

**ÉCOLE DOCTORALE
ÉNERGIE MATÉRIAUX SCIENCES DE LA TERRE ET DE L'UNIVERS
LABORATOIRE PRISME**

THÈSE présentée par :

Yann RECOQUILLON

soutenue le 14 novembre 2013

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'Université d'Orléans**
Discipline / Spécialité : **Mécanique des Fluides**

**Étude expérimentale et numérique des écoulements
diphases dans la boîte à eau d'un véhicule automobile**

THÈSE dirigée par :

Azeddine KOURTA Professeur, PRISME, Université d'Orléans

RAPPORTEURS :

David FABRE Maître de conférences HDR, IMFT, Université Toulouse III
Maurice ROSSI Directeur de recherche CNRS, IJLRA, Université Paris VI

JURY :

Emmanuelle ANDRÈS Docteur Ingénieur de recherche, Renault
Philippe DEVINANT Professeur, PRISME, Université d'Orléans, Président du Jury
David FABRE Maître de conférences HDR, IMFT, Université Toulouse III
Azeddine KOURTA Professeur, PRISME, Université d'Orléans
Alexis LAPOUILLE Ingénieur, Aero Concept Engineering
Maurice ROSSI Directeur de recherche CNRS, IJLRA, Université Paris VI

Remerciements

Ce travail a été réalisé dans le cadre d’une convention CIFRE entre Renault et le laboratoire PRISME. Je remercie Azeddine Kourta qui a assuré le rôle de directeur de thèse ainsi qu’Emmanuelle Andrès pour l’encadrement industriel et les bons conseils. Je souhaite aussi remercier Patrick Gilliéron pour m’avoir accueilli dans son équipe et pour m’avoir apporté son suivi, ses avis et ses critiques constructives tout au long de ma thèse. Ces trois années de thèse ont suivi les évolutions d’organisation de Renault et je remercie aussi Guillaume Baudet qui m’a accueilli dans une nouvelle équipe et qui m’a aidé à résoudre certains points durs rencontrés dans mon travail.

Je tiens à remercier Messieurs David Fabre et Maurice Rossi pour avoir accepté de rapporter ce travail de thèse. Les critiques constructives qu’ils ont formulées m’auront permis d’améliorer ce document et d’en clarifier certains points. Je remercie aussi Alexis Lapouille qui a accepté de participer à mon jury de thèse ainsi que Philippe Devinant qui en a assuré la présidence.

J’aimerais aussi remercier la société Aero Concept Engineering dirigée par Xavier Gergaud, et tout particulièrement Alexis Lapouille et Fabien Taghon qui m’ont permis de terminer mes simulations. Ils m’ont proposé leur aide alors qu’un imprévu m’a contraint à abandonner une partie de mon programme de simulation et je leur en suis vivement reconnaissant.

Je souhaite par ailleurs remercier Marc Leroy, qui a fabriqué le banc d’essais conçu pendant la thèse, pour ses compétences techniques et pour m’avoir fait partager son expérience. Il a toujours su faire preuve d’inventivité pour proposer des solutions à toutes mes demandes, de la pièce transparente à la sonde de pression mobile. Merci aussi à Pierre Bobillier qui a subi mes questions concernant les macros Tecplot et autres scripts Matlab. A partir d’une discussion sur l’analyse d’images et de quelques dessins sur un coin de table, il a contribué à faire germer l’idée d’essais dont les résultats sont parmi les plus intéressants de cette thèse.

Je remercie toute l’équipe “aérodynamique et mécanique des fluides”, puis “mécanique des fluides, vibrations et acoustique” pour sa bonne humeur au quotidien qui aide grandement à passer outre les aléas du travail de thèse. Merci aux doctorants rencontrés chez Renault, notamment Alex, Haïfa, Gaya, Yulia et Olga pour les pauses thé et/ou m&m’s de fin d’après-midi. Merci aussi à Alex, Amélie et Claudine pour nos sessions de rédaction communes. Je remercie les amis qui m’ont soutenu et qui m’ont proposé leur aide d’une manière ou d’une autre : Marine, Mathias, Marion et Quentin. Enfin, je souhaite remercier mes parents qui se sont toujours appliqués à me conseiller tout en me laissant libre de faire mes propres choix.

Table des matières

Introduction	1
1 Problématique et état de l’art	5
1.1 Automobile et “boîte à eau”	5
1.1.1 Historique	5
1.1.2 Conditions de pluie	11
1.1.3 Entrées et sorties d’air	14
1.1.4 Conception de la boîte à eau	17
1.1.5 Littérature dédiée à la boîte à eau	19
1.1.6 Synthèse	22
1.2 Tourbillon de vidange	23
1.2.1 Problématique	23
1.2.2 Formation	24
1.2.3 Régimes et structure d’écoulement	26
1.2.4 Modélisation	28
1.3 Enjeux de la thèse	40
2 Matériels et Méthodes	43
2.1 Dispositif expérimental	43
2.2 Vélocimétrie par Images de particules	45
2.2.1 Repère de travail	46
2.2.2 Procédure d’essais	49
2.2.3 Essais dans le plan vertical	49
2.2.4 Essais dans le plan horizontal	57
2.3 Mesures de diamètre de noyau d’air par caméra rapide	60
2.3.1 Procédure d’essais	61
2.3.2 Post-traitement	62
2.4 Méthodes numériques	63
2.4.1 Approche générale	64
2.4.2 Simulation d’écoulements diphasiques	67
2.5 Code de calcul	69
2.5.1 Méthodes numériques	70
2.5.2 Maillage	73
2.5.3 Géométrie et conditions aux limites	74
2.5.4 Modélisation de la grille d’auvent	77
2.5.5 Suivi du niveau d’eau	78
2.6 Synthèse	79

3	Etude expérimentale	81
3.1	Cas de référence	81
3.1.1	Topologie d'écoulement	82
3.1.2	Instationnarités	82
3.1.3	Désaxage du tourbillon	83
3.1.4	Noyau d'air	85
3.1.5	Champs de vitesse	85
3.1.6	Profils de vitesse	88
3.1.7	Influence du débit	91
3.1.8	Influence de la géométrie du bord de l'évacuation	96
3.2	Interaction entre les écoulements d'air et d'eau	97
3.2.1	Niveau d'eau	98
3.2.2	Vitesse en régime stationnaire	99
3.2.3	Hypothèse	99
3.2.4	Diamètres de noyau d'air en régime transitoire	102
3.2.5	Discussion	105
3.2.6	Conclusion	105
3.3	Dispositifs de contrôle du tourbillon	106
3.3.1	Effet des grilles sur le niveau d'eau	107
3.3.2	Effet des grilles sur la structure de l'écoulement	108
3.3.3	Positionnement optimal de la grille	114
3.4	Synthèse	115
4	Etude numérique	117
4.1	Cas de référence	117
4.1.1	Maillage	117
4.1.2	Schémas d'intégration	117
4.1.3	Topologie d'écoulement	119
4.1.4	Noyau d'air	123
4.1.5	Comparaison des résultats numériques et expérimentaux	129
4.1.6	Influence des schémas numériques	133
4.1.7	Influence du maillage	135
4.1.8	Configuration "ailettes"	139
4.2	Géométrie avec injection d'eau en fond de boîte	141
4.2.1	Géométrie, maillage et mise en données du cas	141
4.2.2	Résultats	142
4.3	Synthèse des résultats	145
5	Boîte à eau et modèles de tourbillon	147
5.1	Approfondissements autour des modèles analytiques	147
5.2	Application des modèles et comparaison avec les résultats	149
5.2.1	Définition des paramètres d'entrée	149
5.2.2	Application des modèles sur la nappe moyenne	150
5.2.3	Ajustement des trois modèles sur chaque profil de vitesse	154
5.2.4	Application du modèle de Chen pour les 3 hauteurs de nappe	154
5.2.5	Impact du noyau d'air sur les profils de vitesse	157
5.2.6	Synthèse	160
5.3	Utilisation des modèles pour prédire la hauteur d'eau dans la boîte à eau	161
5.3.1	Expression du profil de surface libre	161
5.3.2	Limitations pour l'application à la boîte à eau	163
5.4	Synthèse	163

Conclusion	165
Bibliographie	172
Annexes	173
A Sonde capacitive pour la mesure de niveau d'eau	175
A.1 Principe de fonctionnement	175
A.2 Validation de la sonde	176
B Compléments sur OpenFOAM	179
B.1 Procédure de maillage	179
B.2 Structure d'un cas de calcul	180
B.3 Détail des conditions aux limites appliquées	181
B.4 Fonction de suivi de niveau d'eau	183
B.5 Résolution et contrôle de la solution	183
C Modèles de tourbillon de vidange : influence des paramètres d'entrée	187
C.1 Influence de r_c	187
C.2 Influence de Γ	187
C.3 Influence de z	189
C.4 Influence de ν et ν_e	189
C.5 Influence de a	192
C.6 Influence de b	192

Introduction

La boîte à eau est un élément du véhicule destiné à récolter et à évacuer les eaux de pluie de manière à assurer une arrivée d'air propre et sec pour la ventilation de l'habitacle. Située en bas de pare-brise, il s'agit d'un volume fermé dans lequel cohabitent l'écoulement d'eau qui est dirigé vers des évacuations et l'écoulement d'air qui alimente le boîtier de ventilation, chauffage et climatisation. Dans certains cas, la séparation entre l'eau et l'air n'est pas parfaite et des quantités d'eau plus ou moins importantes peuvent être aspirées dans le circuit de ventilation.

Ces ingestions d'eau dans le circuit de ventilation peuvent avoir plusieurs conséquences. De faibles entrées d'eau vont avoir tendance à stagner dans le circuit de ventilation, ce qui va favoriser le développement de moisissures et de mauvaises odeurs. La présence d'eau va aussi augmenter l'humidité de l'air envoyé dans l'habitacle et favoriser l'apparition de buée sur le pare-brise. Ces éléments sont source d'inconfort pour les occupants du véhicule. Si des quantités d'eau plus importantes sont ingérées, cela conduit à des infiltrations dans l'habitacle qui sont là encore source d'inconfort et qui peuvent détériorer prématurément les revêtements (mousses, tapis) si le phénomène est régulier. Les entrées d'eau peuvent aussi conduire à des pannes du boîtier de ventilation, chauffage et climatisation. Il s'agit donc d'enjeux touchant au confort des occupants et à leur perception de la qualité et de la fiabilité du véhicule.

Le dimensionnement de la boîte à eau se fait à partir de règles de conception empiriques et des essais de validation sont ensuite réalisés pour s'assurer de son bon fonctionnement. Cela conduit à des modifications coûteuses et contraignantes si un dysfonctionnement est révélé par les essais de validation. Par ailleurs, les règles de conception utilisées pour le dimensionnement nécessitent des marges de sécurité importantes, ce qui est problématique compte tenu du faible espace disponible dans cette zone.

Deux types de phénomènes peuvent conduire à des ingestions d'eau dans la ventilation : d'une part l'arrachement et le transport de gouttes dans l'écoulement d'air, d'autre part une capacité de drainage insuffisante entraînant un débordement d'eau de la boîte à eau vers le circuit de ventilation. Il s'agit de deux types de phénomènes distincts faisant appel à des champs de recherche différents et il est donc complexe de traiter ces deux problématiques en parallèle. La problématique de débordement et les dommages plus importants qu'elle peut causer ont été considérés comme prioritaires. La thèse se concentrera donc sur cet aspect en particulier.

La vidange de la boîte à eau est assurée par des tuyaux d'évacuation placés dans les points bas de la boîte. Au niveau de ces évacuations, des tourbillons de vidange peuvent se former. Ils génèrent alors un noyau d'air qui est aspiré dans l'évacuation, ce qui a pour effet de limiter le débit d'évacuation et donc d'augmenter le niveau d'eau dans la boîte. Cette augmentation de niveau entraîne un risque de débordement vers le circuit de ventilation, ou

encore la nécessité de concevoir une boîte à eau de plus grande dimension afin de limiter le risque de débordement.

Le tourbillon de vidange est un phénomène courant qu'il est possible d'observer dans la vie quotidienne. Il s'agit néanmoins d'un écoulement complexe qui fait toujours l'objet de recherches pour expliquer sa formation et modéliser son comportement. La majorité des études se limitent à des tourbillons dont le noyau d'air n'est pas totalement aspiré dans l'évacuation. Ce n'est pas le cas dans la boîte à eau où le noyau d'air traverse totalement l'évacuation. Ce cas est plus complexe à modéliser et peu d'études se concentrent sur cet aspect.

Le sujet de cette thèse est donc né d'une combinaison de plusieurs facteurs. Il s'agit d'abord de mieux comprendre les phénomènes conduisant à des ingestions d'eau et en particulier celui du tourbillon de vidange. Il s'agit ensuite de contribuer à l'amélioration des règles de conception et de faire évoluer le processus de conception pour limiter les essais physiques et détecter les problèmes au plus tôt. Sur un véhicule, la boîte à eau est difficile d'accès et sa géométrie est souvent complexe. Compte tenu de son caractère très appliqué, peu de travaux sont disponibles sur le cas précis de la boîte à eau. En revanche, le phénomène du tourbillon de vidange a été étudié dans d'autres applications ou pour des configurations plus académiques. Il s'agit donc dans le cadre de cette thèse de mettre en place une géométrie simplifiée qui soit représentative d'une boîte à eau réelle tout en permettant de faire le lien avec des cas plus académiques. Cette géométrie simplifiée servira de support à des travaux expérimentaux et numériques afin de mettre en évidence les phénomènes physiques et d'évaluer s'il est possible de s'appuyer sur la simulation pour la conception de la boîte à eau.

Ce mémoire s'articule autour de cinq chapitres.

Le premier chapitre se concentre sur la présentation de la problématique et fait un état de l'art des connaissances à son sujet. Cela passe d'abord par la description de la boîte à eau, de son fonctionnement et de sa conception. C'est aussi l'occasion de faire une synthèse des travaux qui lui sont dédiés et de définir ses ordres de grandeur caractéristiques. Le chapitre se concentre ensuite plus particulièrement sur le tourbillon de vidange afin de dresser un bilan des connaissances sur sa formation, sa structure et sa modélisation. Ce travail préalable permet enfin de préciser les enjeux de la thèse et de la positionner par rapport aux connaissances existantes et aux résultats attendus.

Le second chapitre présente les différents moyens expérimentaux et numériques mis en oeuvre dans la thèse. La géométrie simplifiée de boîte à eau y est décrite ainsi que le dispositif expérimental et les différentes méthodes de mesure utilisées. Elles comprennent de la vélocimétrie par images de particules (PIV), de l'analyse d'images issues d'une caméra rapide mais aussi des mesures de niveau d'eau et de débit. Les méthodes de simulation numérique d'écoulements diphasiques sont aussi présentées ainsi que les spécificités du code de calcul utilisé. Les simulations sont réalisées avec OpenFOAM en utilisant une approche *Reynolds-Averaged Navier-Stokes* (RANS). L'aspect diphasique est pris en compte à l'aide de la méthode *Volume of Fluid* (VOF). Enfin, la modélisation numérique de la géométrie simplifiée y est décrite.

Le troisième chapitre aborde les résultats expérimentaux. Le cas de référence, comportant uniquement un écoulement d'eau, est d'abord traité. Il permet de caractériser l'écoulement et d'en décrire la structure. Le cas suivant prend en compte l'écoulement d'air destiné à la ventilation. Il montre qu'il existe une interaction entre les deux écoulements entraînant des variations de niveau d'eau. Enfin, une dernière partie présente un dispositif permettant de

modifier l'écoulement en amont du tourbillon afin de faire diminuer le niveau d'eau dans la boîte.

Dans le quatrième chapitre, les résultats numériques sont présentés. Le cas de référence traité dans le chapitre précédent est reproduit numériquement et les résultats sont comparés aux données expérimentales. Des configurations complémentaires, et notamment une géométrie modifiée, sont aussi simulées afin d'approfondir certaines difficultés rencontrées dans les simulations.

Le cinquième chapitre traite de l'application de modèles analytiques de tourbillon au cas de la boîte à eau, en se basant sur les résultats obtenus dans les deux chapitres précédents.

Ce mémoire se termine enfin par une conclusion permettant de faire une synthèse globale des résultats et de proposer des perspectives aux travaux menés durant la thèse.

Chapitre 1

Problématique et état de l’art

Ce premier chapitre englobe deux thèmes très différents. Le premier concerne l’objet qui sert de support à cette thèse : la boîte à eau. Il s’agit d’en décrire le rôle, le fonctionnement et les contraintes de conception mais aussi de la replacer dans son environnement en présentant de manière générale des fonctions telles que la ventilation d’un véhicule. C’est aussi l’occasion d’aborder des problématiques qu’il est nécessaire de résoudre afin de définir les ordres de grandeur caractéristiques qui seront utilisés dans les travaux présentés ici.

Après cette mise en place générale de la problématique, la deuxième partie se concentre sur le phénomène physique qui est étudié : le tourbillon de vidange. Il s’agit de faire un état de l’art des connaissances sur le sujet afin de pouvoir mettre en évidence les points communs ou les différences entre la littérature et le phénomène rencontré dans la boîte à eau.

1.1 Automobile et “boîte à eau”

1.1.1 Historique

Les premiers véhicules automobiles, motorisés par des machines à vapeur, font leur apparition au XIXème siècle. En parallèle, le moteur à combustion interne se développe, ouvrant de nouvelles possibilités. Associé à de nombreuses autres innovations telles que le pneumatique ou les progrès des systèmes de direction et de freinage, il va donner une impulsion majeure au développement de ce nouveau moyen de locomotion.

A la fin du XIXème siècle, les carrosseries des automobiles sont minimalistes. Les occupants, qui sont installés à l’air libre et soumis à des projections diverses et variées, redoutent la poussière et les aléas de la météo. Pour contrer ces difficultés, ils doivent s’équiper de vêtements chauds, utiliser des capes imperméables ou des chapeaux pour tenter de se protéger.

Le début du XXème siècle marque l’apparition des automobiles munies d’un toit et d’une carrosserie fermée permettant d’abriter ses occupants. En 1925, la production de véhicules à carrosserie fermée dépasse celle des véhicules ouverts. Le pare-brise est généralement vertical. Monté sur un axe en partie supérieure, il peut pivoter pour permettre à l’air d’entrer dans l’habitacle. La démocratisation des habitacles fermés pousse les constructeurs à chercher des solutions en termes de ventilation. Les années 20 voient l’apparition de divers systèmes de ventilation passifs utilisant des entrées d’air autour du pare-brise ou sur le toit. Des ouvertures



FIGURE 1.1 – Système *No-draft ventilation* proposé par Fisher Body en 1933 et utilisé sur les modèles GM. (d'après GM)

latérales permettent aussi de ventiler les pieds. En 1933, le carrossier américain Fisher Body, racheté par General Motors (GM), propose un système de ventilation sans courant d'air, connu sous le nom de *No-draft ventilation* (figure 1.1). Il s'agit d'une vitre latérale qui pivote vers l'extérieur et qui agit comme un déflecteur. La dépression générée en aval de la vitre permet d'aspirer l'air de l'habitacle. Cette solution est adoptée sur tous les véhicules fermés de GM. Ces méthodes de ventilation permettent d'avoir un pare-brise fixe, ce qui ouvre de nouvelles possibilités en termes de design en proposant des pare-brises incurvés.

En parallèle apparaît l'idée d'utiliser la chaleur de l'échappement pour réchauffer l'habitacle. Dès 1927, Swartwout [71] propose une ventilation passive combinée à un chauffage généré par un échangeur placé sur la ligne d'échappement (figure 1.2). La température, non-réglable, dépendait de la vitesse du véhicule et de la charge du moteur. De plus, les dépôts de suies sur l'échangeur entraînaient la nécessité d'un nettoyage régulier, d'autant plus qu'en ajoutant de la perte de charge à l'échappement, il générerait une contre-pression sur le moteur. L'entrée d'air, installée sur le capot, était munie d'une grille (19) pour arrêter les feuilles ou autres corps étrangers. L'écope (5) positionnée sur le capot déviait une partie de l'écoulement d'air qui était ensuite guidé entre des parois incurvées (10) et (13). Une paroi verticale (2) générant un brusque changement de direction de l'écoulement, qui était contraint de remonter pour s'échapper par un tuyau (16) qui amenait l'air frais jusqu'à l'habitacle. Swartwout avait noté que ce brusque changement de direction permettait d'arrêter gouttes d'eau, neige et poussières, trop lourdes pour être transportées par l'air. Un trou muni d'un tuyau (17) et situé au point le plus bas permettait d'évacuer les impuretés ainsi récupérées. Une cloison (18) limitait les risques de remontées de film liquide le long de la paroi verticale. Il s'agit de l'un des premiers systèmes dédié à la ventilation et au chauffage et il intégrait déjà des solutions pour contrer les entrées d'eau vers l'habitacle.

