur	101,6 mm
Longueur de la section adiabatique	101,6 mm
Longueur de la section du condenseur	152,4 mm
Diamètre intérieur du caloduc	17,4 mm
Diamètre extérieur du caloduc	19,05 mm

La section évaporateur du caloduc a été chauffée à l'extérieur à l'aide de deux bandes chauffantes électriques. La section condenseur du caloduc a été refroidie par un échangeur à d'eau, spécialement conçu à cet effet.

La figure 40 permet de comparer les résultats numériques aux données expérimentales [43] de la variation axiale de la température de la paroi externe, pour une température constante au condenseur de 20°C et un apport de chaleur à l'évaporateur $Q_e = 20\text{W}$.

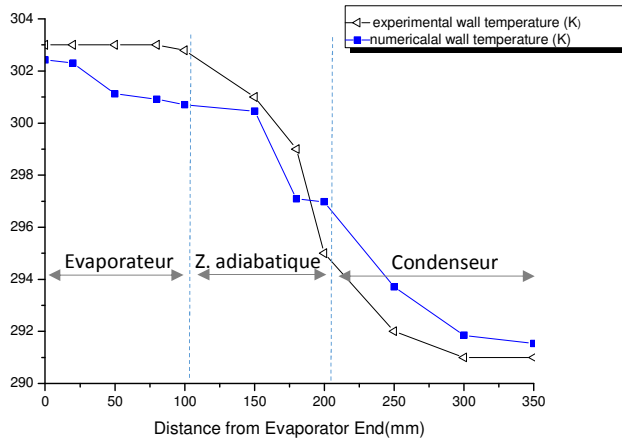


Figure 40 : Variation axiale de la température de la paroi [43]

Une bonne concordance entre les données expérimentales et les résultats de la solution numérique est observée.

La figure 41 montre les résultats numériques de la distribution de la température de la paroi externe obtenus par le modèle OpenFOAM. Nous pouvons clairement distinguer les trois sections (évaporateur, condenseur et zone adiabatique). La variation axiale de la température le long de la paroi du caloduc est aussi observée.

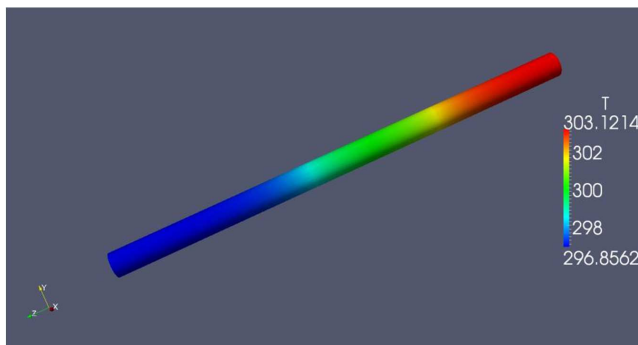


Figure 41 : Température de la paroi (résultats numériques)

La figure 42 montre la distribution de la température de la vapeur le long du caloduc, comparée aux données expérimentales [43]. Dans la zone d'évaporation, la chaleur est fournie par le chauffage électrique à bande. Dans la zone adiabatique, la vapeur reçoit la chaleur à travers la paroi du caloduc par conduction axiale depuis le côté évaporateur. Les températures au cœur vapeur dans les sections évaporateur et adiabatique sont presque égales. La température de la vapeur au condenseur est proche de celle de la paroi.

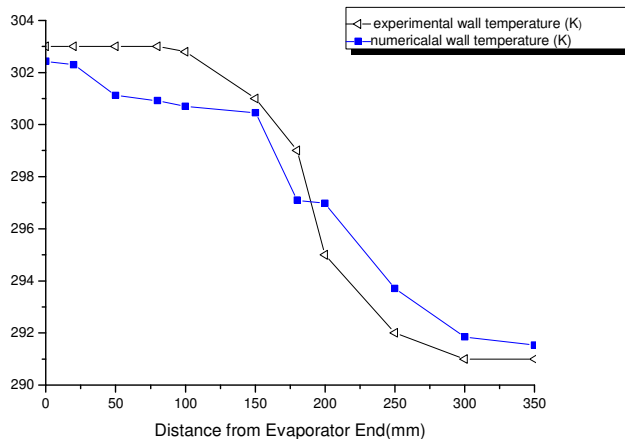


Figure 42 : Variation axiale de la température au cœur du caloduc (vapeur)

La figure 43 présente les résultats CFD de la variation de la température interne (au cœur vapeur). Ces données sont en bon accord avec les résultats obtenus lors de l'étude expérimentale de Kempers et al. [43].