A partir des années 40, les premiers systèmes actifs font leur apparition. Perkins [52] perçoit l'importance des systèmes de ventilation pour le confort des occupants. Il insiste sur l'homogénéité de la température dans l'habitacle et l'importance du contrôle du taux d'humidité, points qui ne peuvent être atteints sans une circulation d'air adéquate. Il propose ainsi en 1940 un système de ventilation assurant la filtration et le chauffage de l'air destiné à l'habitacle (figure 1.3). L'air était prélevé par une trappe (12) située en bas de pare-brise (7), puis dirigé vers un échangeur de chaleur (13) alimenté par le liquide de refroidissement du moteur. La circulation de l'air était assurée par le déplacement de la voiture, mais un ventilateur (20) permettait de garantir la ventilation même à l'arrêt ou à une vitesse trop faible pour permettre un renouvellement d'air suffisant. Une vanne thermostatique (18), similaire à celles des radiateurs domestiques, permettait de réguler la température du chauffage grâce à

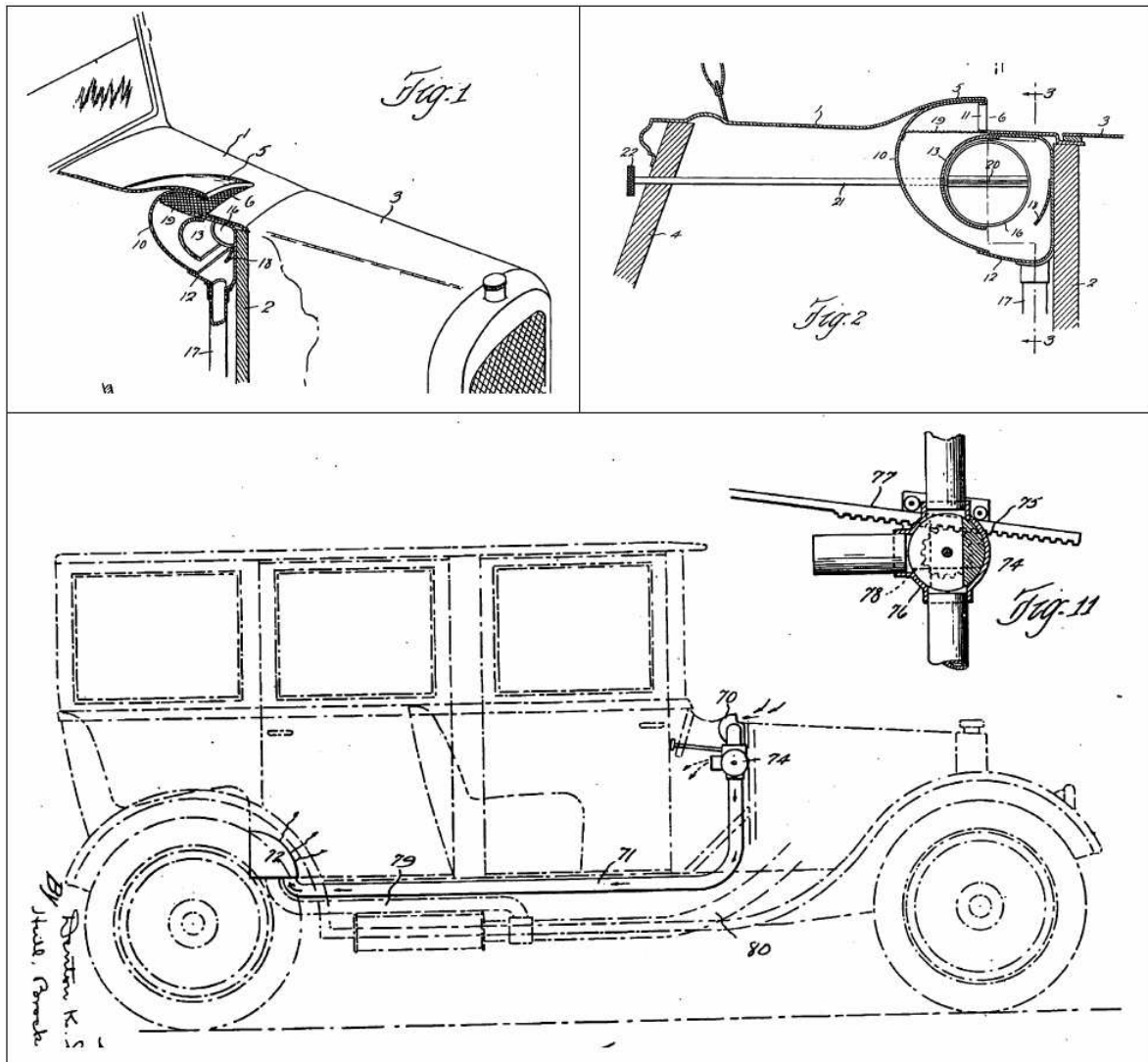


FIGURE 1.2 – Système passif de ventilation et chauffage par Swartwout [71], 1927.

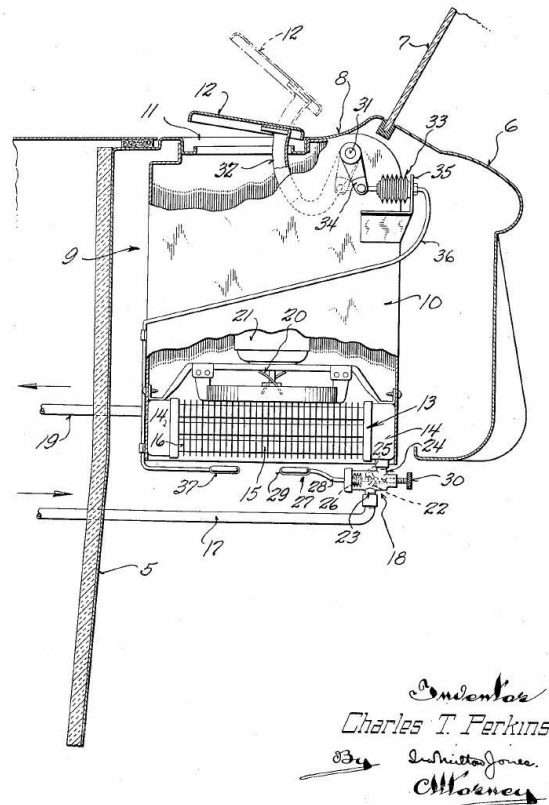


FIGURE 1.3 – Système actif de ventilation, chauffage et filtration par Perkins [52], 1940.

une sonde thermosensible (27). Le conducteur pouvait régler la température désirée à l'aide de la molette (30). L'ouverture de la trappe d'entrée d'air (12) était aussi contrôlée à l'aide d'un élément thermostatique (37). De cette manière, la trappe s'ouvrait lorsque la température augmentait et se refermait quand elle diminuait, adaptant ainsi le débit d'air pour maintenir une température de ventilation constante. Grâce à ces éléments, Perkins développe un système de ventilation actif perfectionné dont le chauffage est régulé.

Différents systèmes actifs voient le jour dans les années 40. Ainsi, Holmes propose en 1941 un système de chauffage actif avec des buses d'aération orientées vers l'intérieur du pare-brise afin de permettre son dégivrage. Dans la même période, certains se concentrent sur les problèmes d'ingestion d'eau dans la ventilation. Hans par exemple propose en 1942 d'implanter un déflecteur incliné terminé par une gouttière sous l'entrée d'air pour retenir l'eau de pluie. Arnold utilise une solution similaire en 1950 en y ajoutant un échangeur pour assurer la fonction chauffage.

A partir des années 50, les principes de base sont établis et les systèmes sont optimisés petit à petit. Avec l'évolution des machines frigorifiques, l'air conditionné fait son apparition à bord des véhicules. Quelques-uns tentent de proposer des systèmes plus originaux en plaçant les entrées d'air sur la face avant du véhicule (Greenmun [26], 1956) ou au-dessus des phares (Premo [54], 1959). Mais ces solutions sont plus complexes à mettre en oeuvre et les boîtiers de ventilation trouvent majoritairement leur place sous le pare-brise, entre le compartiment moteur et la planche de bord. Les entrées d'air sont placées en bas de pare-brise et couvrent souvent un volume fermé destiné à récupérer et évacuer l'eau et les impuretés. Il s'agit de la boîte à eau.

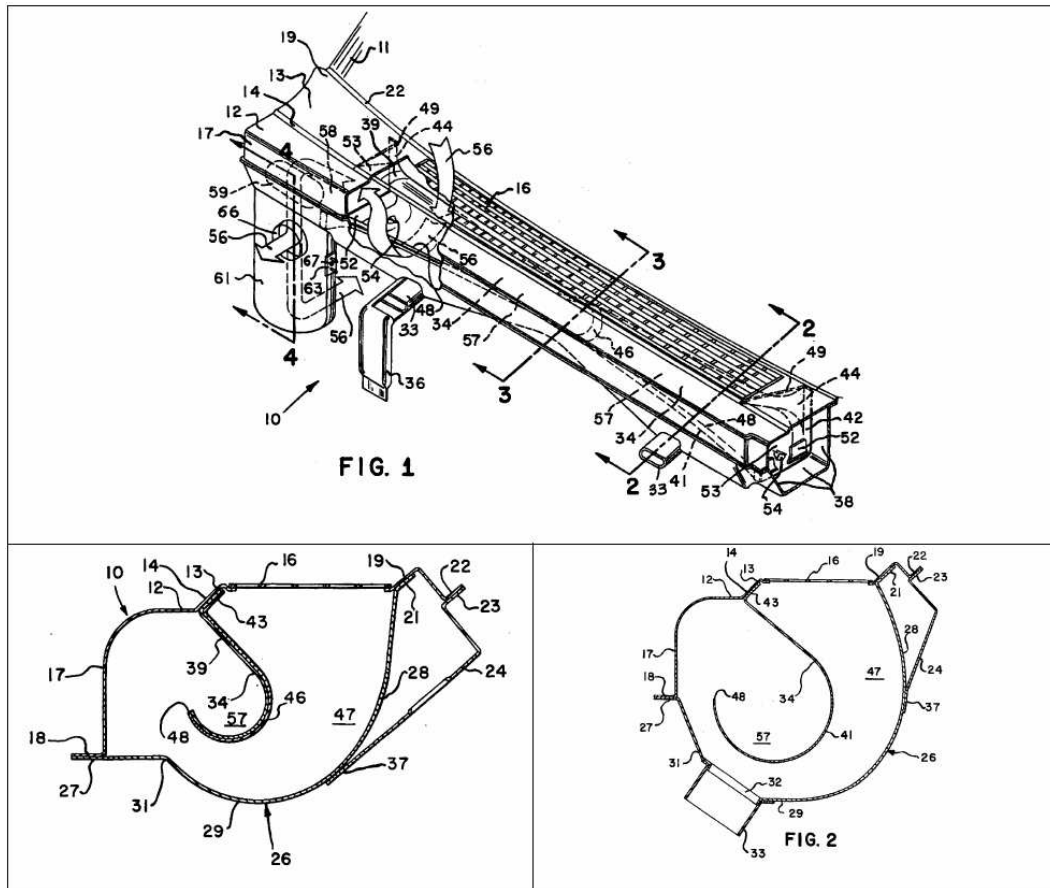


FIGURE 1.4 – Boîte à eau par Jewell [35], 1961.

En 1961, Jewell [35] développe une boîte à eau particulièrement travaillée au niveau de la séparation entre l'air et l'eau (figure 1.4). Il s'agit d'une entrée d'air transversale (16) en bas de pare-brise débouchant sur une chambre en forme de rouleau. L'air aspiré s'enroule ainsi en spirale et les impuretés qu'il contient sont projetées par effet centrifuge sur les parois extérieures puis évacuées. Des tuyaux en caoutchouc sont montés sur les trous d'évacuation afin de conduire l'eau vers le compartiment moteur. Pour éviter que les gaz chauds et viciés du moteur ne soient aspirés, le caoutchouc est pincé à son extrémité. Ainsi il reste fermé jusqu'à ce qu'une masse d'eau suffisante fasse pression sur les parois pour l'ouvrir. Jewell limite par la même occasion la transmission du bruit du moteur vers l'habitacle. Le principal défaut de ce système réside dans la perte de charge importante qu'il génère dans la boîte à eau.

Dans son système de 1964, Nallinger [48] propose quant à lui de positionner deux entrées d'air en bas de pare-brise, chacune à une extrémité (figure 1.5). Symétrique, la boîte à eau comporte un point haut (21) au centre du véhicule et deux plans inclinés (19) et (20) de chaque côté se terminant aux points les plus bas par des trous d'évacuation (15) et (16). Les entrées d'air sont situées juste au dessus des évacuations et l'écoulement doit remonter le plan incliné avant d'être aspiré par le ventilateur (23). Les gouttes d'eau sont récupérées par gravité dans le fond de la boîte et sur le plan incliné avant d'être évacuées.

Si les solutions proposées pour empêcher les ingestions d'eau peuvent prendre différentes formes, elles se basent toutes sur le même principe : l'eau est plus lourde que l'air. Il s'agit donc de concevoir des systèmes qui permettent de récupérer l'eau par gravité ou d'utiliser sa plus grande inertie pour la séparer de l'air. Widmaier et al. [75] proposent en 1992 une

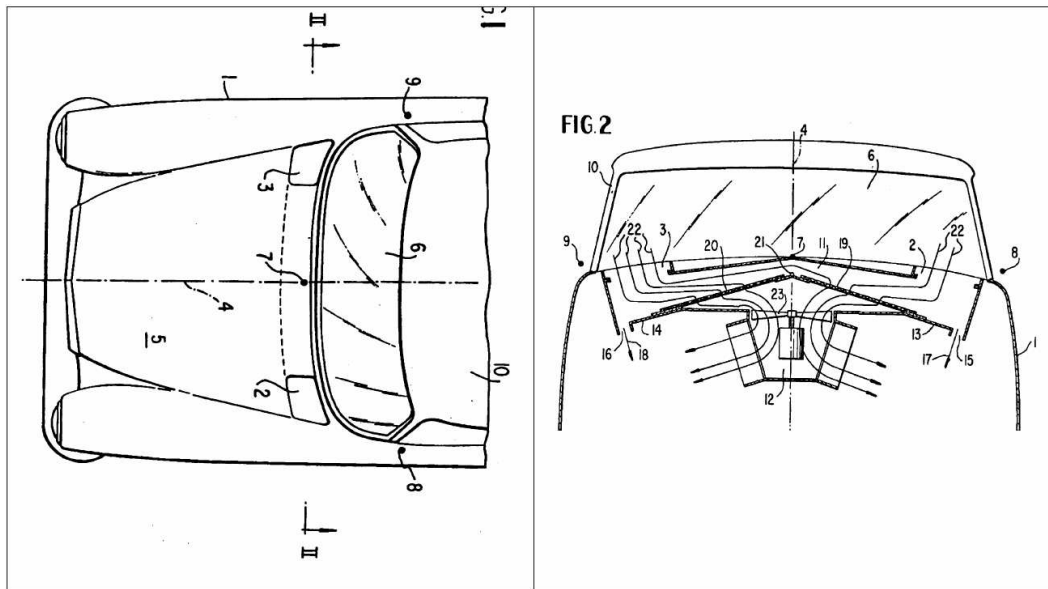


FIGURE 1.5 – Boîte à eau par Nallinger [48], 1964.

solution plus originale qui consiste à utiliser des cloisons perméables à l'eau et à l'air sous la forme de fines grilles, afin d'optimiser la séparation des deux fluides. Différents jeux de grilles ondulées sont installés sur les parois, permettant de piéger les gouttes d'eau et d'éviter qu'elles ne soient ré-entraînées par l'écoulement d'air.

Il est intéressant de constater que le problème du confort et de la ventilation s'est posé dès l'apparition des premières automobiles à carrosserie fermée. Des systèmes de plus en plus complexes et performants ont vu le jour, proposant des prestations de plus en plus abouties : ventilation, puis chauffage, filtration, dégivrage, climatisation. Dès les débuts de ces systèmes, la question des infiltrations d'eau a été abordée et solutionnée par divers moyens : déflecteurs, goulottes de récupération,... La solution d'un volume de tranquillisation dédié à la récupération de l'eau, la boîte à eau, s'est imposée chez l'ensemble des constructeurs.

Aujourd'hui, les systèmes de ventilation gardent les mêmes caractéristiques que leurs prédécesseurs mais ils sont plus performants, plus compacts et mieux gérés. Largement automatisés, ils permettent désormais de contrôler finement la température dans l'habitacle, et même de gérer différentes températures pour le conducteur et ses passagers. Quant à la boîte à eau, elle dispose d'un espace toujours plus réduit. Entre systèmes de sécurité, équipements et gestion du moteur pour respecter les normes antipollution, le compartiment moteur est de plus en plus encombré. Dans cet espace restreint, la boîte à eau doit assurer sa fonction tout en limitant au mieux les pertes de charge qu'elle génère. La problématique des ingestions d'eau reste donc d'actualité et différents acteurs industriels sont actifs sur le sujet. Par exemple, le brevet de Herbert *et al.* [29] déposé par PSA décrit un dispositif d'ailettes destiné à amortir les ondes de surface du volume d'eau accumulé dans le fond de la boîte à eau. En amortissant les ondes de surface générées par l'écoulement d'air et par l'agitation du volume d'eau en cours de roulage, le système a pour but de limiter la présence de vagues débordant dans le conduit d'entrée d'air du circuit de ventilation. Un autre brevet de Roposte *et al.* [61], déposé par l'équipementier MECAPLAST, décrit une alternative à la boîte à eau classique avec un dispositif séparateur gaz-liquide constitué d'un filtre multicouche permettant de bloquer les gouttes d'eau puis de les évacuer. Le système permet de s'affranchir d'une bonne partie du volume de tranquillisation qu'est la boîte à eau, et donc d'économiser de l'espace dans le

Type de pluie	Intensité (mm.h ⁻¹)	Diamètre des gouttes (mm)	LWC (g.m ⁻³)
Brouillard	Traces	0.01	0.006
Brume	0.05	0.10	0.06
Bruine	0.25	0.20	0.09
Pluie fine	1.0	0.45	0.14
Pluie modérée	4.0	1.0	0.28
Pluie lourde	15.0	1.5	0.83
Pluie forte	40.0	2.1	1.85
Orage	de 100 à 1000	3.0	de 4 à 35

TABLE 1.1 – Propriétés de différents types de pluie selon Melene [46]

compartiment moteur. MECAPLAST présente ce dispositif comme ne générant pas de pertes de charge supplémentaires par rapport à une boîte à eau classique. En revanche, les évacuations de cette dernière ont tendance à se boucher au fil du temps à cause des débris récoltés par l’auvent et il est possible qu’un tel filtre vieillisse mal à cause d’un encrassement trop important.

1.1.2 Conditions de pluie

Types de pluie

Du brouillard à la pluie tropicale, les contraintes amenées par la pluie peuvent être très différentes. Pour pouvoir reproduire fidèlement un type de pluie, il est nécessaire de prendre en compte la taille des gouttes ainsi que leur espacement. Un paramètre régulièrement utilisé est la concentration de pluie, qui correspond à la masse d’eau (en g) contenue dans 1 m³ d’air¹. Les météorologues évaluent généralement l’intensité des précipitations en donnant une hauteur d’eau accumulée au sol en fonction du temps. L’unité typiquement utilisée est le mm.h⁻¹. Melene [46] définit en 1967 les caractéristiques de différents types de pluie. Ces données sont reproduites dans le tableau 1.1.

Dans la problématique de la boîte à eau, différents aspects interviennent : des gouttes peuvent d’abord tomber directement sur la grille d’auvent ou être aspirées par l’écoulement d’air. Dans cette hypothèse, il est intéressant de se concentrer sur les pluies faibles qui auront tendance à générer des gouttes de plus petites dimensions et qui seront donc plus facilement entraînées par l’écoulement d’air. Ensuite, l’eau récupérée sur le pare-brise est chassée par les essuies-glaces et ruisselle en grande partie jusqu’à la boîte à eau. Dans ces conditions, les pluies fortes sont les plus pénalisantes puisqu’elles apportent une quantité d’eau beaucoup plus importante.

Sur la grande majorité des véhicules actuels, les grilles d’auvent sont protégées par le capot qui les surplombe et les gouttes peuvent difficilement être aspirées. La première hypothèse est donc réservée à quelques cas particuliers comportant des grilles d’auvent apparentes. Le deuxième aspect, beaucoup plus répandu, est privilégié dans cette étude. Il s’agit alors de déterminer la quantité d’eau récupérée par la boîte à eau.

1. Ce paramètre apparaît régulièrement sous sa forme anglaise : *Liquid Water Content* (LWC)

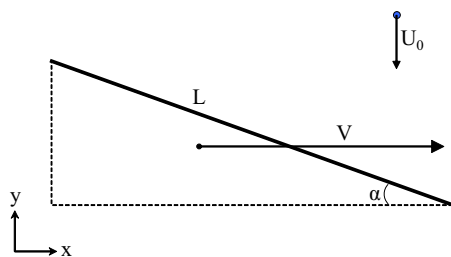
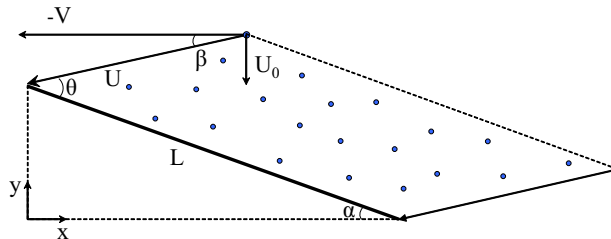


FIGURE 1.6 – Pare-brise vu de profil, notation des différentes grandeurs.


 FIGURE 1.7 – Pare-brise vu de profil, gouttes d'eau récupérées pendant un intervalle de temps dt .

Quantité d'eau collectée sur un pare-brise

Il est difficile d'évaluer précisément la quantité d'eau récoltée par la boîte à eau. En effet, en fonction de la vitesse, l'eau se déposant sur le pare-brise va soit ruisseler jusqu'à la boîte à eau soit être entraînée par l'écoulement d'air et remonter le long du pare-brise. Quant aux essuies-glaces, ils rabattent alternativement l'eau vers le bas de pare-brise ou vers les montants de baie. Là encore en fonction de la vitesse, l'eau peut ruisseler vers le bas, vers le haut voire en cas de forte pluie déborder sur le montant de baie et être entraînée par l'écoulement d'air. L'eau se déposant sur le capot peut aussi remonter vers le pare-brise. Ces différents phénomènes peuvent coexister simultanément selon la vitesse du véhicule et la présence de vent. Ils dépendent aussi du design du véhicule : taille et inclinaison du pare-brise, du capot, design des montants de baies...

Afin de pouvoir définir un ordre de grandeur de la quantité d'eau récoltée par la boîte, il est nécessaire de ramener le problème à un cas simplifié. Une hypothèse consiste à considérer que l'eau récoltée dans la boîte à eau provient uniquement du ruissellement de la pluie sur le pare-brise. Le véhicule se déplaçant à une vitesse donnée, sans vent, il s'agit de définir un ordre de grandeur de la quantité d'eau déposée à sa surface par unité de temps, autrement dit le débit d'eau collecté par le pare-brise. La dernière hypothèse consiste à dire que toute l'eau récoltée par le pare-brise s'écoule dans la boîte à eau.

Ce problème simplifié peut être représenté par un pare-brise de longueur L et de largeur l incliné d'un angle α (figure 1.6). Le véhicule se déplace à la vitesse V . La pluie est caractérisée par sa concentration c (masse d'eau par unité de volume d'air) et la vitesse de chute U_0 des gouttes. Seul le cas de la pluie tombant verticalement par rapport au sol est envisagé ici (pas de vent).

En se plaçant dans le référentiel du véhicule, la pluie se déplace selon le vecteur $\vec{U} = \vec{U}_0 - \vec{V}$. Sur un petit intervalle de temps dt , la surface du pare-brise récolte les gouttes contenues dans le volume d'air résultant du déplacement $\vec{U}$ tel que représenté sur la figure 1.7. Le débit d'eau récolté peut alors s'exprimer :

$$Q = \frac{c}{\rho} \cdot l \cdot L \cdot U \cdot \sin \theta \quad (1.1)$$

Avec :

- Q : débit volumique ($\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$)
- c : masse d'eau par unité de volume d'air ($\text{g} \cdot \text{m}^{-3}$)
- ρ : masse volumique de l'eau ($\text{g} \cdot \text{m}^{-3}$)

L'angle θ formé entre le pare-brise et le vecteur $\vec{U}$ correspond à la somme des angles α et β . L'équation 1.1 peut donc être développée pour faire intervenir les composantes U_0 et V , ce qui conduit à l'expression :

$$Q = \frac{c}{\rho} \cdot l \cdot L \cdot (V \sin \alpha + U_0 \cos \alpha) \quad (1.2)$$

Cette expression permet de mettre en évidence les contributions respectives de la vitesse de chute des gouttes et de la vitesse de déplacement du véhicule au débit d'eau récolté par le pare-brise. Le débit dépend aussi de la géométrie du pare-brise (dimensions et angle d'inclinaison) et des caractéristiques de pluie (concentration d'eau).

Bouchet *et al.* [10] proposent une autre approche pour la simulation de pluie en soufflerie climatique en calculant une intensité de pluie correspondant au flux de gouttes “vu” par une surface verticale. Cette intensité de pluie, exprimée en $\text{mm} \cdot \text{h}^{-1}$ et notée I_{fdr} ² s'exprime en fonction de l'intensité de pluie au sol I :

$$I_{fdr} = \frac{V}{U_0} \cdot I \quad (1.3)$$

Ils donnent aussi une expression de la vitesse des gouttes U_0 en fonction de l'intensité de pluie :

$$U_0 = 4,505 \cdot I^{0,123} \quad (1.4)$$

Puisque I et I_{fdr} correspondent aux intensités de pluie vues respectivement par une paroi horizontale et par une paroi verticale, il semble logique d'appliquer ces valeurs aux projections horizontale et verticale du pare-brise. Cela revient alors à appliquer la même méthode que dans l'approche précédente et l'expression obtenue est très proche :

$$Q = \frac{I}{U_0} \cdot l \cdot L \cdot (V \sin \alpha + U_0 \cos \alpha) \quad (1.5)$$

En considérant que les deux approches donnent un résultat équivalent en termes de débits, il vient l'égalité $I/U_0 = c/\rho$ et il est possible d'obtenir une expression de la concentration en eau c :

$$c = \frac{I}{U_0} \cdot \rho \quad (1.6)$$

La masse volumique de l'eau ρ est connue et l'équation (1.4) donne l'expression de U_0 . Pour valider l'étanchéité des véhicules, et notamment le dimensionnement de la boîte à eau, une intensité de pluie extrême est retenue : $I = 800 \text{ mm} \cdot \text{h}^{-1}$. Elle correspond aux plus fortes pluies recensées dans le monde (type pluie tropicale, pluie de mousson). L'équation (1.6) donne alors une concentration de $21,7 \text{ g} \cdot \text{m}^{-3}$. Les données fournies par Melene [46] dans le tableau 1.1 permettent elles aussi de retrouver une concentration. En faisant une interpolation linéaire sur les données pour une pluie d'orage, on trouve une concentration de $28 \text{ g} \cdot \text{m}^{-3}$ pour une intensité de pluie de $800 \text{ mm} \cdot \text{h}^{-1}$. Les deux valeurs sont du même ordre de grandeur et la figure 1.8(a) donne l'évolution des débits d'eau récoltés par un pare-brise de type monospace pour ces deux concentrations.

2. fdr : Free Driving Rain.

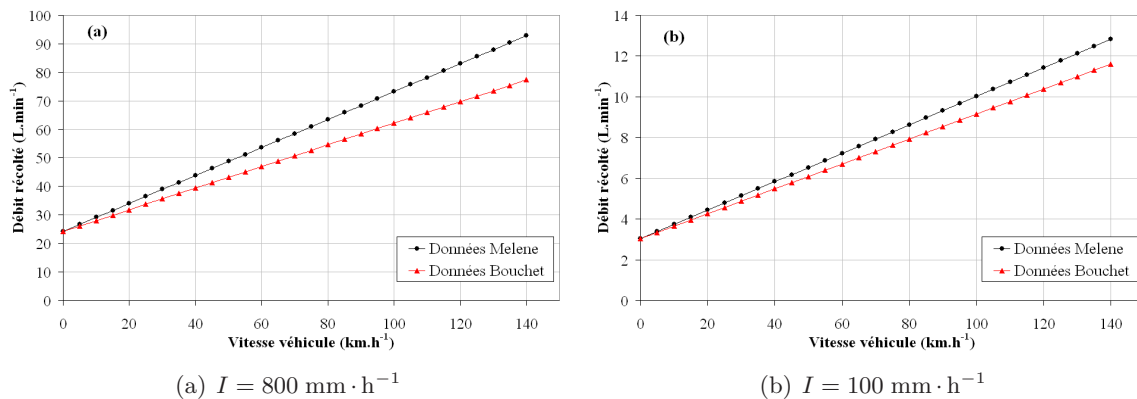


FIGURE 1.8 – Débits d'eau récoltés par le pare-brise d'un monospace en fonction de sa vitesse

Véhicule à l'arrêt, les deux débits sont égaux (puisque'ils dépendent uniquement de I) et valent environ $24 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$. Lorsque la vitesse du véhicule augmente, le débit augmente plus rapidement en utilisant les données de Melene [46], c'est à dire une concentration en eau plus importante avec une vitesse de chute des gouttes plus faible. A $140 \text{ km} \cdot \text{h}^{-1}$, le débit atteint $93 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$ pour Melene [46] contre $77 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$ pour Bouchet *et al.* [10] soit une différence de $16 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$. Pour une intensité de pluie $I = 100 \text{ mm} \cdot \text{h}^{-1}$ correspondant à un orage, les débits varient de $3 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$ à l'arrêt jusqu'à $13 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$ lorsque le véhicule roule à $140 \text{ km} \cdot \text{h}^{-1}$ (figure 1.8(b)). La plage de variation de débit étant plus faible, l'écart maximum entre les deux approches se réduit à $1 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$.

Ces calculs permettent de donner un ordre de grandeur des débits maxima qu'il est possible de rencontrer pour des conditions de pluie extrêmes. Du fait des hypothèses posées lors de la formulation du problème, ils restent néanmoins fortement simplifiés. De plus une limitation très importante est à prendre en compte : un véhicule ne peut pas rouler à $140 \text{ km} \cdot \text{h}^{-1}$ sous une pluie de mousson, simplement pour des questions de visibilité et de sécurité (tenue de route). Avec de telles intensités de pluie, les routes sont rapidement inondées, rendant le trafic difficile voire impossible.

A partir de ces données, le débit maximum pour la présente étude se limite à $50 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$. Cela correspond au débit théorique récolté sur le pare-brise d'un véhicule de type monospace se déplaçant à environ $60 \text{ km} \cdot \text{h}^{-1}$ sous une pluie de $800 \text{ mm} \cdot \text{h}^{-1}$ d'intensité, ce qui est déjà une vitesse importante dans ces conditions.

1.1.3 Entrées et sorties d'air

L'air destiné à la ventilation de l'habitacle doit être propre, sec, et dépourvu de gaz d'échappement. Les ouvertures doivent être dimensionnées de manière à offrir une section de passage suffisante sans pour autant dégrader le design du véhicule tout en évitant les coûts de fabrication trop importants. Bien entendu, elles doivent aussi être protégées des entrées d'eau et du bruit puisqu'elles communiquent directement avec l'habitacle.

La stratégie retenue consiste à placer les entrées d'air dans une zone où le coefficient de pression est positif et les sorties au niveau des coefficients négatifs. Ce coefficient est défini

par l'équation (1.7) :

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{q_\infty} \quad (1.7)$$

Avec :

- q_∞ : pression dynamique
- p : pression extérieure s'exerçant sur la paroi
- p_∞ : pression ambiante

La différence de pression est ainsi utilisée pour générer un écoulement d'air naturel dans l'habitacle. Cette technique a néanmoins un inconvénient : puisque le champ de pression autour du véhicule dépend de sa vitesse, il en va de même pour la circulation d'air dans l'habitacle. A l'arrêt par exemple, il n'y a plus de ventilation. Il est donc nécessaire d'ajouter un ventilateur pour pouvoir piloter la ventilation indépendamment de la vitesse de la voiture. L'utilisation judicieuse des différentiels de pression permet tout de même de diminuer la puissance nécessaire au ventilateur pour assurer sa fonction.

Entrées d'air

La solution la plus classique pour répondre aux critères précédents consiste à placer l'entrée d'air dans l'angle formé entre le capot et le pare-brise. La partie centrale de cette zone est soumise à une surpression qui dépend de la valeur de cet angle. Une entrée d'air à ce niveau (figure 1.9(a) et (c)) permet d'exploiter cette pression mais engendre une dépendance à la vitesse du véhicule.

De chaque côté règne une zone où la pression statique est identique à la pression ambiante. Des ouvertures à ce niveau (figure 1.9(b)) permettent donc d'obtenir une circulation indépendante de la vitesse de la voiture, à la condition que la sortie d'air soit aussi placée dans une zone de pression ambiante.

Les contraintes concernant le choc piéton et le design ont conduit les véhicules récents à avoir des capots et pare-brises plus inclinés. L'angle entre les deux éléments est plus ouvert que par le passé, réduisant la surpression en bas de pare-brise. Une large ouverture centrale offre donc une solution simple. Désormais, les entrées d'air sont bien souvent dissimulées sous le capot qui s'avance un peu plus vers le pare-brise. En dehors des aspects esthétiques et aérodynamiques, cette stratégie a l'avantage de protéger les entrées d'air des corps étrangers (insectes, feuilles mortes, ...) et de la pluie. Cette zone est appelée *auvent* et les entrées d'air sont protégées par des *grilles d'auvent*.

Sorties d'air

Les premières sorties d'air ont été placées dans les zones de plus basses pression, toujours dans le but de favoriser la circulation d'air. La solution privilégiée consistait à implanter l'ouverture derrière la vitre de custode, au niveau du montant de pavillon. D'autres emplacements ont été proposés mais la solution optimale, qui est désormais utilisée sur la très grande majorité des véhicules, consiste à placer la sortie devant le pare-choc arrière. La pression à ce niveau est proche de la pression ambiante et le pare-choc permet de protéger la sortie à la fois de l'eau et des perturbations liées à un hypothétique vent latéral. La figure 1.10 illustre

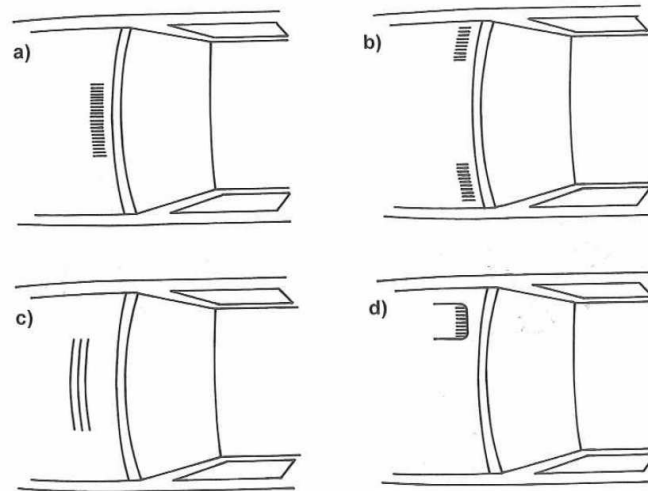


FIGURE 1.9 – Différentes positions d'entrées d'air, par Hucho [33]

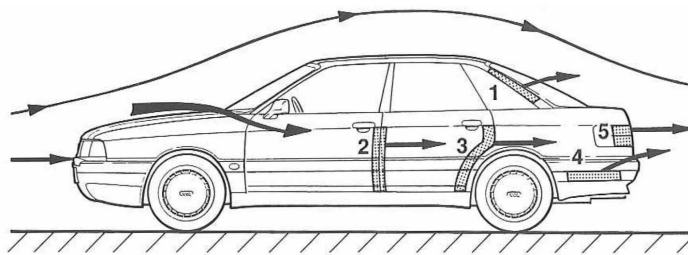


FIGURE 1.10 – Emplacements des différentes sorties d'air sur un véhicule, par Hucho [33]

différentes solutions d'emplacement de sorties d'air. Elle est complétée par le tableau 1.2 qui indique un ordre de grandeur des coefficients de pression (équation (1.7)) pour chaque emplacement. Ces sorties sont très souvent munies de clapet anti-retour pour éviter que l'air et d'éventuels gaz d'échappement ne puissent entrer dans l'habitacle, dans le cas où une vitre ouverte modifierait la différence de pression entre l'entrée et la sortie d'air.

Numéro	Emplacement	Coefficient de pression C_p
1	Montant de pavillon	de -0.3 à -1.0
2	Pied milieu	de -0.1 à -0.3
3	Pied arrière	de 0 à -0.1
4	Pare-choc arrière	de 0 à -0.1
5	Feux arrières	de 0 à -0.1

TABLE 1.2 – Ordre de grandeur des coefficients de pression pour plusieurs emplacements de sorties d'air (Données Hucho [33])

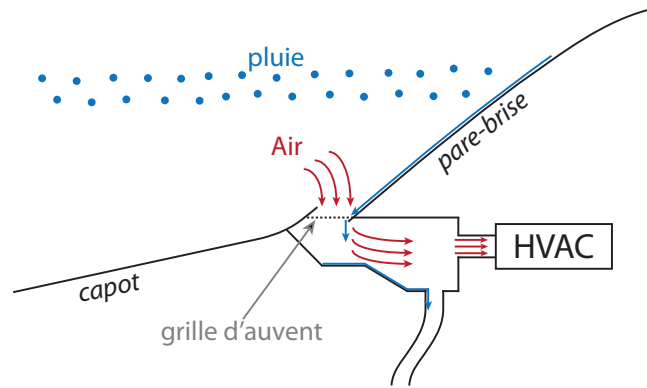


FIGURE 1.11 – Schéma de principe d’une boîte à eau.

1.1.4 Conception de la boîte à eau

Description

Sur la très grande majorité des véhicules actuels, l’entrée d’air pour la ventilation est placée au niveau de l’auvent, l’espace entre le bas du pare-brise et le capot. L’air est aspiré à travers les grilles d’auvent et débouche dans un volume de tranquillisation, la boîte à eau, avant d’entrer dans le HVAC³ (figure 1.11). La boîte à eau a donc pour objectif premier d’éviter que de l’air chargé d’eau ne soit aspiré dans le HVAC. Elle doit aussi récupérer et évacuer le ruissellement provenant du pare-brise et du capot. En offrant un volume de tranquillisation, elle permet de diminuer la vitesse de l’écoulement d’air et de récupérer les gouttes d’eau par décantation. L’eau récupérée est ensuite évacuée dans le compartiment moteur ou dans les passages de roue via deux trous d’évacuation.

Si la boîte à eau est mal dimensionnée, de l’eau peut entrer dans le HVAC et endommager des éléments comme le moteur électrique du ventilateur. Des résidus d’eau stagnante dans les conduits peuvent générer des moisissures, sources de mauvaises odeurs. Dans les cas extrêmes, l’eau peut s’infiltrer dans l’habitacle, notamment au niveau des pieds, et mouiller les tapis et mousses insonorisantes. Un ruissellement d’eau mal maîtrisé dans le compartiment moteur peut aussi détériorer certains organes, notamment les éléments électroniques comme le calculateur.

Contraintes et règles de conception

La boîte à eau est positionnée entre le compartiment moteur et l’habitacle, dans une zone à l’interface de différents éléments clés du véhicule. Tout d’abord elle cohabite avec des éléments de structure qui participent à la rigidité de la caisse et sur lesquels il y a peu de marge de manoeuvre en termes de conception. Elle est aussi placée entre le capot et le pare-brise qui sont conçus de manière à minimiser les risques de blessures en cas de choc piéton. D’un point de vue acoustique, ses tuyaux d’évacuation d’eau créent un conduit pouvant faire remonter le bruit du moteur ou des passages de roues vers l’habitacle. Pour des questions d’entretien, il faut aussi pouvoir garantir un accès au moteur et à ses différents organes, ce qui est problématique sur les petits véhicules où la boîte à eau a tendance à s’avancer au-dessus du moteur. Enfin, l’auvent a un impact sur le design du véhicule.

3. *Heating Ventilation and Air Conditioning* : Boîtier chargé d’assurer la ventilation, le chauffage et la climatisation de l’habitacle

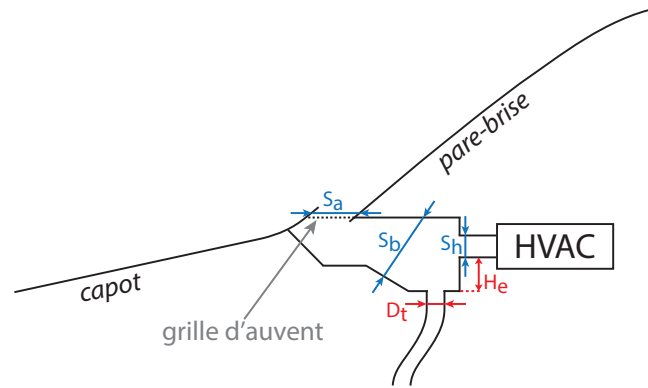


FIGURE 1.12 – Schéma de principe d'une boîte à eau.

La conception de la boîte à eau est fortement contrainte par tous ces éléments puisqu'ils ont pour la majorité des fonctions prioritaires (sécurité) sur celle de la boîte à eau et qu'ils ont leur propres contraintes de conception. La boîte à eau doit s'adapter au mieux à l'espace disponible, qui est toujours plus restreint. Pour assurer un fonctionnement correct, des règles de conception empiriques sont appliquées chez Renault. Il s'agit de préconisations qui ne sont pas forcément respectées à la lettre mais qui permettent de guider le dimensionnement afin de pouvoir assurer à la fois le bon fonctionnement de la boîte à eau et le respect des contraintes de conception des pièces environnantes.

Concernant les écoulements de fluides, voici un aperçu des principales règles, illustrées dans la figure 1.12 :

- Distance minimale entre le fond de la boîte à eau et l'entrée du HVAC (H_e)
- Diamètre minimal pour les trous d'évacuation (D_t)
- Règle sur les sections de passage de l'air en entrée, à l'intérieur et en sortir de boîte à eau de manière à garantir un ralentissement suffisant de l'écoulement d'air ($S_h < S_a < S_b$)
- Perméabilité minimale de la grille d'auvent
- évacuation située dans les points bas de la boîte à eau et géométrie définie tel qu'il ne puisse pas y avoir de rétention d'eau dans la boîte même si le véhicule est incliné.

Compte tenu des contraintes de conception, chaque véhicule a une boîte à eau spécifique, dont la géométrie est adaptée au design et à l'espace disponible. Sur les monospaces, la boîte à eau est souvent placée sous le pare-brise, qui se prolonge généralement assez loin du conducteur, les dimensions lui laissant suffisamment de place. Sur les petits véhicules citadins, particulièrement compacts, il est beaucoup plus difficile de dégager un volume suffisant et la boîte à eau est placée plus en avant, dépassant dans le compartiment moteur. Il n'est donc pas possible aux constructeurs de définir une stratégie de conception commune à toute leur gamme de véhicule.

La figure 1.13 illustre la conception la plus classique des boîtes à eau Renault. La grille d'auvent est protégée de la pluie par le capot. En bas de pare-brise, un muret central joue le rôle de goulotte de récupération pour l'eau venant du pare-brise. Il la dirige vers les extrémités de la boîte afin de la faire ruisseler à travers la portion de grille située au-dessus des trous d'évacuation. L'entrée d'air vers le HVAC étant généralement située au centre de la boîte, le muret évite aussi d'avoir un ruissellement d'eau devant l'entrée d'air. La boîte comporte généralement deux trous d'évacuation à chacune de ses extrémités. Placés entre le tablier et les coupelles d'amortisseur, ils disposent d'un espace limité. La boîte à eau abrite généralement le moteur d'essuies-glaces ainsi que la tringlerie nécessaire à leur fonctionnement.