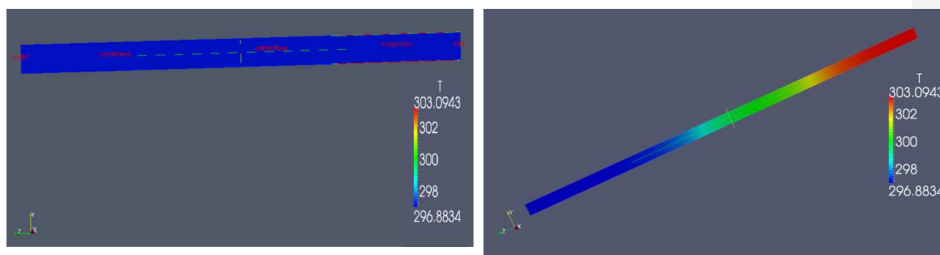


Figure 43 : Variation de la température de la vapeur à l'intérieur du caloduc

V- Conclusions :

Dans le cadre de cette étude, un outil numérique (porousPhaseChangeFoam) sous le logiciel libre OpenFOAM a été développé et validé pour simuler les écoulements diphasiques dans les milieux poreux. Ce solveur a été validé, en première partie, avec succès en comparant les

résultats obtenus aux solutions analytiques et/ou aux données d'études numériques antérieures. Un modèle dynamique de changement de phase couplé à l'approche de volume de fluide (VOF) est développé pour prédire les caractéristiques de transfert de chaleur et le processus de changement de phase.

Par la suite, le problème du refroidissement par transpiration avec changement de phase dans les milieux poreux a été étudié. Ainsi, les résultats obtenus ont démontré l'efficacité du nouveau solveur dans l'étude de ce type de problème, particulièrement. Les effets des différents paramètres, tels que le débit massique du liquide de refroidissement, le flux de chaleur imposé ou la porosité sur la distribution des deux phases (via la saturation) et la variation de la température dans la matrice poreuse sont étudiés. Les résultats obtenus montrent qu'augmenter le débit de liquide de refroidissement injecté participe à retarder le changement de phase dans la matrice poreuse et à réduire l'étendu de la région de vapeur surchauffée et de la zone mixte. Par conséquent, le gradient de température dans la section de vapeur surchauffée augmente et la température de la surface chaude diminue. Si le flux thermique imposé augmente, la région diphasique se déplace vers l'arrière et la région de vapeur s'étend. La température de la surface supérieure augmente alors considérablement. Elle a également tendance à augmenter lorsque la porosité du milieu poreux s'accroît.

L'efficacité moyenne de refroidissement est un paramètre souvent utilisé pour l'estimation de la performance de cette technique de protection thermique. Les résultats obtenus montrent que la capacité de refroidissement par transpiration à travers la plaque poreuse peut être améliorée lorsque le débit du liquide de refroidissement est augmenté et que le flux de chaleur ou la porosité sont réduits.

Bien que cet outil numérique ait été utilisé pour l'étude du refroidissement par transpiration, il peut être étendu pour étudier de nombreux autres dispositifs techniques complexes impliqués dans des applications d'ingénierie telles que les caloducs ou les échangeurs de chaleur. En fait, le milieu poreux, siège des phénomènes d'écoulement diphasique de changement de phase et d'interface mobile, constitue l'élément clé de ces dispositifs de transfert de chaleur. En particulier, l'outil numérique développé a été utilisé pour simuler les transferts de chaleur et de masse au sein d'un caloduc à mèche poreuse. Les résultats obtenus montrent une bonne concordance avec les données expérimentales d'études antérieures. Le test complet des effets des différents paramètres de fonctionnement d'un caloduc sur ses performances de transfert thermique sont envisagées dans le cadre d'étude future.