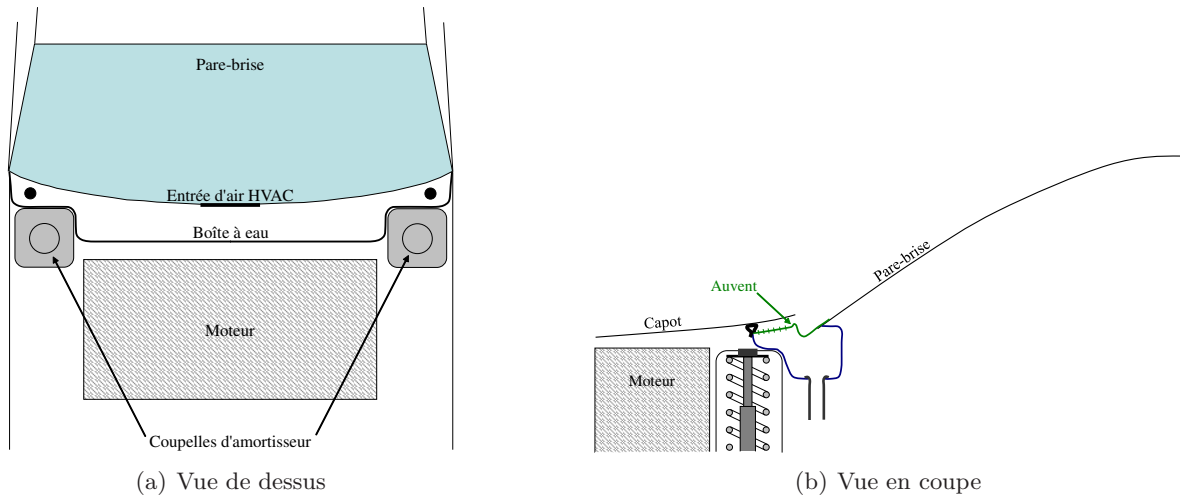


FIGURE 1.13 – Schémas de principe de l’implantation “standard” de la boîte à eau chez Renault

Chez les autres constructeurs, le principe et les éléments de la boîte à eau restent bien souvent les mêmes. Il existe néanmoins des variantes mais il est très difficile de les classer, chaque modèle de voiture pouvant avoir ses propres spécificités.

1.1.5 Littérature dédiée à la boîte à eau

Du fait de la problématique très appliquée et concernant uniquement l’automobile, il y a peu de contributions scientifiques dédiées à la boîte à eau. La thèse de Ghani [23] représente l’apport majeur sur le sujet puisqu’elle traite des ingestions d’eau dans la boîte à eau des véhicules automobiles. Elle est complétée par deux publications (Ghani *et al.* [24, 25]).

Dans une première partie, Ghani [23] étudie expérimentalement l’écoulement d’air dans une géométrie simplifiée de boîte à eau. Des visualisations par LSV⁴ mettent en évidence la présence de deux structures tourbillonnaires contrarotatives sous la grille d’auvent. Ces structures s’étendent longitudinalement dans la boîte mais l’une d’elle devient prépondérante à partir du milieu de la boîte. Le même type de visualisations est réalisé sur une géométrie réelle de boîte à eau avec des observations similaires.

Des mesures PIV⁵ sont aussi réalisées sur la géométrie réelle dans 8 sections transversales et 4 sections longitudinales. Les vitesses moyennes mesurées varient de $1.91 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ à $6.95 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et la vitesse maximale atteint $9.54 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Globalement, les vitesses les plus importantes sont mesurées à proximité de la grille d’auvent. Les mesures dans les sections longitudinales montrent que l’écoulement d’air entre perpendiculairement à la grille d’auvent et qu’il est dévié par le fond de la boîte. Les vitesses sont donc importantes à proximité du fond, ce qui pourrait favoriser l’arrachement de gouttes lorsqu’une couche d’eau est présente dans la boîte.

D’après les résultats de Ghani [23, 25], la zone située sous la grille d’auvent peut potentiellement poser problème. Des pistes de solution pourraient consister à jouer sur les sections

4. *Laser Sheet Visualization*

5. *Particle Image Velocimetry*

de la grille et de la boîte pour limiter les vitesses dans cette zone ou à concevoir un maillage de grille permettant de dévier l’écoulement et d’éviter qu’il impacte le fond de la boîte.

Dans un second temps, Ghani [23, 25] étudie numériquement l’écoulement dans la géométrie réelle à l’aide du logiciel Fluent. Il utilise pour cela une approche RANS⁶ avec un modèle de turbulence $k-\epsilon$. Pour traiter la problématique de l’ingestion d’eau, il utilise un modèle Lagrangien. Ce type de modèle consiste à injecter dans l’écoulement des particules qui représentent les gouttes d’eau, puis d’observer la manière dont elles sont transportées dans l’écoulement. Des conditions de pression sont imposées en entrée et en sortie de manière à respecter la perte de charge réelle de la boîte à eau qui est de 268 Pa. La géométrie étudiée a la particularité d’avoir un filtre à pollen présent dans la boîte à eau et couvrant l’entrée vers le HVAC. Ce filtre est modélisé par un milieu poreux en définissant sa perméabilité et son épaisseur.

Les gouttes d’eau sont modélisées par des particules sphériques dispersées dans la phase continue (air) introduite par la grille d’auvent. L’inertie des gouttes, leur traînée hydrodynamique, la gravité ainsi que les effets de la turbulence sont pris en compte dans le calcul. L’approche couplée est retenue : l’effet des gouttes d’eau sur l’écoulement d’air est pris en compte. L’impact d’une goutte sur une paroi est traité différemment selon le type de paroi. Les gouttes frappant le filtre sont considérées comme ingérées par la ventilation et disparaissent donc du calcul. De la même manière, les gouttes adhèrent au fond de la boîte et ne sont plus prises en compte dans le calcul. Les impacts sur les autres parois de la boîte donnent lieu à des rebonds. Ces conditions sont simplifiées et ne représentent que partiellement la réalité. Pour chaque calcul, 825 gouttes d’eau de 0.45 mm sont introduites à vitesse nulle au niveau de la grille d’auvent avec une répartition uniforme. Un autre cas est envisagé avec l’injection des gouttes par l’espace entre le pare-brise et le bord d’auvent, simulant ainsi un défaut d’étanchéité. Le débit d’injection des gouttes correspond à une pluie fine de $1 \text{ mm} \cdot \text{h}^{-1}$.

La simulation de l’écoulement d’air sans injection de gouttes donne des résultats similaires aux mesures expérimentales en ce qui concerne la topologie de l’écoulement. L’allure et la position des structures tourbillonnaires calculées correspondent bien à celles mesurées. Sur le plan longitudinal, des survitesses s’observent aussi à proximité du fond de la boîte. Sur un plan plus quantitatif, les vitesses calculées sont globalement sous-estimées de 7 à 11 % en moyenne.

Les résultats des calculs avec ingestion d’eau montrent que les fuites à l’interface entre l’auvent et le pare-brise sont bien plus pénalisantes que l’ingestion directe de gouttes d’eau introduites par les grilles. Ceci est dû au fait que les fuites sont plus proches du filtre à pollen et qu’elles se situent dans une zone avec une vitesse d’air locale importante. La reproduction expérimentale de cette configuration le confirme : les fuites sont pénalisantes pour les ingestions d’eau. Il en résulte non pas l’introduction de gouttes mais plutôt d’un ruissellement qui génère des filets d’eau continus pouvant être déviés directement vers le filtre par l’écoulement d’air.

Il faut noter que cette méthode permet d’évaluer uniquement les ingestions d’eau dues au transport direct de gouttes d’eau depuis la grille d’auvent. La problématique réelle est beaucoup plus complexe : les grilles d’auvent étant désormais protégées par le capot, la majeure partie de l’eau introduite dans la boîte à eau l’est par ruissellement. Il est plus probable de voir l’eau tomber dans la boîte à eau sous forme de filets que sous la forme de gouttes. De plus, cette méthode ne prend pas en compte les zones d’accumulation d’eau ou la présence d’un film liquide sur les parois, susceptibles d’interagir avec l’écoulement d’air.

6. *Reynolds-Averaged Navier-Stokes*

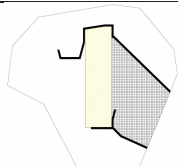
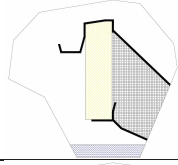
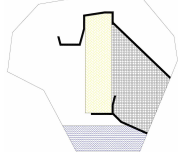
Cas	Niveau d'eau (mm)	Section transversale (dm ²)	Schéma	Nombre de gouttes injectées	Nombre de gouttes ingérées	Taux d'ingestion
n° 1	0	2,15		825	59	7.15 %
n° 2	14	2,05		825	93	11.27 %
n° 3	28	1,93		825	82	9.94 %

TABLE 1.3 – Descriptif et résultats des 3 cas étudiés par Ghani [23] pour évaluer l'influence du niveau d'eau sur le transport des gouttes

Un autre aspect a été étudié numériquement : l'influence de l'accumulation d'eau dans le fond de la boîte sur le transport des gouttes. En effet, la montée du niveau d'eau entraîne une réduction de la section de passage de l'air. Le débit restant identique, la vitesse moyenne d'air augmente. Les caractéristiques des trois cas simulés sont rassemblées dans le tableau 1.1.5. L'accumulation d'eau représente une réduction de section de 5 % pour le cas n° 2 et 10 % pour le cas n° 3. Les résultats (tableau 1.1.5) montrent que 7 % des gouttes sont ingérées par la ventilation lorsque la boîte est vide. En réduisant la section transversale de 5 %, le taux de gouttes ingérées monte à 11 %. Les résultats du cas n° 3 sont plus surprenants puisque malgré une réduction de section de 10 % le taux de gouttes ingérées est inférieur au cas n° 2. Ce résultat peut être dû au fait que la hauteur entre la grille d'auvent et la surface de l'eau est plus faible, ce qui laisse moins d'espace aux gouttes qui seraient ainsi plus facilement piégées dans la couche d'eau malgré la vitesse plus élevée de l'écoulement d'air.

Le modèle Lagrangien pour évaluer les ingestions d'eau dans la boîte à eau est aussi utilisé par Shen *et al.* [66] avec une approche découplée : l'écoulement d'air est calculé, puis les gouttes sont injectées dans cet écoulement. L'influence des gouttes d'eau sur l'écoulement d'air n'est donc pas pris en compte. Toutes les gouttes adhèrent aux parois qu'elles touchent et il n'y a pas de gestion des rebonds. Les auteurs utilisent cette approche pour travailler la géométrie de la boîte à eau et obtenir le meilleur compromis entre perte de charge et ingestion d'eau.

La même approche est utilisée par Currle [15] mais avec une gestion différente des impacts de gouttes. En effet, il prend en compte les rebonds sur les parois mais aussi les projections générées par l'impact en utilisant une version modifiée du modèle de Bai et Gosman [5]. Ce modèle définit la réaction de la goutte lors de l'impact en fonction de son nombre de Weber. Currle [15] réalise différents calculs en faisant varier le débit d'air de 500 à 768 kg · h⁻¹ avec des diamètres de gouttes compris entre 0.6 et 2 mm. Les résultats des simulations donnent les mêmes tendances que l'observation expérimentale mais manquent d'une véritable validation quantitative.

D’un point de vue expérimental, Ghani *et al.* [23, 24] réalisent une étude paramétrique sur un véhicule. Elle est réalisée en statique, c’est à dire sans écoulement d’air extérieur (ce qui correspond à un véhicule à l’arrêt). L’étude couvre une large plage de paramètres :

- intensité de pluie
- essuies-glaces (en fonctionnement ou non)
- inclinaison du véhicule (axes tangage et roulis)
- design de la grille d’auvent
- section transversale de la boîte à eau
- design des trous d’évacuation
- implantation de cloisons poreuses dans le fond de la boîte à eau
- design du filtre à pollen

Du fait du nombre important de paramètres testés, l’exploitation des résultats est difficile, notamment à cause de l’interdépendance des paramètres. Les auteurs concluent néanmoins en donnant quelques préconisations de conception : ils conseillent de placer les zones d’entrée d’eau le plus loin possible du filtre à pollen (donc de l’entrée du HVAC) et d’assurer une bonne séparation air/eau dès l’entrée du mélange dans la boîte à eau.

Une étude complémentaire est réalisée par Aroussi *et al.* [4] afin d’évaluer le comportement du film liquide se déposant sur le capot d’un véhicule en mouvement. Il s’agit notamment de déterminer si une partie de l’eau récupérée par la boîte à eau est issue de ce film. Ce travail expérimental est réalisé sur un véhicule réel installé dans une petite soufflerie climatique développée dans le cadre de la thèse de Ghani [23]. Les auteurs montrent que l’eau coule par gravité vers l’avant du capot jusqu’à une vitesse d’environ $32 \text{ km} \cdot \text{h}^{-1}$. Au-delà de cette vitesse, le film commence à remonter vers le haut du capot. A partir de $48 \text{ km} \cdot \text{h}^{-1}$ le film s’écoule directement vers la boîte à eau. Plus la vitesse du véhicule augmente, plus la quantité d’eau remontant le long du capot est importante, ce qui augmente la quantité d’eau issue du capot récoltée par la boîte à eau.

1.1.6 Synthèse

La problématique des ingestions d’eau dans le circuit de ventilation est un sujet ancien qui est né avec les premiers systèmes de ventilation pour l’automobile. La solution générale qu’est la boîte à eau s’est imposée avec un design et des solutions techniques assez variées. Le sujet est toujours d’actualité, avec la volonté de mieux comprendre les phénomènes physiques mis en jeu dans les écoulements de boîte à eau et d’utiliser des techniques actuelles, notamment la simulation numérique, pour améliorer le dimensionnement de cet élément. Les quelques travaux directement appliqués à la boîte à eau se concentrent uniquement sur les problèmes de transport et d’ingestion de gouttes. Ils ne traitent pas les problèmes qui peuvent être liés à une capacité de vidange insuffisante de la boîte.

Cette partie a permis de cadrer la problématique de la boîte à eau en la positionnant dans son contexte en matière de fonctions et de contraintes de conception. Elle a aussi permis de définir les ordres de grandeur sur la principale donnée d’entrée du problème : la quantité de pluie récoltée par la boîte.

La seconde partie va s’intéresser plus particulièrement au problème physique faisant l’objet de cette thèse : le tourbillon de vidange.

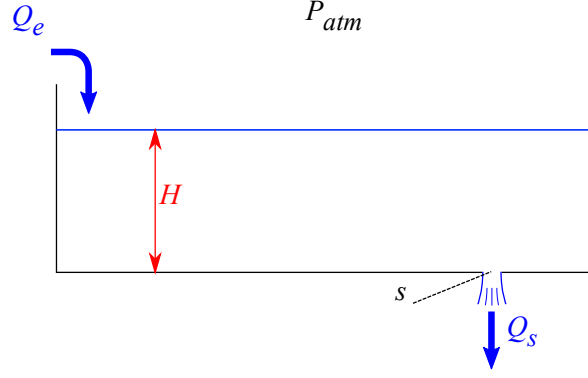


FIGURE 1.14 – Schématisation simplifiée de la vidange de boîte à eau

1.2 Tourbillon de vidange

1.2.1 Problématique

Les ingestions d'eau dans le circuit de ventilation peuvent être dues à deux phénomènes principaux. Le premier concerne l'entrée d'eau sous forme de gouttelettes, soit parce que l'écoulement d'air les transporte depuis l'extérieur, soit parce qu'il les a arrachées au film d'eau sur les parois de la boîte à eau. Le deuxième correspond à un drainage insuffisant de l'eau récoltée dans la boîte, ce qui conduit à un remplissage de cette dernière jusqu'au débordement dans le circuit de ventilation. C'est sur ce deuxième aspect que la thèse va se concentrer.

En régime stabilisé, la boîte est alimentée en eau avec un débit d'entrée Q_e . L'eau va s'écouler dans la boîte puis être évacuée par les trous. Le niveau d'eau dans la boîte va monter progressivement jusqu'à atteindre un niveau d'équilibre H lorsque l'égalité $Q_e = Q_s$ sera atteinte, Q_s étant le débit d'eau en sortie de la boîte. Il s'agit donc de s'assurer que H est inférieur à la hauteur entre le fond de la boîte et l'entrée du HVAC. la figure 1.14 permet de visualiser le problème de manière simplifiée.

Il est possible d'aborder ce problème de manière très simplifiée en considérant le fluide parfait et incompressible et l'écoulement stationnaire et irrotationnel. Dans ce cas, il est possible d'appliquer le théorème de Bernoulli entre la surface libre, considérée à une hauteur H fixée, et le trou d'évacuation. Le jet de sortie débouchant à l'air libre, il vient :

$$\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot V_s^2 = \rho \cdot g \cdot H \quad (1.8)$$

Avec V_s la vitesse du fluide dans le trou d'évacuation et ρ sa masse volumique.

Il est alors possible d'obtenir l'expression de la hauteur de la surface libre :

$$H = \frac{V_s^2}{2 \cdot g} \quad (1.9)$$

L'écoulement étant en régime permanent, la relation $Q_e = Q_s = S \cdot V_s$ permet d'obtenir

l’expression de H en fonction de paramètres connus :

$$H = \frac{Q_e^2}{2 \cdot g \cdot S^2} \quad (1.10)$$

Cette approche du problème est très simplifiée et elle ne prend pas en compte des phénomènes tels que la perte de charge au niveau de l’évacuation.

En pratique, l’épaisseur de la couche d’eau s’accumulant dans la boîte est de l’ordre de quelques centimètres. Cela représente sur les géométries étudiées ici des hauteurs stabilisées⁷ allant de 1 à 3 fois le diamètre du trou d’évacuation.

Au niveau de l’évacuation, dès que l’eau commence à s’écouler il y a formation d’un tourbillon dit “tourbillon de vidange”. Ce phénomène est très répandu et il peut s’observer au quotidien dans une baignoire ou un évier qui se vide. Dans ce type d’écoulement, la vitesse augmente en se rapprochant de l’axe de rotation, ce qui engendre une dépression. Si celle-ci est suffisante, la surface libre se déforme jusqu’à former un noyau d’air qui descend au centre du tourbillon. Dans la boîte à eau, ce noyau d’air est entraîné jusqu’à l’évacuation qu’il traverse entièrement. Dans ces circonstances, l’écoulement dans l’évacuation dépend entièrement du tourbillon de vidange. De plus, le noyau d’air occupe une partie de la section d’évacuation ce qui a pour effet de limiter le débit de sortie et d’augmenter le niveau d’eau dans la boîte.

Dans l’écoulement étudié ici, seul la géométrie et le débit d’entrée sont imposés. Le débit de sortie est piloté par le tourbillon de vidange, lui-même dépendant de la hauteur d’eau. Il y a donc un couplage entre l’écoulement en sortie et le niveau d’eau par l’intermédiaire du tourbillon de vidange. Il s’agit dans cette partie de faire un état de l’art des connaissances autour de ce phénomène.

1.2.2 Formation

Le tourbillon de vidange est un phénomène très commun, observé par exemple en vidant un évier ou une baignoire remplis d’eau, d’où le terme de *bathtub vortex* désignant le phénomène. Paradoxalement, peu d’études se sont intéressées aux mécanismes de formation, de stabilité et de destruction liés à ce type de tourbillon. Aujourd’hui encore, les causes d’apparition du phénomène ne sont pas très clairement identifiées.

Dans les années 60, certains proposaient d’expliquer la naissance du tourbillon par l’influence de la force de Coriolis, liée à la rotation de la Terre (Shapiro [65], Binnie [8], Marris [45]). De ces hypothèses résultent une croyance assez répandue qui voudrait que le tourbillon de vidange tourne dans le sens trigonométrique dans l’hémisphère nord et dans le sens anti-trigonométrique dans l’hémisphère sud. L’accélération a_c liée à la force de Coriolis s’exprime :

$$a_c = 2 \cdot \omega \cdot V_s \cdot |\sin \Phi| \quad (1.11)$$

Avec :

- ω = vitesse angulaire de rotation de la terre.
- V_s = vitesse de sortie de l’eau.

7. C’est à dire les hauteurs en régime permanent, lorsque la phase de remplissage de la boîte est terminée

– Φ = latitude du lieu considéré.

La vitesse angulaire de la Terre vaut $\omega = 73 \times 10^{-6} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$. En considérant que de l'eau s'évacue d'un évier à $V_s = 0,2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ à Paris ($\Phi \approx 48^\circ$), il en résulte une accélération de Coriolis de $a_c = 22 \cdot 10^{-6} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$. Cette accélération est très faible par rapport à l'accélération due à la gravité terrestre ($g = 9,81 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$). La déviation entraînée par la force de Coriolis est donc négligeable, d'autant plus que les dimensions du système, l'évier, sont faibles. Des dissymétries du réservoir ou simplement les mouvements inertiels de la masse d'eau auront un impact beaucoup plus important que la petite contribution apportée par la force de Coriolis. Le tourbillon n'a donc pas de sens de rotation de prédilection selon l'hémisphère dans lequel l'évier se trouve. Il n'en demeure pas moins que cette force joue un rôle essentiel dans les systèmes à plus grande échelle. C'est d'ailleurs en réalisant des essais dans des cuves de grandes dimensions et en laissant l'eau au repos pendant un temps suffisamment long que Shapiro [65] a pu montrer l'influence de Coriolis sur le tourbillon de vidange. Mais il s'agit alors d'échelles totalement différentes et de conditions d'essais parfaitement maîtrisées, très loin de ce qui se passe lorsqu'un évier se vide.

Une autre piste consiste à envisager la formation du tourbillon comme la conséquence d'une instabilité hydrodynamique. Cette hypothèse est suggérée en 1978 dans les travaux expérimentaux de Kawakubo *et al.* [36] qui montrent que le tourbillon apparaît au dessus d'un seuil critique lié au débit d'évacuation. Ce comportement de seuil incite à penser qu'une déstabilisation de l'écoulement entraîne la transition. Cette hypothèse est reprise plus récemment, en 2002, dans la thèse de Sanmiguel Rojas [60]. Les résultats expérimentaux montrent qu'il existe un nombre de Reynolds critique, basé sur le diamètre du trou d'évacuation, pour lequel une composante de vitesse tangentielle apparaît dans l'écoulement. En 2007, De Felice [21] reprend dans sa thèse les observations de Sanmiguel Rojas [60]. Son travail porte essentiellement sur des analyses de stabilité et des simulations numériques directes. Il montre ainsi que les conditions aux limites peuvent effectivement faire apparaître une instabilité. Dans le cas d'un écoulement parfaitement axisymétrique, avec une vitesse d'entrée de l'eau parfaitement radiale et uniformément répartie autour du trou d'évacuation, l'écoulement est stable et ne peut conduire à la formation d'un tourbillon. En revanche, si les conditions d'entrée ne sont pas uniformes (alimentation en eau par deux fenêtres symétriques) une instabilité conduit effectivement à la naissance d'une composante de vitesse tangentielle générant un tourbillon.