Références

- [1] K. Grissa. Numerical and Experimental Study of Heat Pipes Used in Solar Applications. Thèse de l'ISAE-ENSMA (Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique) – Poitiers, 2018.
- [2] F. Rong, B. Shi, X. Cui. Lattice Boltzmann simulation of heat and fluid flow in 3D cylindrical heat exchanger with porous blocks. *Applied Mathematics and Computation*, 276: 367-378, 2016.
- [3] D.A. Bennett, R. Bradley, M. Cross. A general Ergun equation for a multilayered porous medium. Editor(s): R. Vichnevetsky, J. Vignes, J. VIGNES. In *IMACS Transactions on Scientific Computation–85, Numerical Mathematics and Applications*, North-Holland, pages 213-220, 1986.
- [4] M.C. Sukop, D. T. Thorne Jr. Lattice Boltzmann modelling – An introduction for geoscientists and engineers, 2nd edition, Springer-Verlag, New York, 2007.
- [5] Q. Li, K. Luo, Q. Kang, Y. He, Q. Chen, and Q. Liu. Lattice Boltzmann methods for multiphase flow and phase-change heat transfer. *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 52, pp. 62-105, 2015.
- [6] K. Grissa, R. Chaabane, Z. Lataoui, A. Benselama, Y. Bertin, and A. Jemni. Lattice Boltzmann model for incompressible axisymmetric thermal flows through porous media. *Physical Review E*, vol. 94, no. 4, pp. 043306, 2016.
- [7] X. He, L-S Luo. Theory of the lattice boltzmann method: from the Boltzmann equation to the lattice Boltzmann equation. *Physical Review E*, 56(6) : 6811, 1997.
- [8] J.G. Zhou. Lattice Boltzmann Methods for ShallowWater, Vol. 4, Springer, Berlin, 2004.
- [9] F. Rong, Z. Guo, Z. Chai, B. Shi. A lattice boltzmann model for axisymmetric thermal flows through porous media. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53(23):5519–27, 2010.
- [10] F. Rong, W. Zhang, B. Shi, and Z. Guo. Numerical study of thermal flows through porous media. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 70, 1040-1049, 2014.
- [11] T. Brahim, A. Jemni. Effect of the heat pipe adiabatic region. *Journal of Heat Transfer*, 136(4), 042901, 2014.
- [12] A. Ghedira. Etude et modélisation des super-conducteurs de chaleur : les caloducs. Thèse de l'école d'ingénieurs de Monastir, 2024.
- [13] C.I. Hammett, R.G. Rinaldi, and F.W. Zok. Pyramidal lattice structures for high strength and energy absorption. *Journal of Applied Mechanics*, 80(4):1–41, 2013.
- [14] R.M. German. Powder metallurgy science. Metal Powder Industries Federation, 1994.
- [15] Sintertech. Poral : Filtres poreux en métal fritté. <http://sintertech.org/fr/portfolio/poral-filtres-poreux-en-metal-fritte/>, 2016.
- [16] H. Darcy. Les fontaines publiques de Dijon, 1856.
- [17] R. Wooding. Steady state free thermal convection of liquid in a saturated permeable medium. *Journal of Fluid Mechanics*. 2(3), pp. 273-285, 1957.
- [18] J. C. Ward. Turbulent flow in porous media. *Journal of the hydraulics division*. 90(5), pp. 1-12, 1964.
- [19] A. Bejan. Convection Heat Transfer. 3rd edition, New York : John Wiley & Sons, 2004.