Le champ de vitesse dans un tourbillon a pour effet de concentrer la vorticité dans son coeur. Selon Guyon *et al.* [27], l'équation de transport de la vorticité contient un terme de diffusion visqueuse qui tend à uniformiser le champ de vorticité et un terme d'étirement qui a pour effet de le concentrer et de l'amplifier. L'étirement correspond ici à l'aspiration du fluide dans le trou d'évacuation. L'équilibre étirement-diffusion est un élément fondamental dans l'étude de la turbulence. Les tourbillons étirés, ou les filaments de vorticité, sont utilisés notamment par Bottausci [9], Cuypers [16] et Rossi *et al.* [63] comme support pour étudier ces phénomènes. Ces travaux s'appuient entre autres sur une configuration d'écoulement dans un canal muni de trous dans ses parois pour aspirer le fluide. La vorticité initialement présente dans l'écoulement est alors amplifiée par l'aspiration et conduit à la formation d'un tourbillon.

Ces travaux donnent des éléments de réponse sur la formation du tourbillon. Il faut néanmoins noter qu'il s'agit là de conditions bien définies qu'il est difficile de reproduire expérimentalement parce qu'elles nécessitent une géométrie parfaitement maîtrisée notamment en matière de symétrie. Dans l'écoulement de boîte à eau, les dissymétries de la géométrie suffisent à expliquer la formation d'un tourbillon de vidange amplifié par l'écoulement dans l'évacuation.

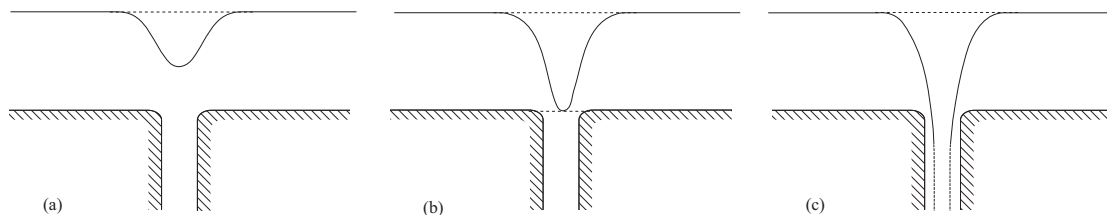


FIGURE 1.15 – Schémas illustrant la déformation de l'interface due à des tourbillons en régime *sous-critique* (a), *critique* (b) et *super-critique* (c)

1.2.3 Régimes et structure d'écoulement

Dans le repère cylindrique (r, θ, z) , le tourbillon de vidange est caractérisé par la présence d'une composante de vitesse tangentielle qui est amplifiée par l'écoulement de vidange, généralement un trou ou une conduite permettant la vidange du réservoir. La surface libre au centre du tourbillon peut se déformer pour former un noyau d'air plus ou moins profond. Heckers [28] a défini six régimes décrivant les différents stades de développement du noyau d'air, par intensité croissante :

- 1 : il existe un écoulement tourbillonnaire mais il ne génère pas de déformation de la surface libre
- 2 : la surface libre se déforme sous l'effet du tourbillon et un petit creux apparaît
- 3 : un noyau d'air existe au centre du tourbillon et un colorant injecté dans l'écoulement se concentre autour de l'axe du tourbillon
- 4 : de petites particules sont attirées vers le centre du tourbillon et peuvent être aspirées dans l'évacuation
- 5 : des bulles d'air sont arrachées en bas du noyau d'air et sont aspirées dans l'évacuation
- 6 : le noyau d'air est complètement développé, il s'étend jusqu'à l'intérieur de l'évacuation

Cette classification est la plus détaillée de la littérature. Elle a été réutilisée par plusieurs auteurs et notamment récemment par Li *et al.* [42] et par Trivellato [72]. Si elle permet de couvrir tous les stades de développement du tourbillon, certains régimes définis ne présentent pas d'intérêt particulier. La grande majorité de la littérature sur le tourbillon de vidange est appliquée à des problèmes hydrauliques, notamment sur des stations de pompage ou des centrales hydroélectriques. Pour ces applications, la principale problématique concerne l'entraînement d'air généré par le tourbillon qui peut endommager les installations ou dégrader les performances. Ainsi Ezure *et al.* [20] ne définissent que deux régimes : dans le premier le noyau d'air s'arrête juste avant l'évacuation et dans le deuxième des bulles d'air sont arrachées au noyau d'air et aspirées par l'évacuation. Ce dernier régime correspondant au régime 5 de la classification d'Heckers et marque l'apparition du phénomène d'entraînement d'air. C'est aussi cette définition qu'utilise Odgaard [49] pour caractériser le tourbillon qu'il étudie.

Stepanyants et Yeoh [70] quant à eux proposent une classification basée sur la définition d'un régime *critique*. Celui-ci correspond au régime pour lequel la déformation de la surface libre s'arrête exactement à l'entrée du trou d'évacuation. Il sépare le régime *sous-critique*, dans lequel la position du bas du noyau d'air est comprise entre la surface libre et l'entrée de l'évacuation, du régime *super-critique* où l'intensité du tourbillon est telle que la surface libre est entraînée dans le tuyau d'évacuation. La figure 1.15 permet de visualiser les différents régimes.

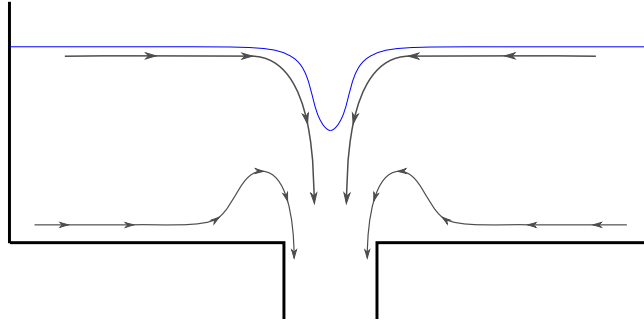


FIGURE 1.16 – Schéma de la structure d'écoulement observée par Echávez et McCann [18] puis par Andersen *et al.* [1, 2]

Le régime sous-critique rassemble les régimes 1 à 5 de la classification d'Heckers [28], sans prendre en considération les problématiques d'entraînement d'air qui peuvent apparaître. Le régime super-critique correspond quant à lui au régime 6 chez Heckers [28]. La classification de Stepanyants et Yeoh [70] n'est pas basée sur la description d'observations physiques mais plutôt sur les difficultés de modélisation. En effet, le régime super-critique est particulièrement complexe à aborder du fait de la présence du noyau d'air dans l'évacuation.

Le tourbillon observé dans la boîte à eau comporte toujours un noyau d'air qui s'étend dans l'évacuation. Il est donc en régime super-critique.

Du point de vue de la topologie de l'écoulement, plusieurs travaux mettent en évidence l'existence de structures assez particulières. Echávez et McCann [18] montrent ainsi expérimentalement que l'écoulement est caractérisé par une vitesse axiale descendante importante dans le coeur du tourbillon alors qu'à l'extérieur cette même vitesse axiale aurait tendance à être ascendante (figure 1.16). La composante radiale est nulle dans le coeur, sauf à proximité de la surface libre. Les auteurs montrent que le fluide traversant l'évacuation provient de deux sources distinctes : la première vient du fluide sous la surface libre qui se dirige vers le centre du tourbillon et qui plonge dans le coeur du tourbillon animé par une vitesse axiale importante. La deuxième source vient du fond du réservoir dans une couche limite principalement animée d'une vitesse radiale qui entraîne le fluide directement vers l'évacuation bien qu'une petite partie de l'écoulement remonte légèrement à proximité du coeur avant de replonger, entraînée par l'écoulement axial du coeur.

Ce même type de structure a été observé expérimentalement par Andersen *et al.* [1, 2] dans le cas d'un réservoir cylindrique tournant. Les résultats obtenus sont très proches de la structure décrite par Echávez et McCann [18] mais à l'approche du coeur du tourbillon l'écoulement venant de la couche limite est entraîné de manière beaucoup plus marquée vers le haut avant de replonger dans le coeur. Bien que les structures observées ne soient pas identiques, Yukimoto *et al.* [76] mettent en évidence l'importance de l'écoulement dans la couche limite sur la distribution radiale de vitesse tangentielle.

En plus de cette structure globale de l'écoulement, Echávez et McCann [18] observent des structures secondaires pour des tourbillons de plus faibles intensités. Ces structures sont constituées de cellules de recirculation concentriques au tourbillon. Ces cellules s'étendent le long d'une verticale et le fluide circule le long de cette verticale.

Il faut noter que les structures observées par Echávez et McCann [18] et par Andersen *et al.* [1, 2] sont obtenues dans des réservoirs cylindriques, avec une circulation imposée par une

injection de fluide tangentielle à la paroi dans le premier cas et par la rotation du réservoir dans le deuxième cas.

1.2.4 Modélisation

Il existe de nombreux modèles dans la littérature pour décrire l’écoulement dans un tourbillon avec pour objectif d’étudier la structure d’une tornade ou les problèmes d’entraînement d’air dans les installations hydrauliques.

Solutions analytiques

En 1858, Rankine [56] propose un modèle mathématique décrivant un tourbillon dit “combiné” car il se décompose en deux parties distinctes : un écoulement potentiel à l’extérieur auquel se superpose une rotation solide dans le coeur du tourbillon. En se rapprochant du centre de rotation, le gradient de vitesse tangentielle $\partial v / \partial r$ augmente ainsi que les effets de viscosité associés. Le coeur du tourbillon est caractérisé par la zone centrale dans laquelle les effets de viscosité sont tels que seul un mouvement de rotation en bloc peut subsister.

Le modèle décrit uniquement la vitesse tangentielle v qui s’exprime :

$$v(r) = \begin{cases} \frac{v_c \cdot r}{r_c} & \text{pour } r < r_c \\ \frac{v_c \cdot r_c}{r} & \text{pour } r > r_c \end{cases} \quad (1.12)$$

Avec :

- r_c = rayon du coeur du tourbillon
- v_c = vitesse tangentielle en r_c

Cette notation originale est souvent remplacée par une expression faisant intervenir la circulation Γ sous la forme $v_c = \Gamma / (2\pi r_c)$, ce qui donne :

$$v(r) = \begin{cases} \frac{\Gamma \cdot r}{2\pi r_c^2} & \text{pour } r < r_c \\ \frac{\Gamma}{2\pi r} & \text{pour } r > r_c \end{cases} \quad (1.13)$$

Burgers [12] entreprend une description du noyau visqueux d’un tourbillon dans le cadre de la théorie de la turbulence. Cette description est reprise par Rott [64] qui l’applique au tourbillon de vidange. La solution est basée sur un écoulement potentiel composé de la superposition d’un écoulement de type puit et d’un tourbillon :

$$u = -ar \quad (1.14a)$$

$$v = \frac{\Gamma}{2\pi r} \quad (1.14b)$$

$$w = 2az \quad (1.14c)$$

Avec a le gradient de vitesse. Cette formulation présente une singularité au niveau de l'axe du tourbillon où v tend vers l'infini. Afin de s'affranchir du problème, les expressions de u et v sont injectées dans les équations de Navier-Stokes ainsi que la fonction $v(r, t)$. Burgers [12] et Rott [64] obtiennent alors une expression de v solution de Naviers-Stokes en régime stationnaire :

$$v = \frac{\Gamma}{2\pi r} \left(1 - e^{(-ar^2/2\nu)} \right) \quad (1.15)$$

Rott [64] applique son modèle au cas du tourbillon de vidange en posant $a = Q_s/(2\pi H^3)$ avec Q_s le débit traversant l'évacuation, qu'il calcule en utilisant la formule de Torricelli pour obtenir la vitesse de sortie du fluide. Comme il le fait lui-même remarquer, si la déformation de l'interface est telle que le noyau d'air atteint le trou d'évacuation, il n'est plus possible de calculer a du fait de l'interaction entre le noyau d'air et l'écoulement dans l'évacuation. Cette limitation est donc liée au régime super-critique défini précédemment. Miles [47] étend la solution de Rott [64] afin de proposer une expression du profil de surface libre.

Einstein et Li [19] développent un modèle décomposé en 2 régions pour un fluide visqueux. Ils constatent que les vitesses ainsi calculées sont plusieurs fois supérieures aux mesures expérimentales réalisées pour valider le modèle. Afin de prendre en compte les effets de la turbulence dans le tourbillon, ils introduisent alors la notion de viscosité tourbillonnaire⁸ notée ϵ . Le modèle développé en écoulement laminaire est alors utilisé avec une viscosité effective ν_e afin d'y ajouter la dissipation due à la turbulence :

$$\nu_e = \nu + \epsilon \quad (1.16)$$

Cette approche est reprise par Odgaard [49, 50] qui définit ϵ comme étant proportionnel à la circulation Γ :

$$\epsilon = k \cdot \Gamma \quad (1.17)$$

Odgaard [49] obtient empiriquement une valeur $k = 6e-5$. Cette définition est utilisée par Hite et Mih [32] qui obtiennent une valeur $k = 0.041$ à partir de leurs données expérimentales (géométrie différente). Stepanyants et Yeoh [70] reprennent eux aussi cette définition avec $k = 1.09e-6$.

Pour développer son modèle, Odgaard [49] reprend le même principe que Rott [64], c'est à dire la superposition d'un écoulement radial et d'un tourbillon tels que définis dans le système d'équation (1.14). Il obtient la même équation, qu'il choisit d'exprimer en fonction du rayon du coeur du tourbillon :

$$r_c^2 = \frac{2.5\nu}{a} \quad (1.18)$$

Ce qui conduit à l'expression :

$$\frac{\Gamma}{2\pi r} \left[1 - \exp \left(-1.25 \frac{r^2}{r_c^2} \right) \right] \quad (1.19)$$

8. *eddy viscosity*

Physiquement, r_c correspond au rayon où la vitesse tangentielle maximale est atteinte. Il correspond au point d’équilibre entre l’écoulement extérieur pour lequel la vitesse augmente quand r diminue et l’écoulement dans le coeur du tourbillon où les effets de viscosité font décroître la vitesse avec le rayon. Rott [64] utilise d’ailleurs la même grandeur qu’il appelle “rayon visqueux” et qu’il écrit : $r_c^2 = 2\nu/a$.

Hite et Mih [32] insistent sur le fait que la définition de l’écoulement radial, $u = k_1 r$, dans l’approche de Burgers [12], Rott [64] et Odgaard [49] est limitée au coeur du tourbillon et qu’elle n’est pas applicable à l’extérieur. Une formulation empirique mathématiquement plus souple pour la vitesse tangentielle est selon eux apportée par Rosenhead [62] :

$$v = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{r}{r_c^2 + r^2} \quad (1.20)$$

La valeur maximale est atteinte en r_c et vaut $v(r_c) = 0.5\Gamma/2\pi r_c$, ce qui est inférieur à la vitesse maximale prédite par l’équation (1.19) qui donne $v(r_c) = 0.71\Gamma/2\pi r_c$, d’où la version modifiée de l’équation (1.20) permettant de corriger cet écart :

$$v = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{2r}{r_c^2 + 2r^2} = \frac{\Gamma}{2\pi r_c} \frac{2\bar{r}}{1 + 2\bar{r}^2} \quad (1.21)$$

Avec le rayon adimensionné $\bar{r} = r/r_c$. Cette expression donne une vitesse maximale en $\bar{r} = 0.71$ équivalente à la vitesse maximale de l’équation (1.19). En injectant l’expression de v définie selon l’équation (1.21) dans l’équation de Navier-Stokes pour la composante θ , Hite et Mih [32] arrivent à l’expression de la composante radiale :

$$u = -\frac{\nu_e}{r_c} \cdot \frac{8\bar{r}}{1 + 2\bar{r}^2} \quad (1.22)$$

A l’approche du centre du tourbillon, ou du noyau d’air, l’écoulement radial se transforme en écoulement axial. En utilisant l’équation (1.22) dans l’équation de continuité pour un écoulement axisymétrique, Hite et Mih [32] donnent l’expression de la composante axiale :

$$w = \nu_e \cdot \frac{z}{r_c^2} \cdot \frac{16}{(1 + 2\bar{r}^2)^2} \quad (1.23)$$

Les auteurs confrontent leur modèle à des mesures expérimentales réalisées dans un canal hydraulique dans lequel l’évacuation se fait par un conduit horizontal situé sur une des parois latérales du canal. En utilisant la viscosité effective introduite par Einstein et Li [19], Hite et Mih [32] obtiennent de bonnes corrélations entre leur modèle et leurs mesures expérimentales.

Ce modèle apporte un gain significatif sur les composantes de vitesses radiale et axiale qui sont valables sur tout le domaine et pas uniquement dans le coeur du tourbillon comme c’est le cas pour les modèles de Rott [64] et Odgaard [49].

L’une des caractéristiques de l’ensemble de ces modèles, c’est que les composantes radiales et tangentielles sont indépendantes de l’axe vertical z . Chen *et al.* [14] ont cherché à intégrer cette dépendance à z en se basant sur l’analyse de données expérimentales. Leur objectif est d’obtenir une solution analytique des trois composantes de vitesses (u, v, w) dépendant à la fois de r et de z .

Les auteurs expriment la vitesse tangentielle sous la forme $v = \varphi(r)\Psi(z)$ dans laquelle la fonction $\varphi(r)$ correspond à l'équation (1.21). A partir de leurs observations expérimentales, Chen *et al.* [14] proposent d'y ajouter la fonction $\Psi(z) = 1 + bz$ décrivant la dépendance de la vitesse tangentielle à l'axe vertical. Cela conduit à l'expression :

$$v = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{2r}{r_c^2 + 2r^2} (1 + bz) \quad (1.24)$$

En injectant cette expression dans les équations de Navier-Stokes, les auteurs obtiennent les expressions des composantes radiale et axiale par la méthode des caractéristiques :

$$u = -\nu \frac{8r}{r_c^2 + 2r^2} (1 + \ln(1 + bz)) \quad (1.25)$$

$$w = \frac{16\nu r_c^2}{(r_c^2 + 2r^2)^2} \left(\frac{1 + bz}{b} \ln(1 + bz) \right) \quad (1.26)$$

Chen *et al.* [14] réalisent des mesures expérimentales pour valider leur modèle. Ils obtiennent un bon accord qualitatif entre les trajectoires de traceurs injectés dans l'écoulement et celles prévues par le modèle. L'erreur calcul / mesure varie de :

- 8 à 18 % pour la composante tangentielle
- 20 à 25 % pour la composante radiale
- 13 à 36 % pour la composante axiale

Concernant la composante axiale, l'erreur augmente à mesure que z se rapproche du trou d'évacuation. Les auteurs justifient cet écart par le fait qu'il s'agit d'un modèle à un fluide et que le noyau d'air présent lors de mesures peut modifier l'écoulement dans l'évacuation.

Ces différents modèles constituent les contributions majeures sur les solutions analytiques permettant de modéliser le tourbillon de vidange. Le tableau 1.4 fait la synthèse des propositions des différents auteurs. Les profils de vitesse résultants sont tracés dans la figure 1.17 à titre d'exemple.

La figure 1.17(b) permet d'illustrer les différences apportées par les différents modèles sur la distribution de vitesse tangentielle. Les modèles de Rankine et Rott sont caractérisés par le fait que la valeur maximum est atteinte en r_c , ce qui n'est pas le cas avec les modèles de Hite et Mih [32], et Chen *et al.* [14]. Le modèle de Rankine [56] se différencie par la discontinuité de son profil en r_c et par sa vitesse maximale nettement supérieure. Il est le seul modèle décrivant un fluide non visqueux. Les valeurs maximales sont proches pour les 3 derniers modèles. Enfin, sur les profils donnés par Hite et Mih [32] et Chen *et al.* [14], seule la valeur maximale change. La seule différence entre les équations de vitesse tangentielle des deux modèles vient du terme $(1 + bz)$ de l'équation (1.21). C'est la valeur de ce terme qui modifie l'amplitude du profil dans le modèle de Chen *et al.*.

En revanche, les figures 1.17(a) et 1.17(c) mettent en évidence les nettes différences existant entre les modèles dans la description des vitesses radiales et axiales. Le modèle de Rott montre les limites de ses hypothèses fortement simplifiées imposant une vitesse radiale linéaire dans le coeur du tourbillon et une vitesse axiale constante. L'écart entre les modèles de Hite et Mih et Chen *et al.* est essentiellement dû aux viscosités différentes : le modèle et

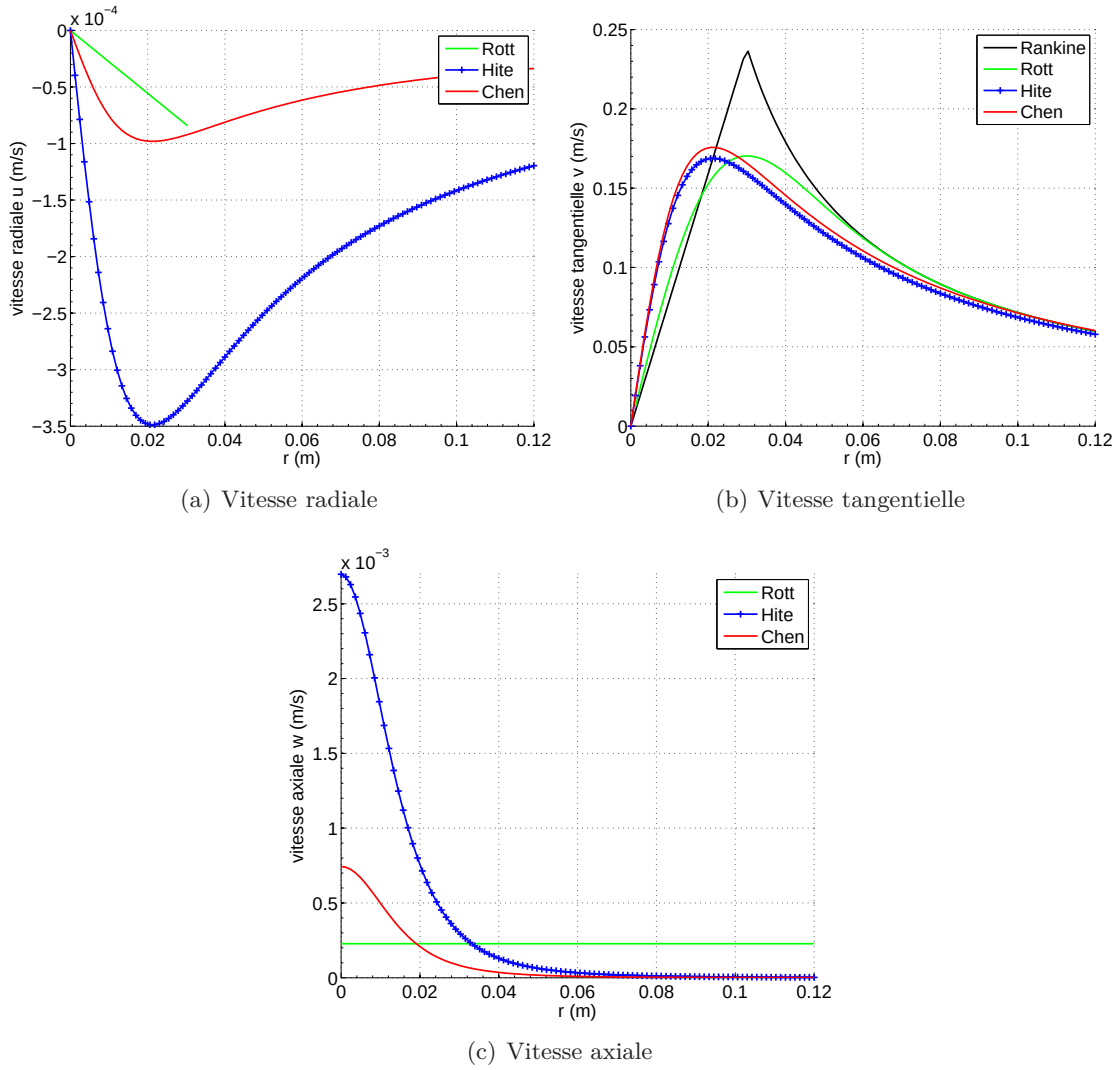


FIGURE 1.17 – Comparaison des profils de vitesse prédits par les modèles de Rankine[56], Rott [64], Hite et Mih [32], Chen *et al.* [14]. Les profils sont tracés avec les paramètres suivants : $r_c = 0.03$ m, $\Gamma = 0.045 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, $z = 41 \cdot 10^{-3}$ m, $\nu = 1 \cdot 10^{-6} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$, $\nu_e = 3.7 \cdot 10^{-6} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$, $a = 2.8 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, $b = 1$

Hite et Mih utilise la viscosité effective ν_e et génère par conséquent des valeurs de vitesse plus importantes.

Le jeu de paramètres utilisé pour tracer les profils de vitesse de la figure 1.17 a été choisi arbitrairement à partir des ordres de grandeur observés expérimentalement. La valeur de a est calculée à l'aide de l'équation (1.18) évoquée par Rott [64] et utilisée par Odgaard [49]. La viscosité effective est calculée grâce aux équations (1.16) et (1.17) avec le coefficient $k = 6 \cdot 10^{-5}$ utilisé par Odgaard [49]. Enfin, il faut noter que dans les modèles présentés ici, l'axe vertical z est orienté vers le bas et son origine est placée au niveau de la surface libre.

TABLE 1.4 – Modèles analytiques de tourbillon dans la littérature, par ordre chronologique. Expressions des composantes de vitesses (u, v, w)

Auteurs	u	v	w	Remarques
Rankine [56] (1858)	–	$\frac{\Gamma \cdot r}{2\pi r_c^2}$ pour $r < r_c$ $\frac{\Gamma}{2\pi r}$ pour $r > r_c$	–	
Rott [64] (1958)	$-a \cdot r$	$\frac{\Gamma}{2\pi r} \left[1 - \exp\left(\frac{-ar^2}{2\nu}\right) \right]$	$2 \cdot a \cdot z$	a : gradient de vitesse
Odgaard [49] (1986)	$-a \cdot r$	$\frac{\Gamma}{2\pi r} \left[1 - \exp\left(-1.25 \frac{r^2}{r_c^2}\right) \right]$	$2 \cdot a \cdot z$	a : gradient de vitesse
Hite et Mih [32] (1994)	$-\frac{\nu_e}{r_c} \cdot \frac{8\bar{r}}{1 + 2\bar{r}^2}$	$\frac{\Gamma}{2\pi r_c} \cdot \frac{2\bar{r}}{1 + 2\bar{r}^2}$	$\nu_e \cdot \frac{z}{r_c^2} \cdot \frac{16}{(1 + 2\bar{r}^2)^2}$	$\bar{r} = r/r_c$: rayon adimensionné, ν_e : viscosité effective
Chen <i>et al.</i> [14] (2007)	$-\frac{\nu}{r_c} \cdot \frac{8\bar{r}}{1 + 2\bar{r}^2} \cdot [1 + \ln(1 + bh_1\bar{z})]$	$\frac{\Gamma}{2\pi r_c} \cdot \frac{2\bar{r}}{1 + 2\bar{r}^2} \cdot (1 + bh_1\bar{z})$	$\frac{16\nu}{r_c^2 (1 + 2\bar{r}^2)^2} \cdot \frac{(1 + bh_1\bar{z})}{b} \cdot \ln(1 + bh_1\bar{z})$	$\bar{z} = z/h_1$: profondeur adimensionnée, b : facteur

Solutions numériques

En parallèle des solutions analytiques, d'autres auteurs proposent dans la littérature des approches nécessitant une résolution numérique pour obtenir les valeurs de vitesse. Ainsi, Lundgren [44] propose un modèle décrit par un jeu d'équations différentielles et prenant en compte la surface libre dans le cas d'un tourbillon de vidange se développant dans un réservoir tournant. Du fait des hypothèses choisies, son approche se limite à des tourbillons de faible intensité avec de faibles déformations de l'interface.

Andersen *et al.* [1] reprennent le modèle de Lundgren [44] qu'ils modifient de manière à ajouter les effets de la tension de surface. Le problème se résume à un jeu de quatre équations permettant de calculer le profil de surface libre et la vitesse tangentielle. Cette modification leur permet d'avoir une bonne corrélation avec leurs données expérimentales, en particulier sur le profil de la surface libre. Dans un second article, Andersen *et al.* [2] détaillent leur approche en proposant notamment des expressions des composantes de vitesse radiale et axiale. Du fait de la rotation du réservoir, il se forme une couche d'Ekman qui rend la structure de l'écoulement très complexe et les auteurs décomposent l'écoulement en plusieurs domaines.

Ce résultat n'est pas directement comparable au cas de la boîte à eau dans la mesure où la rotation du réservoir a une influence importante sur l'écoulement. Il montre néanmoins l'importance de la tension de surface qui permet de corréliser quantitativement le modèle aux données expérimentales obtenues par Andersen *et al.* [1, 2] alors que le modèle original de Lundgren [44] donne des écarts importants à la fois sur le profil de la surface libre (jusqu'à 70 %) et sur la vitesse tangentielle. Selon Andersen *et al.* [2], il est nécessaire de prendre en compte la tension de surface dès lors que le rayon de courbure de l'interface air/eau est de l'ordre de grandeur de la longueur capillaire l_c :

$$l_c = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho g}} \quad (1.27)$$

σ étant la tension de surface, ρ la masse volumique de l'eau et g l'accélération de la pesanteur. Dans le cas d'une interface air/eau, la longueur capillaire vaut environ 2,6 mm.

Lautrup [40] propose une application dans le cas d'un réservoir non-tournant, mais sans tension de surface. L'origine du repère est placée au niveau du trou d'évacuation, de rayon R (figure 1.18). Le problème est considéré comme axisymétrique, le profil de la surface libre et la vitesse tangentielle ne dépendent donc que du rayon. Ils sont respectivement notés $h(r)$ et $v(r)$. Lautrup [40] part de deux équations : une pour la composante tangentielle et l'autre pour la composante axiale.

$$\frac{u}{r} \frac{d(rv)}{dr} = \nu \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \frac{d(rv)}{dr} \right) \quad (1.28)$$

$$w(r, z) = f(r) - \frac{z}{r} \frac{d(ru(r))}{dr} \quad (1.29)$$

Avec $f(r)$ une fonction arbitraire définissant l'écoulement axial au niveau du trou d'évacuation, en $z = 0$. En complément de ces deux équations, il y a deux conditions limites sur

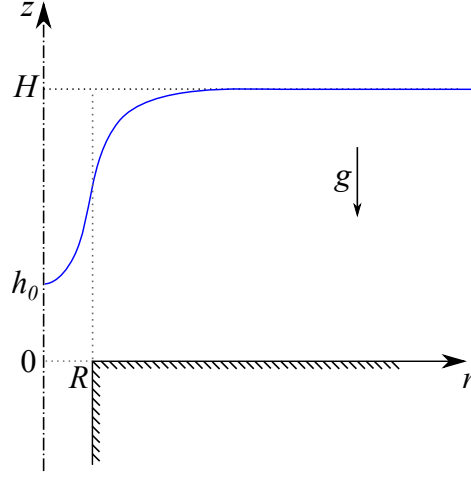


FIGURE 1.18 – Schéma du tourbillon défini par Lautrup [40].

la surface libre. La première est une condition *cinématique* dérivée du fait que les lignes de courant doivent suivre le profil de la surface libre :

$$\frac{1}{r} \frac{d(ruh)}{dr} = f \quad (1.30)$$

La seconde condition est une condition *dynamique* qui peut être interprétée comme un équilibre au niveau de la surface libre entre la gravité et l'effet centrifuge lié à la composante de vitesse tangentielle :

$$\frac{dh}{dr} = \frac{v^2}{gr} \quad (1.31)$$

Les trois équations (1.28), (1.30) et (1.31) relient les quatre champs u , v , f et h . Il serait en principe possible d'utiliser les équations de Navier-Stokes pour déterminer une quatrième équation, mais Lautrup [40] préfère, pour des raisons de simplicité, choisir arbitrairement l'écoulement de sortie $f(r)$ pour ensuite résoudre les équations menant aux trois champs restants, ce qui lui permet d'intégrer l'équation (1.30) sous la forme :

$$ruh = \int_0^r s f(s) ds \quad (1.32)$$

Pour représenter l'écoulement au niveau de l'évacuation, il choisit la loi :

$$f(r) = -V_s \cdot e^{-r^2/R^2} \quad (1.33)$$

Avec V_s la vitesse de sortie au centre du trou d'évacuation. En intégrant l'équation (1.32) avec l'expression de f donnée dans l'équation (1.33), il vient :

$$ruh = -\frac{1}{2} V_s R^2 \left(1 - e^{-r^2/R^2} \right) \quad (1.34)$$

Lautrup [40] passe ensuite par un adimensionnement des équations avec les variables suivantes :

$$\xi = \frac{r^2}{R^2}, \quad h = Hg(\xi), \quad rv = Cy(\xi) \quad (1.35)$$

Avec H le niveau d'eau asymptotique et C la constante asymptotique de la circulation. En éliminant u à l'aide de l'équation (1.34), il vient à partir de l'équation (1.28) pour la composante tangentielle et de la condition dynamique de l'équation (1.31) les équations différentielles couplées :

$$\begin{cases} u'' = -\alpha u' \frac{1 - e^{-\xi}}{\xi g} \\ g' = \beta \frac{y^2}{\xi^2} \end{cases} \quad (1.36)$$

Avec les constantes sans dimension :

$$\alpha = \frac{V_s R^2}{4H\nu}, \quad \beta = \frac{C^2}{2gHR^2} \quad (1.37)$$

Dans ce modèle, le tourbillon est défini par quatre paramètres : R , H , C et V_s . Le couple d'équations (1.36) doit être résolu avec le jeu de condition limite suivant :

$$\begin{cases} y = 0 \text{ pour } \xi = 0 \\ g, u \rightarrow 1 \text{ pour } \xi \rightarrow \infty \end{cases} \quad (1.38)$$

La résolution du système permet de connaître la distribution de vitesse tangentielle en fonction du rayon ainsi que le profil de la surface libre. Le modèle est ici encore limité au régime sous-critique, lorsque le noyau d'air ne descend pas jusqu'au trou d'évacuation.

Il existe peu de contributions traitant du cas super-critique. La présence du noyau d'air dans l'évacuation rend les conditions de sortie inconnues, ce qui pose un problème en matière de condition limite. Stepanyants et Yeoh [70] s'appuient sur l'approche de Lundgren [44] et le développement ultérieur proposé par Andersen *et al.* [1, 2] afin de traiter le cas du tourbillon stationnaire dans un réservoir non-tournant avec tension de surface. En négligeant la tension de surface, ils arrivent à appliquer leur modèle au régime super-critique.

Le repère adopté par Stepanyants et Yeoh [70] est identique à celui utilisé par Lautrup [40] et décrit dans la figure 1.18. Stepanyants et Yeoh [70] commencent par écrire l'équation de continuité et les équations de Navier-Stokes en coordonnées cylindriques. Il passent par un adimensionnement de ces équations à l'aide des variables suivantes :

$$\xi = \frac{r}{H}, \quad \zeta = \frac{z}{H}, \quad \{u_*, v_*, w_*\} = \frac{\{u, v, w\}}{V_0}, \quad P = \frac{p}{\rho V_0^2}, \quad \text{Re} = \frac{HV_0}{\nu} \quad (1.39)$$

Avec la vitesse caractéristique $V_0 = \sqrt{gH}$. Les auteurs font l'hypothèse que les composantes u_* et v_* sont indépendantes de la coordonnée verticale ζ ce qui leur permet de simplifier le système d'équations initial qui devient :

$$\frac{1}{\xi} \frac{d(\xi u_*)}{d\xi} + \frac{\partial w_*}{\partial \zeta} = 0 \quad (1.40a)$$

$$u_* \frac{du_*}{d\xi} - \frac{v_*^2}{\xi} = -\frac{\partial P}{\partial \xi} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{d}{d\xi} \left[\frac{1}{\xi} \frac{d(\xi u_*)}{d\xi} \right] \quad (1.40b)$$

$$u_* = \frac{1}{\text{Re}} \frac{d}{d\xi} \left[\ln \left(\frac{1}{\xi} \frac{d(\xi v_*)}{d\xi} \right) \right] \quad (1.40c)$$

$$u_* \frac{\partial w_*}{\partial \xi} + w_* \frac{\partial w_*}{\partial \zeta} = -\frac{\partial P}{\partial \zeta} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 w_*}{\partial \xi^2} + \frac{1}{\xi} \frac{\partial w_*}{\partial \xi} + \frac{\partial^2 w_*}{\partial \zeta^2} \right) - 1 \quad (1.40d)$$

En intégrant l'équation (1.40a) sur ζ et en utilisant une condition cinématique en surface libre sous la forme $u_*(dh/d\xi) = w_*(\xi, h)$, l'équation résultante peut être intégrée si la composante de vitesse axiale est connue en $\zeta = 0$. Cette approche est identique à celle de Lautrup [40] qui spécifie un profil de vitesse au niveau du trou d'évacuation (voir équation (1.33)). Stepanyants et Yeoh [70] choisissent une solution plus simple basée sur une vitesse V_s uniforme sur la largeur du trou, ce qui donne, en variables adimensionnées :

$$w_*(\xi, 0) = \begin{cases} -V_s/V_0, & 0 \leq \xi \leq R_* \\ 0, & \xi > R_* \end{cases} \quad (1.41)$$

Avec $R_* = R/H$. La vitesse V_s est directement liée au débit de sortie : $V_s = -Q_s/\pi R^2$. Après intégration avec ce profil de vitesse et en maintenant la continuité de la composante radiale en $r = R$, il vient l'expression :

$$u_* = -A \begin{cases} \xi, & 0 \leq \xi \leq R_* \\ \frac{R_*^2}{\xi}, & \xi > R_* \end{cases} \quad (1.42)$$

Avec $A = -Q_s/(2\pi R^2 V_0) > 0$. Les auteurs réécrivent ensuite les équations (1.40b) et (1.40d) en utilisant l'équation (1.40a) et l'hypothèse sur l'indépendance de u_* et v_* par rapport à ζ . Ils aboutissent à l'expression du champ de pression :

$$P = P_0 + h(\xi) - \zeta + F(\zeta) + P_s(\xi) \quad (1.43)$$

Où P_0 est la pression atmosphérique normalisée et $P_s(\xi)$ la pression normalisée due à la tension de surface. Les auteurs utilisent ensuite une expression sous forme différentielle exacte de la courbure de la surface libre telle que proposée par Andersen *et al.* [1, 2] :

$$P_s \equiv \frac{p_s}{\rho g H} = -\frac{\sigma}{\rho g H^2} \frac{1}{\xi} \frac{d}{d\xi} \frac{\xi (dh/d\xi)}{\sqrt{1 + (dh/d\xi)^2}} \quad (1.44)$$

Plusieurs hypothèses sont faites à l'infini (loin de z) : la surface libre est plate, au repos, à une hauteur H et la pression dans le liquide varie en suivant la loi hydrostatique. Ces hypothèses permettent de montrer que $F(\zeta) = 0$ dans l'expression du champ de pression.

Pour un écoulement avec un nombre de Reynolds $Re \gg 1$, l'équation (1.40c) conduit à $u_* \sim Re^{-1}$. Après simplification liée à cette hypothèse et élimination de u_* , Stepanyants et Yeoh [70] arrivent au jeu d'équation suivant :

$$h(\xi) \frac{d}{d\xi} \ln \left[\frac{1}{\xi} \frac{d(\xi v_*)}{d\xi} \right] = -Q_* \xi \begin{cases} 1, & 0 \leq \xi \leq R_* \\ \frac{R_*^2}{\xi^2}, & \xi > R_* \end{cases} \quad (1.45)$$

$$\frac{d}{d\xi} \left[h(\xi) - \frac{We^{-1}}{\xi} \frac{d}{d\xi} \left(\frac{\xi (dh/d\xi)}{\sqrt{1 + (dh/d\xi)^2}} \right) \right] = \frac{v_*^2}{\xi} \quad (1.46)$$

Où $Q_* \equiv A Re = (V_s/V_0)(Re/2) = |Q_s|H/(2\pi\nu R^2)$ est le débit normalisé et $We = \rho V_0^2 H/\sigma$ le nombre de Weber. Avec R_* , ces paramètres définissent l'écoulement.

La résolution de ce système d'équations nécessite des conditions limites adaptées. Loin de l'axe z ($\xi \rightarrow \infty$), la surface libre est au repos et $h \rightarrow 1$, ce qui implique les conditions suivantes :

$$h(\infty) = 1, \quad \left. \frac{dh}{d\xi} \right|_{\xi=\infty} = 0, \quad \left. \frac{d^2h}{d\xi^2} \right|_{\xi=\infty} = 0, \quad v_*(\infty) = 0, \quad \left. \frac{dv_*}{d\xi} \right|_{\xi=\infty} = 0 \quad (1.47)$$

Il est aussi possible de définir des conditions sur l'axe de rotation (en $\xi = 0$) : cela correspond en effet au point où la profondeur du noyau d'air est maximale et où la composante v_* s'annule, ce qui permet d'écrire les conditions limites en $\xi = 0$:

$$h(0) = h_0, \quad \left. \frac{dh}{d\xi} \right|_{\xi=0} = 0, \quad \left. \frac{d^2h}{d\xi^2} \right|_{\xi=0} = h_0'', \quad v_*(0) = 0, \quad \left. \frac{dv_*}{d\xi} \right|_{\xi=0} = v_*' \quad (1.48)$$

En addition des trois paramètres Q_* , We et R_* définissant l'écoulement global, les paramètres h_0 , h_0'' et v_*' définissent la structure interne du tourbillon et forment le vecteur de valeurs propres $\lambda = \{h_0, h_0'', v_*'\}$. Des solutions physiquement acceptables du problème formé des équations (1.45) à (1.48) ne peuvent être obtenus que pour certaines valeurs de λ .