- [20] A. Albadawi et al. Influence of surface tension implementation in volume of fluid and coupled volume of fluid with level set methods for bubble growth and detachment. *International Journal of Multiphase Flow*. Vol. 53, pp. 11-28, 2013.
- [21] A. Alizadehdakhel, R.A. Masoud et A. Alsairafi, A. Ammar. CFD modeling of flow and heat transfer in a thermosyphon. *International Communications in Heat and Mass Transfer*. Vol. 37, pp. 312-318, 2010.
- [22] S. Shin, S.I. Abdel-Khalik. Numerical modeling of evaporating thin liquid film instability on a heated cylindrical rod with parallel and cross vapor flow. *Nuclear Science and Engineering*. Vol. 156, pp. 24-39, 2007.
- [23] S. Shin, B. Choi. Numerical simulation of a rising bubble with phase change. *Applied Thermal Engineering*. Vol. 100, pp. 256-266, 2016.
- [24] A.H. Rajkotala, H. Mirsandi, E.A.J.F. Peters, M.W. Baltussen, C.W.M. Van der Geld, J.G.M. Kuerten, J.A.M. Kuipers. Extension of local front reconstruction method with controlled coalescence model. *Physics of Fluids*. Vol. 30, 022102, 2018.
- [25] S.T. Ding, B. Luo, G.A. Li. Volume of fluid based method for vapor-liquid phase change simulation with numerical oscillation suppression. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. Vol. 110, pp. 348-359, 2017.
- [26] G. Gökçe, C. Kurt, G. Odabasi et al. Comprehensive three-dimensional hydrodynamic and thermal modeling of steady-state operation of a flat grooved heat pipe. *International Journal of Multiphase Flow*. Vol. 160, 104370, 2023.
- [27] H. G. Weller, G. Tabor, Hr. JASAK et al. A tensorial approach to computational continuum mechanics using object-oriented techniques. *Computers in physics*. Vol. 12, pp. 620-631, 1998.
- [28] W. Sanhan, K. Vafai, N. Kammuang-Lue et al. Numerical simulation of flattened heat pipe with double heat sources for CPU and GPU cooling application in laptop computers. *Journal of Computational Design and Engineering*. Vol. 8, 2021.
- [29] F. Rong, B. SHI. Incompressible lattice Boltzmann model for axisymmetric flows through porous media. *International Journal of Modern Physics C*. Vol. 26, 1550036, 2015.
- [30] K.D. Song, S.H. Choi, S.J. Scotti. Transpiration cooling experiment for scramjet engine combustion chamber by high heat fluxes. *Journal of propulsion and Power*. 22(1), 96-102, 2006.
- [31] Y.H. Andoh, B. Lips. Prediction of porous walls thermal protection by effusion or transpiration cooling. An analytical approach. *Applied Thermal Engineering*. 23(15), 1947-58, 2003.
- [32] C. Trevino, A. Medina. Analysis of Transpiration Cooling of a Thin Porous Plate in a Hot Laminar Convective Flow. *Mecanica Computacional*. 18(5), 309-316, 1997.
- [33] D. Keener, J. Lenertz, R. Bowersox, J. Bowman. Transpiration cooling effects on nozzle heat transfer and performance. *Journal of Spacecraft and Rockets*. 32(6), 981-985, 1995.
- [34] D. Greuel, A. Herbertz, O. Haidn, M. Ortelt, H. Hald. Transpiration cooling applied to C/C liners of cryogenic liquid rocket engines. 40th Joint Propulsion Conference and Exhibit, Florida, 11-14 July 2004.
- [35] J. Landis, W. Bowman. Numerical study of a transpiration cooled rocket nozzle. In 32nd Joint Propulsion Conference and Exhibit, p. 2580, 1996.

- [36] Y. Xiong, Y. Zhu, Jiang, Z. Huang, Y. Liu. Experiment of transpiration cooling rules of single-phase liquid. *Journal of Aerospace Power*. 28 (9), 1956–1961, 2013.
- [37] F. He, T. Liu, R. Ding, J. Wang. Numerical investigation on the double-layer porous plate of transpiration cooling with phase change under different heat flux. *Results in Engineering*, 101549, 2023.
- [38] X. Li, Z. Liao, H. Li, P. Jiang, R. Xu. Phase-change transpiration cooling in heterogeneous composite porous plates: Heat transfer characteristics and their prediction. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 125290, 2024.
- [39] C.S. Chang, G.P. Peterson. Heat transfer analysis and evaluation for two-phase flow in porous-channel heat sinks. *Numerical heat transfer, Part A: Applications*, Vol. 31, pp. 113-130, 1997.
- [40] K. Yuki, J. Abei, H. Hashizume, S. Toda. Numerical investigation of thermofluid flow characteristics with phase change against high heat flux in porous media. *Journal of Heat Transfer*, 130(1), 012602, 2008.
- [41] L. Shen, J. Wang, W. Dong, J. Pu, J. Peng, D. Qu, L. Chen. An experimental investigation on transpiration cooling with phase change under supersonic condition. *Applied Thermal Engineering*. Vol. 105, pp. 549-556, 2016.
- [42] G. Huang, Y. Zhu, Z. Liao, X.L. Ouyang, P.X. Jiang. Experimental investigation of transpiration cooling with phase change for sintered porous plates. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. Vol. 114, pp. 1201-1213, 2017.
- [43] R. Kempers, A.J. Robinson, D. Ewing, C.Y. Ching. Characterization of evaporator and condenser thermal resistances of a screen mesh wicked heat pipe. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. Vol. 51 (25-26), pp. 6039-6046, 2008.

Conclusion générale

Les systèmes diphasiques de transfert de chaleur représentent une solution adaptée à de nombreux problèmes de régulation et de contrôle thermique. Dans ce contexte, plusieurs études numériques et expérimentales ont été développées afin de mieux comprendre les phénomènes qui interviennent dans leur fonctionnement et d'optimiser les conditions opératoires permettant d'atteindre les meilleures performances de transport thermique. Les travaux de recherche présentés dans ce manuscrit concernent l'étude de deux types de caloducs : les caloducs à structure capillaire poreuse et les thermosiphons.

L'étude développée sur les caloducs de type thermosiphon comporte deux volets. Le premier consiste en une série de tests expérimentaux sur un thermosiphon en acier inoxydable rempli, à chaque fois, par trois fluides caloporteurs différents (l'eau, l'acétone et l'éthanol) selon trois niveaux de taux de remplissage prédéterminés (remplissage optimal, sous-remplissage et sur-remplissage). Grâce à un banc expérimental développé dans notre laboratoire, l'instrumentation par des thermocouples étalonnés et le remplissage sous-vide du thermosiphon permet de tester les effets des différents paramètres de fonctionnement (flux imposé à l'évaporateur, température du fluide de refroidissement et taux de remplissage). Les résultats obtenus montrent que l'augmentation du flux de chaleur ou de la température du fluide de refroidissement a un effet notable sur les performances de transport thermique du thermosiphon. En cas de sous-remplissage ($TR=10\%$), une augmentation significative de la température est observée dès l'application du flux thermique à l'évaporateur. Entre les cas de remplissage optimal ($TR=20\%$) et de sur-remplissage ($TR=35\%$), les comportements thermiques du thermosiphon sont similaires. Pour les trois fluides caloporteurs, on a aussi montré que le thermosiphon présentait le meilleur coefficient d'échange à l'évaporateur en cas de sur-remplissage. Une bonne concordance entre les résultats expérimentaux et les données estimées par d'autres auteurs est remarqué.

Dans le deuxième volet, un modèle du thermosiphon développé sous openFOAM est décrit. Il s'agit d'un modèle numérique permettant de simuler les écoulements diphasiques avec changement de phase au sein d'un caloduc de type thermosiphon. Deux configurations classiques sont considérées. Les résultats de simulation ont d'abord été comparés aux données expérimentales d'autres auteurs pour la distribution de température le long de la paroi externe, ce qui a permis de valider le modèle. L'analyse de la fraction liquide au sein du thermosiphon montre que la formation de bulles se situe toujours dans la partie supérieure de l'évaporateur. L'évolution de la taille des bulles présente les mêmes tendances dynamiques que les résultats

des essais expérimentaux d'études antérieures. L'activation des sites de nucléation devient quasiment stable lorsque l'état pseudo-stationnaire est atteint. On observe également un écoulement en forme de bouchon, les bulles activées s'élevant et coalesçant avant d'atteindre l'interface. Pour la deuxième configuration, l'étude est particulièrement focalisée sur les effets de la puissance de chauffage et l'angle d'inclinaison. D'après les résultats obtenus, les effets de l'angle d'inclinaison sur la température sont plus importants lorsque l'apport de chaleur augmente. En effet, la conduction est prédominante à faible apport de chaleur, tandis que le changement de phase et les échanges convectifs ont un effet encore plus significatif à puissance de chauffage élevée. Pour une température de fonctionnement inférieure à 130 °C, l'angle d'inclinaison optimal est d'environ de 60°, alors qu'il est proche de 90° (position verticale) pour des températures plus élevées (supérieures à 150 °C). Pour une température intermédiaire (50-130 °C), un angle d'inclinaison de 60° est recommandé pour obtenir une résistance thermique relativement faible et un bon transfert thermique le long du thermosiphon.