A partir de ce modèle, Stepanyants et Yeoh [70] Commencent par traiter le cas sans tension de surface, c'est à dire le cas pour lequel $We \rightarrow \infty$. Le système d'équations (1.45) et (1.46) se réduit alors à un problème de trois équations différentielles ordinaires avec le jeu de conditions limites suivant :

$$\begin{aligned} h(\infty) = 1, \quad v_*(\infty) = 0, \quad \left. \frac{dv_*}{d\xi} \right|_{\xi=\infty} &= 0 \\ h(0) = h_0, \quad v_*(0) = 0, \quad \left. \frac{dv_*}{d\xi} \right|_{\xi=0} &= v_*' \end{aligned} \quad (1.49)$$

Avec le problème tel qu'il est formulé ici, les auteurs déterminent le profil de la surface libre et la distribution de vitesse tangentielle pour un tourbillon en régime sous-critique. Ils utilisent pour cela une expression permettant d'évaluer la valeur de v'_* quand le rayon du coeur du tourbillon est très inférieur au rayon du trou d'évacuation :

$$v'_* = \frac{\Gamma Q_*}{4\pi V_0 H} \quad (1.50)$$

La composante radiale peut ensuite être calculée à l'aide de l'équation (1.42) et la composante axiale est déterminée à l'aide des équations (1.40a) et (1.41) :

$$w_*(\xi, \zeta) = \begin{cases} -2A - \frac{\zeta}{\xi} \frac{d(\xi u_*)}{d\xi}, & 0 \leq \xi \leq R_* \\ 0, & \xi > R_* \end{cases} \quad (1.51)$$

Le cas $h_0 = 0$ correspond à une singularité et les auteurs ne sont pas en mesure de résoudre ce cas mais seulement de s'en approcher ($h_0 = 10^{-4}$). Ils ont cependant pu traiter le régime super-critique avec le même système en imposant des valeurs négatives pour h_0 . Dans ce cas, le rayon du coeur n'est plus négligeable devant celui du trou d'évacuation et la vitesse dans l'évacuation n'est plus uniforme. Les auteurs ne proposent pas d'alternatives. Ils affirment que la structure du tourbillon n'est quasiment pas influencée par la distribution de vitesse dans l'évacuation mais uniquement par la valeur du débit. Les résultats obtenus sont similaires, sur le plan qualitatif, à ceux obtenus par Forbes et Hocking [22]. Une forte limitation de la solution proposée par Stepanyants et Yeoh [70] pour le régime super-critique est liée à la nécessité de donner une valeur négative finie à h_0 . En pratique, lorsque le tourbillon entre en régime super-critique, le noyau d'air est immédiatement aspiré dans l'évacuation et s'étend sur toute la longueur de celle-ci. Dans le cas de la boîte à eau, le jet en sortie du tuyau d'évacuation est annulaire et il existe donc toujours un noyau d'air au centre. Dans ce cas, il est donc difficile d'affecter une valeur à h_0 puisque celle-ci n'est pas finie.

Le cas prenant en compte la tension de surface est traité par Stepanyants et Yeoh [70] à l'aide des équations (1.45) à (1.48). Il est donc nécessaire de prendre en compte le paramètre h_0'' ce qui augmente significativement la difficulté à résoudre le système. Les auteurs ont pu le résoudre avec des paramètres Q_* , We et R_* fixés et pour un jeu particulier de valeurs pour λ . Seul le cas d'un tourbillon avec une faible profondeur de noyau d'air a pu être résolu. A paramètres identiques, la prise en compte de la tension de surface joue un rôle sur la profondeur du noyau d'air mais elle modifie peu le champ de vitesse dans le tourbillon. Les auteurs considèrent qu'il n'est pas possible de négliger la tension de surface lorsque le rayon du coeur du tourbillon est inférieur ou égal à la longueur capillaire (définie dans l'équation (1.27)).

Dans un autre article, Stepanyants et Yeoh [69] proposent une solution analytique approchée du modèle constitué des équations (1.45) à (1.48). Cette solution analytique est obtenue en faisant l'hypothèse d'une circulation faible et d'un petit débit d'évacuation, ce qui limite son application à des tourbillons ayant des noyaux d'air de faible profondeur.

Synthèse

Globalement, les solutions analytiques existantes dans la littérature se limitent aux régimes critiques ou sous-critiques. Il existe à ce sujet une littérature assez fournie, se basant

majoritairement sur un écoulement potentiel constitué de la superposition d’un puit et d’un tourbillon. Leur validation s’appuie sur des corrélations entre modèles ou avec des données expérimentales. Il existe des solutions semblables proposées par plusieurs auteurs (Burgers [12], Rott [64], Odgaard [49, 50]) ou des notions qui sont reprises dans plusieurs contributions. C’est le cas de la viscosité tourbillonnaire initialement proposée par Einstein et Li [19] pour prendre en compte les effets de la turbulence dans le coeur du tourbillon et reprise ensuite par Odgaard [49, 50], Hite et Mih [32], Stepanyants et Yeoh [70].

Le cas super-critique n’est abordé dans la littérature que par des modèles nécessitant une résolution numérique. Forbes et Hocking [22] traitent uniquement le régime super-critique, Stepanyants et Yeoh [70] proposent un modèle plus large permettant de traiter à la fois le régime sous-critique et super-critique. Il permet aussi de s’approcher du régime critique sans pouvoir l’atteindre exactement, celui-ci correspondant à une singularité pour laquelle les auteurs n’ont pas réussi à trouver de solution.

1.3 Enjeux de la thèse

Du point de vue industriel, l’enjeu de cette thèse est de contribuer à l’amélioration du dimensionnement de la boîte à eau. Les méthodes de dimensionnement utilisées jusqu’à maintenant sont basées sur des règles empiriques permettant de définir un jeu de paramètres caractérisant la géométrie de la boîte. Ce dimensionnement est ensuite validé par une série d’essais. En proposant un dimensionnement plus précis et plus fiable, il est possible de garantir les prestations de la boîte à eau tout en réduisant les marges de sécurité et donc le volume occupé par la boîte à eau. Cela permet de libérer un espace qui est précieux aussi bien du côté du compartiment moteur que du côté habitacle.

Il existe deux manières d’atteindre cet objectif, celles-ci pouvant être complémentaires. La première est de proposer un outil de dimensionnement permettant de calculer la hauteur d’eau en fonction du débit d’entrée et des caractéristiques géométriques de la boîte. Le second consiste à utiliser la CFD⁹ afin de simuler l’écoulement dans la boîte à eau et de vérifier qu’il n’y a pas d’ingestion d’eau dans le circuit de ventilation.

Des méthodes de dimensionnement fiables permettraient un gain sur le processus de développement en réduisant au minimum les essais physiques. La nécessité de réaliser ces essais implique en effet une validation tardive de la boîte à eau, lorsque celle-ci est implantée sur une maquette du véhicule. En cas de problème, cela rend les modifications complexes et coûteuses à réaliser. La possibilité de fiabiliser le dimensionnement et de réduire les essais de validation représente donc un gain potentiellement important aussi bien en termes de coût qu’en termes de processus de développement.

La difficulté majeure pour satisfaire à ces enjeux réside dans la méconnaissance des écoulements dans la boîte à eau. Il s’agit d’une pièce à la géométrie complexe qui est difficilement accessible sur le véhicule. Cela rend l’instrumentation et la visualisation de l’écoulement assez complexe, d’autant plus qu’il s’agit d’un écoulement diphasique dans lequel plusieurs types de phénomènes peuvent être à l’origine d’ingestions d’eau dans le circuit de ventilation. A ce titre, le principal objectif de la thèse est de pouvoir caractériser l’écoulement dans la boîte à eau. Il s’agit d’identifier les phénomènes physiques problématiques, les conditions favorisant leur apparition ou encore les paramètres mis en jeu. Ce n’est qu’après ce travail d’investigation qu’il sera possible d’envisager la prédiction de ces phénomènes ou de développer des

9. *Computational Fluid Dynamics* : simulation numérique en dynamique des fluides

moyens de contrôle permettant de réduire leur impact sur le fonctionnement de la boîte à eau. Il s'agit aussi de constituer une base de données expérimentales sur laquelle il sera possible de s'appuyer pour valider les outils de dimensionnement ou les simulations numériques.

Sur le plan scientifique le cas abordé dans le cadre de la thèse, c'est à dire la problématique du tourbillon de vidange en régime super-critique, est peu traité dans la littérature. Il existe en effet de nombreuses contributions traitant de la problématique du tourbillon de vidange avec des applications dans le domaine des centrales hydroélectriques ou encore des stations de pompage, mais elles se limitent souvent à des régimes sous-critiques ou critiques puisque l'enjeu majeur est d'éviter l'aspiration d'air. Dans les montages expérimentaux mis en place, le débit de sortie est généralement fixé par une vanne montée sur l'évacuation et le niveau d'eau est maintenu constant à une valeur arbitraire. Dans le cas de la boîte à eau, l'unique paramètre contrôlé (en dehors de la géométrie) est le débit d'entrée. La problématique concerne la hauteur d'eau atteinte en régime stationnaire, sachant que ce niveau est influencé par la présence du tourbillon de vidange. De plus, l'écoulement d'eau se développe dans une boîte, c'est à dire dans un milieu relativement confiné, en présence d'un écoulement d'air (alimentation du circuit de ventilation) qui peut avoir un rôle sur le développement du tourbillon. Ce type de configuration n'est pas abordé dans la littérature.

L'enjeu de la thèse est donc de fournir des données expérimentales sur une configuration d'écoulement originale afin de caractériser cet écoulement et de potentiellement mettre en évidence des phénomènes particuliers à cette configuration. Il s'agit aussi de proposer des techniques de contrôle du tourbillon de vidange. Enfin, il s'agit d'évaluer la pertinence des modèles de tourbillon existant dans la littérature pour reproduire le tourbillon de vidange de boîte à eau. C'est l'occasion de les valider sur une nouvelle configuration ou bien de mettre en évidence leurs limites.

Chapitre 2

Matériels et Méthodes

Ce chapitre décrit les différents dispositifs et méthodes mis en place pour mener les travaux de cette thèse. Le dispositif expérimental utilisé dans le chapitre 3 est d'abord présenté ainsi que son instrumentation de base. Il est complété par deux parties présentant les moyens de mesure utilisés : la vélocimétrie par image de particules pour accéder au champ de vitesse autour du tourbillon, puis une caméra rapide permettant de mesurer le diamètre du noyau d'air grâce à de l'analyse d'images. Les deux parties suivantes traitent des méthodes numériques utilisées dans le chapitre 4. La première traite des méthodes numériques de manière générale, la seconde est appliquée au code de calcul utilisé dans cette étude et présente à la fois les méthodes employées et la mise en place du calcul.

2.1 Dispositif expérimental

Une boîte à eau simplifiée est réalisée sous la forme d'un parallélépipède rectangle transparent de $1,24 \times 0,24 \times 0,24 \text{ m}^3$ (figure 2.1). Pour représenter le pare-brise, un plan incliné à 35° est installé à l'une des extrémités de la boîte. Dans son prolongement, une grille d'auvent permet la communication avec l'intérieur de la boîte. Cette grille est munie de trous de $7 \times 5 \text{ mm}$ avec une perméabilité¹ de 40 %. A l'autre extrémité, un trou d'évacuation de rayon $R = 13 \text{ mm}$ muni d'un tuyau de 100 mm de long est placé dans le fond de la boîte à 120 mm des trois parois latérales. Afin d'éviter une contraction du jet en sortie, le tuyau d'évacuation comporte un arrondi de 10 mm de rayon avec le fond de la boîte. Cet ensemble constitue le support d'essais. Il est fixé au-dessus d'un réservoir tampon permettant de stocker l'eau. Une hauteur de 300 mm sépare le fond de la boîte du fond du réservoir tampon. Une pompe achemine l'eau provenant du réservoir tampon jusqu'au plan incliné où elle est injectée sous forme de nappe. Le film liquide ainsi créé ruisselle sur le plan incliné puis traverse la grille d'auvent. L'eau s'accumule dans la boîte puis est évacuée par le trou vers le réservoir tampon. Le système fonctionne en circuit fermé. Pour reproduire l'aspiration d'air due à la ventilation de l'habitacle, un pulseur provenant d'un véhicule est installé après l'entrée d'air de chauffage/climatisation et permet de générer un débit d'air de $600 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ (correspondant à l'ordre de grandeur maximum sur la gamme Renault). Concernant le débit d'eau, la quantité maximale collectée sur un pare-brise a été évalué à $50 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$ dans la partie 1.1.2. Ici la maquette ne dispose que d'une évacuation au lieu de deux sur un véhicule classique et le débit maximal se limite donc à $25 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$.

1. Ici la perméabilité est définie comme le rapport de la section des trous sur la section totale de la grille.

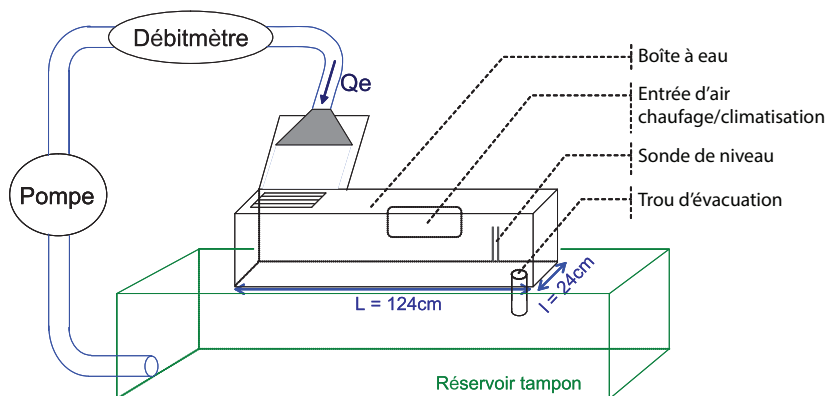


FIGURE 2.1 – Schéma du dispositif expérimental



FIGURE 2.2 – Photo du dispositif expérimental

En complément du schéma de la figure 2.1, la figure 2.2 permet de visualiser le montage réel.

Le débit d'eau en entrée est contrôlé par un débitmètre à turbine autorisant une plage de débit comprise entre $0,3$ et $37,6 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$ avec une précision de $\pm 0,37 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$. Pour mesurer l'évolution du niveau d'eau, une sonde capacitive est implantée le long d'une paroi latérale à 140 mm de l'évacuation. La sonde utilisée permet la mesure d'une hauteur d'eau maximale de 100 mm à $\pm 2,6 \text{ mm}$. Le fonctionnement de cette sonde est détaillé dans l'annexe A. Les informations de débit et de hauteur d'eau sont enregistrées en fonction du temps à une fréquence de 10 Hz . Ces deux moyens de mesure permettent de suivre les paramètres principaux de l'écoulement d'eau dans la maquette.

A cela s'ajoute deux types de mesures. La Vélocimétrie par Images de Particules² est utilisée afin de caractériser la structure de l'écoulement en régime stationnaire autour du tourbillon de vidange. La configuration ne change donc pas pendant l'essai et les mesures sont réalisées lorsque le niveau d'eau dans la boîte est stabilisé. D'autre part, le noyau d'air présent au centre du tourbillon constitue une autre caractéristique de l'écoulement étudié ici.

2. PIV : *Particle Image Velocimetry*

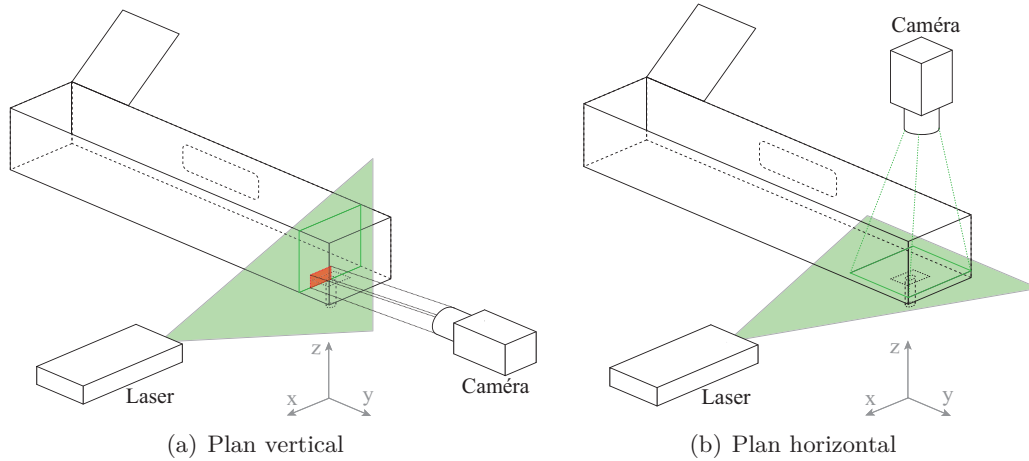


FIGURE 2.3 – Schéma du montage PIV

Le diamètre de ce noyau d'air est donc mesuré à l'aide d'une caméra rapide et d'un algorithme d'analyse d'images. Cette méthode a été mise en place de manière à pouvoir suivre l'évolution temporelle du noyau d'air.

2.2 Vélométrie par Images de particules

La chaîne de mesure PIV est composée de deux lasers Nd-Yag générant deux pulses décalés d'une durée $\Delta t = 900 \mu s$ à une longueur d'onde de 532 nm. La caméra utilisée ici a une résolution de 2048x2048 px. L'ensemencement de l'écoulement d'eau est assuré par des particules de Nylon de 4 μm de diamètre moyen.

La chaîne de mesure PIV permet d'accéder à des champs de vitesse 2D 2 composantes. Les mesures ont été réalisées dans deux plans différents afin de mesurer les trois composantes de vitesse à proximité du tourbillon. Dans la première configuration (figure 2.3(a)), une nappe laser verticale traverse la boîte dans l'axe du trou d'évacuation et permet de mesurer les composantes axiales et radiales de l'écoulement. La deuxième configuration (figure 2.3(b)) permet quant à elle d'accéder aux composantes radiales et tangentielles à l'aide d'une nappe laser traversant horizontalement la couche d'eau.

La présence d'une interface air/eau (surface libre plus noyau d'air dans le tourbillon) rend les mesures délicates à cause des réflexions de la nappe laser sur l'interface. Pour les mesures dans le plan vertical, cela se traduit par une déviation de la nappe laser à la traversée du noyau d'air. Ce phénomène est bien visible sur la figure 2.4(a) : le laser arrive par la gauche de l'image et éclaire la couche d'eau de manière homogène. Les particules sont bien éclairées. En traversant le noyau d'air, le laser est dévié et la partie droite de l'image n'est pas éclairée correctement. Le noyau étant constamment en mouvement, il n'est pas possible d'exploiter la partie droite de l'image. Les mesures sont réalisées uniquement sur la moitié gauche. De plus, les réflexions du laser sur l'interface génèrent des zones de forte luminosité qui perturbent la mesure.

Dans le plan horizontal, les réflexions sont moins marquées : sur la figure 2.4(b), la nappe laser arrive par le haut de l'image. Du fait du noyau d'air qui diffuse la nappe laser, une zone d'ombre est présente derrière le noyau d'air sur la partie basse de l'image. Dans cette zone

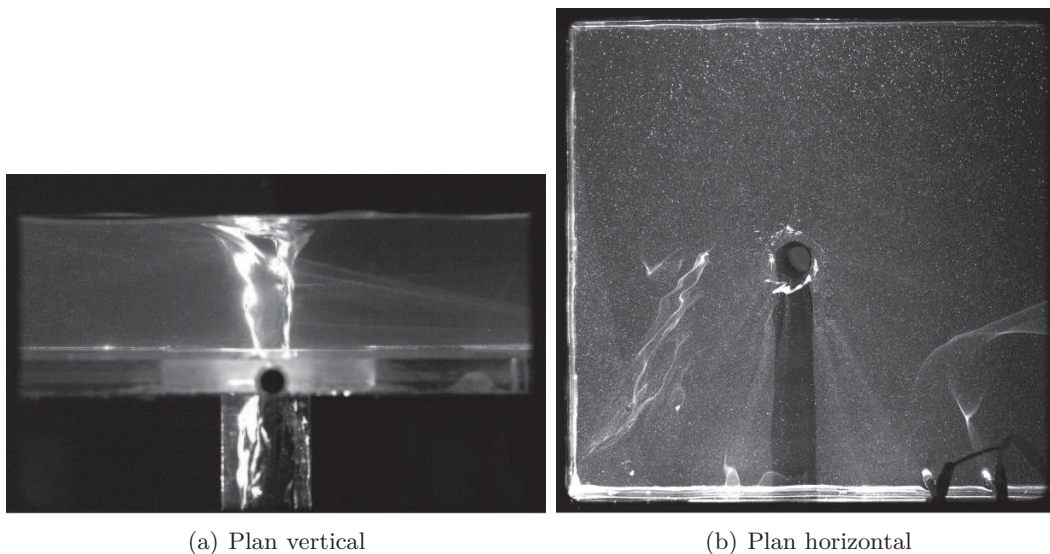


FIGURE 2.4 – Exemples d’images obtenues avec le montage PIV

l’éclairage n’est plus suffisant pour illuminer les particules. Sur les champs de vitesse calculés à partir de ces images, cela se traduit par des vitesses (erronées) quasi-nulles dans cette zone. La présence d’artefacts lumineux sur la moitié basse de l’image est aussi due aux réflexions du laser sur l’interface. Il est à noter que la surface libre est déformée par des ondes de surface et par la courbure due au noyau d’air à proximité du centre du tourbillon. Ces déformations se répercutent sur les images enregistrées par la caméra et introduisent une incertitude sur les valeurs mesurées.

2.2.1 Repère de travail

Définition

Les différents plans de mesure permettent d’explorer partiellement l’écoulement autour du tourbillon. Aux intersections entre le plan vertical et les plans horizontaux, il est ainsi possible de tracer le profil des trois composantes de vitesse de l’écoulement.

Pour le post-traitement des données il est judicieux de se placer dans le repère du tourbillon, l’axe de ce dernier pouvant se déplacer par rapport à l’axe du trou d’évacuation en fonction des configurations testées. De la même manière, pour conserver une bonne cohérence entre les différents plans de mesure, un repère 3D global noté (x, y, z) est défini. Les trois composantes de vitesse associées sont respectivement notées (u, v, w) .

Chaque plan de mesure (horizontal ou vertical) dispose par défaut d’un repère dont l’origine se trouve dans le coin supérieur gauche de l’image. Il est donc nécessaire d’effectuer un changement de repère pour replacer l’origine sur l’axe de rotation du tourbillon. Le repère du plan vertical est noté (i_1, j_1) et celui du plan horizontal (i_2, j_2) . Leurs composantes de vitesse respectives sont notées (u_1, v_1) et (u_2, v_2) . La figure 2.5 permet de visualiser les différents repères en 3D.