Le modèle numérique développé dans ce travail a démontré son efficacité pour capturer les principaux phénomènes impliqués dans le fonctionnement du thermosiphon et la topologie de l'écoulement sans recourir à des moyens artificiels pour déclencher la nucléation ou la condensation. Des études complémentaires seront menées pour étudier les effets des principaux paramètres de fonctionnement (taux de remplissage, température de fonctionnement, apport de chaleur, angle d'inclinaison...) sur le comportement thermique et les performances d'un caloduc. Il est ensuite possible de tester numériquement des géométries innovantes du thermosiphon. Ce modèle numérique peut également être exploité pour la simulation d'autres problèmes impliquant des écoulements diphasiques avec changement de phase en configuration ouverte ou sous vide. Enfin, pour limiter les effets des oscillations numériques et des courants parasites, la mise en œuvre de méthodes de reconstruction de haute précision et de schémas de flux convectifs constitue des pistes à explorer afin d'améliorer certains aspects du modèle de simulation.

Pour caractériser le comportement d'un caloduc à structure capillaire poreuse, deux approches de modélisation sont considérées : La méthode de Boltzmann sur réseau (LBM) et la méthode des volumes finis associée à l'approche de volume de fluide (VOF).

Dans ces travaux, l'écoulement axisymétrique incompressible à travers un milieu poreux est modélisé par la méthode LBM. Des tests numériques ont permis, au préalable, de valider le modèle proposé. Les caractéristiques de la vapeur (vitesse et température) sont comparées aux données numériques obtenues par d'autres auteurs, et une bonne concordance est notée. Le

modèle du caloduc à mèche poreuse est aussi validé en comparant nos résultats aux données d'études antérieures. Une étude paramétrique est alors menée. Les résultats obtenus montrent que la vitesse du liquide diminue lorsque la porosité et la perméabilité augmentent. Dans ce cas, la réduction de la surface de liquide disponible contribue à l'accentuation du changement de phase, et inversement. La différence de température la plus faible entre l'évaporateur et le condenseur est obtenu pour la structure en cuivre fritté. Le choix du fluide caloporteur a aussi un effet important sur la résistance thermique globale du caloduc. Cette dernière est, en effet, directement liée aux propriétés du fluide. L'eau présente les meilleures performances par rapport aux autres types de fluides.

La deuxième approche de modélisation d'un caloduc à pompage capillaire est développée et testé sous OpenFOAM, une boîte à outil de simulation numérique gratuite. Un nouveau solveur (`porousPhaseChangeFoam`) est mis en place pour simuler les écoulements diphasiques dans les milieux poreux avec changement de phase. Testé et validé sur des configurations simples, l'outil développé est exploité pour prédire les caractéristiques de transfert de chaleur et le processus de changement de phase au sein d'un caloduc.

Le procédé de refroidissement par transpiration avec changement de phase dans les milieux poreux est considéré, en particulier. Ainsi, les résultats obtenus montrent l'efficacité du nouveau solveur dans l'étude de ce type de problème. Les effets des différents paramètres, tels que le débit massique du liquide de refroidissement, le flux de chaleur imposé ou la porosité sur la distribution des deux phases (via la saturation liquide) et la variation de la température dans la matrice poreuse sont étudiés. L'augmentation de la quantité de liquide de refroidissement injecté permet, par exemple, de retarder le changement de phase dans la matrice poreuse et réduit l'étendu des régions mixte et de la vapeur. Par conséquent, le gradient de température dans la région de vapeur surchauffée augmente et la température de la surface chaude diminue. Les résultats de simulation montrent aussi que la capacité de refroidissement par transpiration à travers la plaque poreuse peut être améliorée lorsque le débit du liquide de refroidissement est augmenté et que le flux de chaleur ou la porosité sont réduits. L'outil numérique développé est aussi utilisé pour simuler les transferts de chaleur et de masse au sein d'un caloduc à mèche poreuse. Les données obtenues montrent une bonne concordance avec les données expérimentales d'études antérieures. Le test complet des effets des différents paramètres de fonctionnement d'un caloduc sur ses performances de transfert thermique sont en cours.

Recherche et publications