Dans le plan vertical, l’origine du nouveau repère est située en (i_{10}, j_{10}) . Le changement

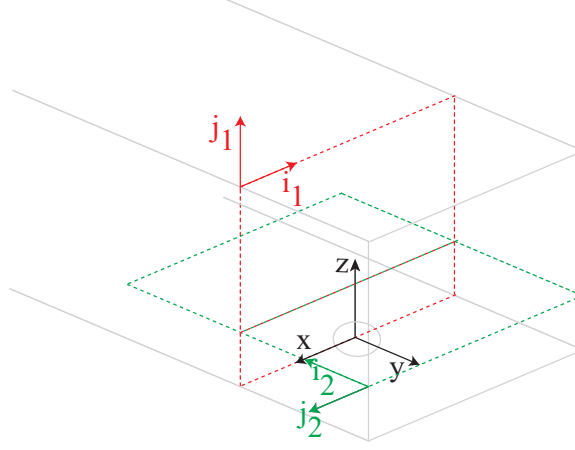


FIGURE 2.5 – Schéma du repère global (x, y, z) et des repères (i_1, j_1) et (i_2, j_2) respectivement associés au plan de mesure vertical et horizontal

de repère se fait ainsi :

$$\begin{cases} x = -i_1 + i_{10} \\ z = j_1 + j_{10} \end{cases} \quad (2.1)$$

De la même manière dans le plan horizontal l'origine du nouveau repère est positionnée en (i_{20}, j_{20}) , ce qui donne :

$$\begin{cases} y = -i_2 + i_{20} \\ x = j_2 + j_{20} \end{cases} \quad (2.2)$$

Dans ce nouveau repère, les composantes de vitesse s'expriment :

$$\begin{cases} u = -u_1 = v_2 \\ v = -u_2 \\ w = v_1 \end{cases} \quad (2.3)$$

Plan vertical

Afin de travailler dans le repère du tourbillon, il est nécessaire de repérer manuellement les coordonnées (i_{10}, j_{10}) définissant respectivement les positions de l'axe du tourbillon et de la paroi inférieure de la maquette. Ces points sont définis à partir de l'image moyenne de l'essai, figure 2.6(a).

Dans le plan horizontal, les mesures sont réalisées sur trois hauteurs différentes, caractérisées par la position de la nappe laser entre le fond de la boîte et la surface libre (cf. partie 2.2.4) : nappe basse, moyenne, haute. Pour que les profils extraits des mesures dans le plan vertical soient cohérents avec ceux du plan horizontal, il est nécessaires de définir leurs coordonnées. Pour chaque hauteur de nappe définie par les coordonnées i_{1B} (basse), i_{1M} (moyenne) et i_{1H} (haute), il est donc nécessaire de repérer les valeurs de j_{1B} , j_{1M} et j_{1H} correspondant à

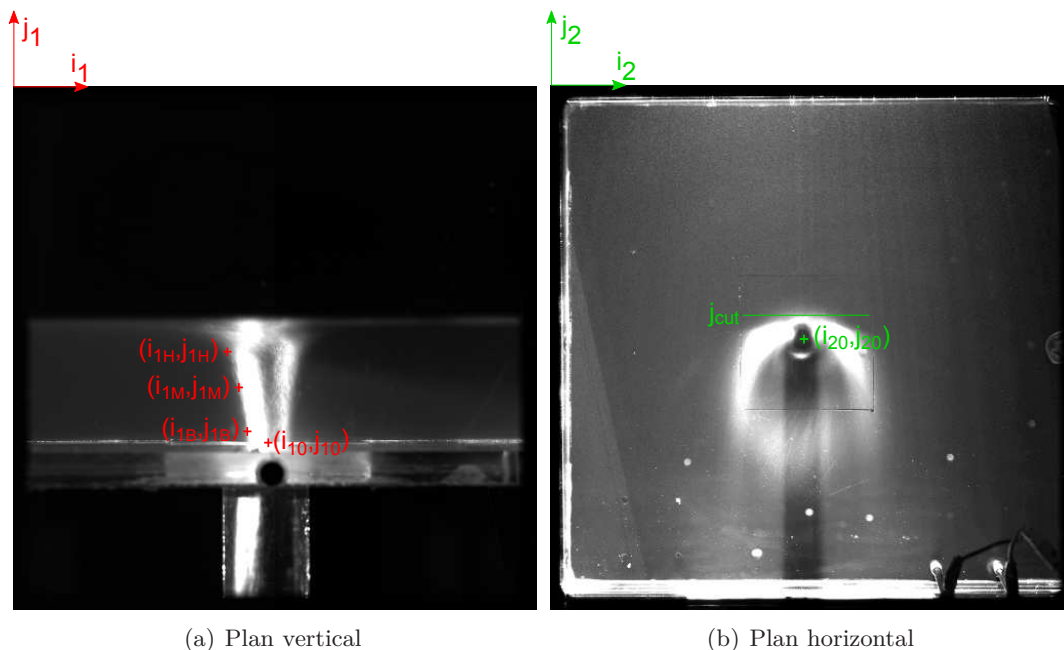


FIGURE 2.6 – Visualisation sur une image moyenne des coordonnées utilisées pour faire le changement de repère

la position de l'interface air/eau dans le coeur du tourbillon. Ces coordonnées sont utilisées comme bornes pour éviter d'extraire des données dans la zone de l'interface.

Plan horizontal

Selon la configuration d'essai, l'axe du tourbillon peut être amené à se déplacer de manière significative par rapport à l'axe du trou d'évacuation. La figure 2.7 illustre le phénomène avec deux images instantanées issues d'essais dans des configurations différentes. Les cercles verts permettent d'identifier la position du trou d'évacuation et ainsi de visualiser le déplacement de l'axe du tourbillon.

Afin de pouvoir effectuer un changement de repère, il est donc nécessaire d'identifier manuellement les coordonnées (i_{20}, j_{20}) du centre du tourbillon en travaillant sur les images moyennes, la position du tourbillon étant fluctuante au cours du temps. Un exemple est donné dans la figure 2.6(b). Dans cet exemple, l'image moyenne montre des zones blanches autour du noyau d'air. Elles sont dues aux réflexions du laser sur l'interface et perturbent la mesure avec une luminosité trop importante pour pouvoir visualiser les particules. Les valeurs mesurées dans ces zones n'étant pas fiables, elles sont écartées lors du post-traitement. Une troisième coordonnée j_{cut} est donc relevée sur l'image (figure 2.6(b)). Celle-ci sera utilisée comme borne inférieure pour tracer le profil de vitesse en fonction de x dans le repère global. Ce traitement est effectué pour tous les essais réalisés afin de pouvoir traiter les données en étant toujours dans le repère du tourbillon.

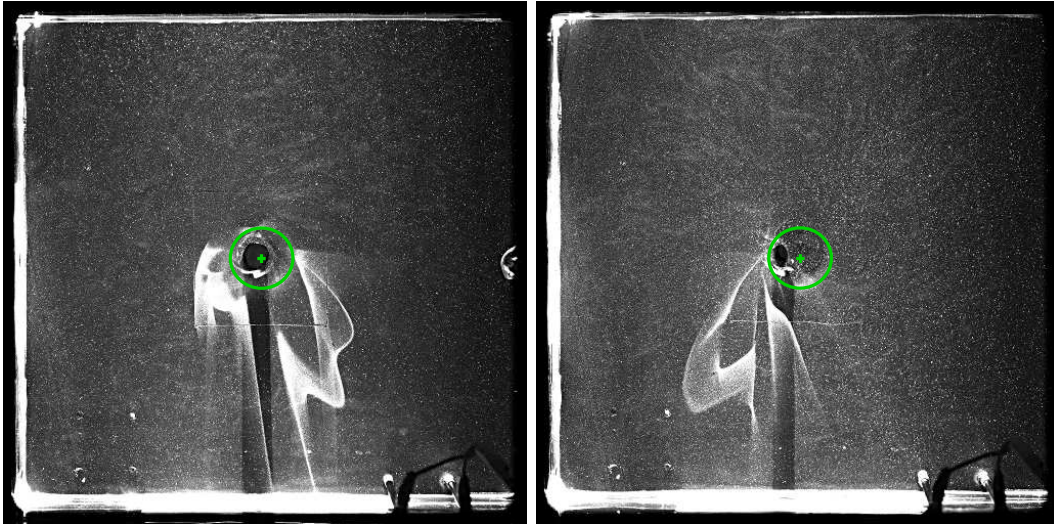


FIGURE 2.7 – Mise en évidence du désaxage du tourbillon de vidange sur deux images instantanées, pour deux configurations d'essais différentes. Les cercles verts correspondent à la position du trou d'évacuation et l'écoulement vient de la droite vers la gauche de l'image.

2.2.2 Procédure d'essais

L'essai démarre à la mise en route de la pompe. L'acquisition du niveau d'eau et du débit commence dès le début de l'essai, à $t = 0$. Le niveau d'eau augmente dans la boîte et se stabilise progressivement.

Les mesures PIV sont réalisées à partir de $t = 400$ s pour s'assurer que le niveau d'eau est stable. 200 couples d'images sont enregistrés et permettent d'obtenir 200 champs de vitesse instantanés. Dans la chaîne d'acquisition utilisée ici, la caméra ne dispose pas de mémoire RAM dédiée permettant de stocker les couples d'images. Ceux-ci sont directement écrits sur le disque dur du PC d'acquisition. Cette caractéristique ne permet pas de garantir de manière précise le temps s'écoulant entre l'acquisition de deux couples d'images, du fait des temps d'accès et d'écriture sur le disque dur. La fréquence d'acquisition n'étant pas garantie, les champs instantanés ne sont pas directement exploités mais sont ensuite moyennés grâce à un utilitaire développé sous Matlab. A titre indicatif, l'acquisition des 200 couples d'images est réalisée sur une période d'environ 150 s, soit un temps moyen d'environ 0.75 s entre chaque champ instantané. L'acquisition et le post-traitement sont réalisés sous le logiciel Insight 3G de TSI.

2.2.3 Essais dans le plan vertical

Configurations testées

Les essais sont réalisés avec un débit d'eau de $16 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$. Les mesures sont faites sans ventilation (configuration nominale) et avec ventilation (configuration HVAC), pour deux types de tuyau de sortie. L'un forme un angle droit avec le fond de la boîte alors que l'autre est doté d'un arrondi avec un rayon de courbure de 10 mm. Le tableau 2.1 fait la synthèse des essais réalisés pour les différentes configurations. Dans la suite du document, la référence est la configuration nominale munie du tuyau à bord arrondi. Toute autre spécificité (HVAC,

	Débit (L/min)	Configurations	
		Nominale	HVAC
Bord arrondi	16	2	3
Bord droit	16	5	1

TABLE 2.1 – Résumé des configurations sur lesquelles ont été réalisées les mesures PIV dans le plan vertical. Les chiffres correspondent au nombre de mesures effectuées pour chaque configuration.

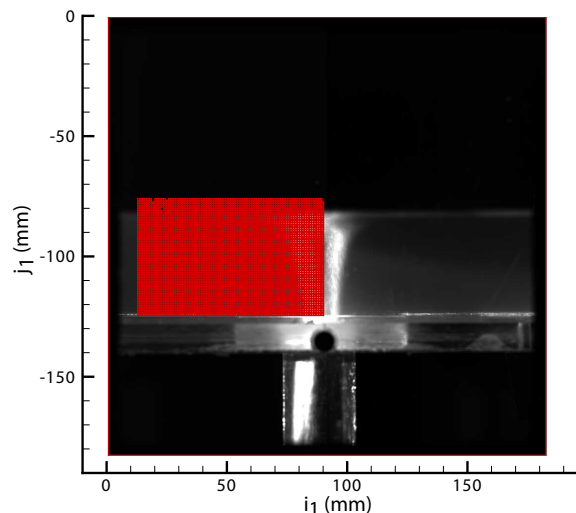


FIGURE 2.8 – Graphe représentant le maillage de la zone post-traitée pour le calcul des vecteurs vitesse dans le plan vertical. Ce graphe est superposé sur l’image moyenne de l’essai correspondant

bord droit) sera précisée dans les légendes des figures. Les mesures PIV dans le plan vertical permettent d’accéder au champ de vitesse sur toute la hauteur d’eau.

Dans le plan horizontal, les mesures ont été réalisées à trois hauteurs différentes (basse, moyenne, haute). Afin de pouvoir comparer les résultats dans les deux plans, 3 profils de vitesse sont donc extraits dans le plan vertical en respectant la définition décrite dans la partie 2.2.4.

Post-traitement

Du fait des réflexions générées par l’interface air/eau dans le coeur du tourbillon, seule une partie de l’image peut être exploitée pour la corrélation. La figure 2.8 montre le maillage de la zone effectivement utilisée pour la corrélation d’images. Afin de traiter toute la hauteur d’eau, cette zone dépasse de la surface libre. De la même manière, elle est centrée sur l’axe du tuyau d’évacuation et elle couvre donc une partie du noyau d’air. La figure 2.9(a) permet de voir que des vecteurs sont calculés dans ces zones “mortes”, bien qu’ils n’aient pas de sens physique.

Il est donc nécessaire de supprimer ces zones afin de n’exploiter que les données fiables issues de ces mesures. Pour cela il est possible de se baser sur une variable “qualité” corres-

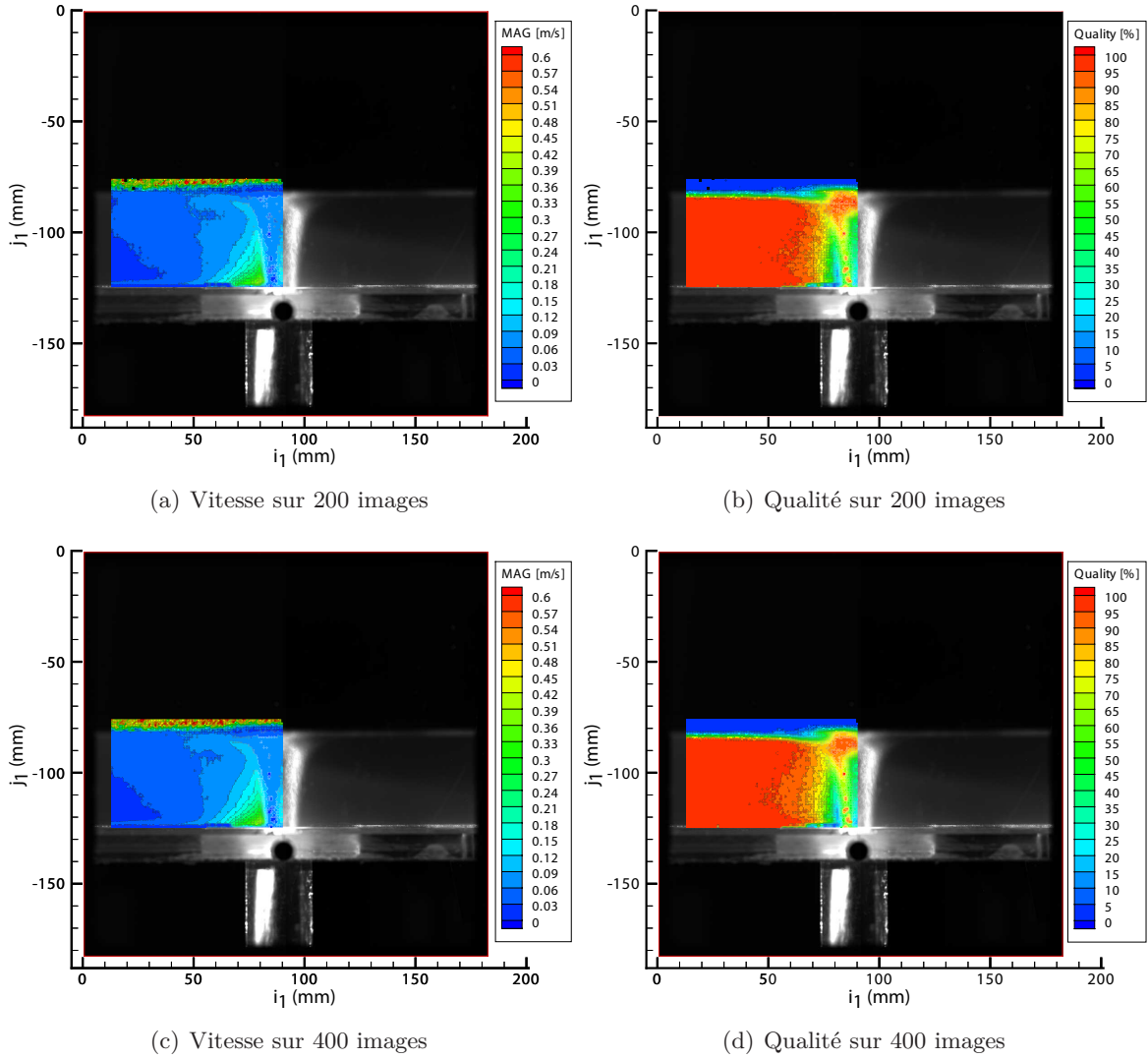


FIGURE 2.9 – Superposition du champ calculé dans le plan vertical sur l'image moyenne de l'essai correspondant. Comparaison des champs de vitesse et des indices de qualité obtenus avec des moyennes sur 200 et 400 couples d'images

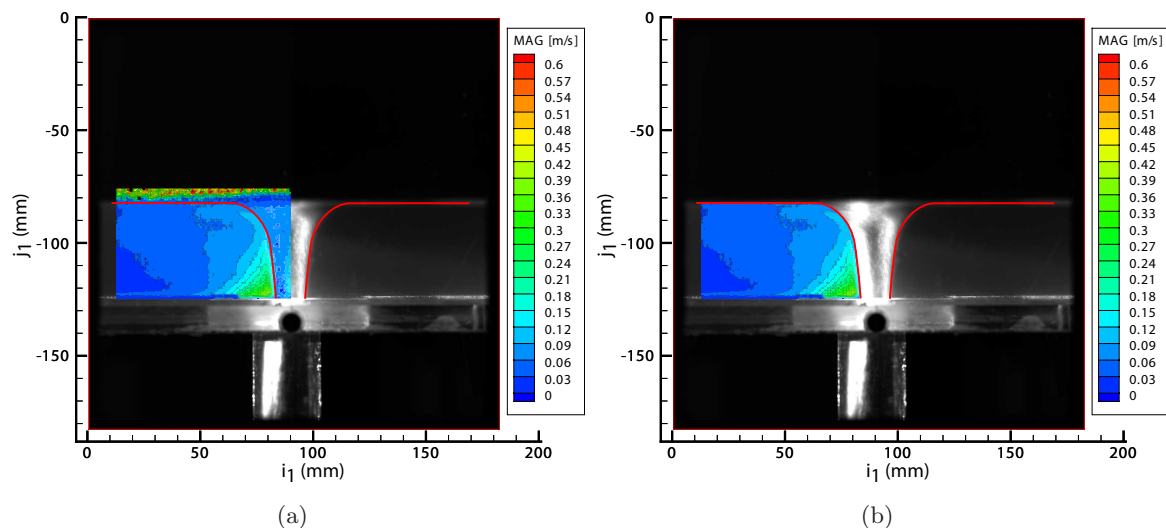


FIGURE 2.10 – Illustration de la technique utilisée pour supprimer la partie erronée du champ de vitesse correspondant à la phase air. (a) le trait rouge identifie la position de l'interface. (b) résultat après suppression des données erronées.

pendant, en un point donné, au rapport entre le nombre de vecteurs instantanés calculés et le nombre de paires d'images de l'échantillon. Ici, les champs de vecteurs sont calculés sur des séquences de 200 images. Si 20 vecteurs instantanés sont utilisés dans le calcul de la moyenne, le vecteur moyen aura alors un indice de qualité de 10%. La figure 2.9(b) montre le champ de vecteur en termes de qualité. La zone située au-dessus de la surface libre donne des indices de qualité proches de zéro et permet de repérer de manière nette la position de la surface libre. En revanche, ce n'est pas le cas dans le noyau d'air où il y a des indices de qualité importants, en particulier dans la partie supérieure droite du champ. Ce résultat est dû aux réflexions de la nappe laser sur l'interface qui génèrent des points de forte intensité lumineuse et donc la détection de faux positifs lors de la phase de corrélation d'images. Ce comportement est lié au phénomène physique étudié et aux limites de la PIV sur ce type d'applications. S'il est possible de se baser sur l'indice de qualité pour supprimer la partie du champ située au-dessus de la surface libre, il est nécessaire de trouver une autre méthode en ce qui concerne le noyau d'air. A proximité du noyau d'air, les vitesses dans l'écoulement d'eau augmentent, ce qui est visible sur la figure 2.9(a). A l'inverse les faux positifs dans le noyau d'air donnent des vitesses nulles ou faibles, ce qui permet de visualiser la démarcation entre les deux zones. Il est ainsi possible de retrouver la position de l'interface sur les champs de vitesse en utilisant l'indice de qualité au niveau de la surface libre et la démarcation de vitesse au niveau du noyau d'air. La figure 2.10(a) montre le résultat obtenu : le trait rouge correspond à la position de l'interface. Par symétrie, il permet de vérifier qu'on retrouve bien la position de l'interface visible sur l'image moyenne. Seule les données correspondant à l'écoulement d'eau sont conservées, ce qui conduit au résultat de la figure 2.10(b).

En revanche la comparaison entre les figures 2.9(a) et 2.9(b) montre que l'indice de qualité dans l'écoulement d'eau diminue en se rapprochant de l'interface. Ce résultat est dû encore une fois aux réflexions de la nappe laser qui peuvent illuminer la zone à proximité de l'interface sur certaines images, en particulier sur la partie basse du tourbillon. Ces zones lumineuses empêchent alors la corrélation et font diminuer l'indice de qualité. Afin de vérifier que la moyenne est convergée, les figures 2.9(c) et 2.9(d) montrent respectivement les champs de vitesse et d'indices de qualité obtenus à partir de 400 couples d'images. Les résultats obtenus

sont identiques à ceux calculés sur 200 couples d'images. La moyenne est donc convergée et les limitations observées sont bien liées au phénomène physique étudié.

Afin de ne pas se baser sur des informations peu fiables lors de l'analyse des résultats, les vecteurs ayant des qualités inférieures à 50 % ont été masqués sur les champs présentés dans le reste du document.

Reproductibilité et erreurs de mesure

Dans le repère global, le plan (x, z) correspond au plan vertical. Les profils de vitesse sont ici tracés selon l'axe x . La composante de vitesse u correspond donc à la vitesse radiale et la composante w à la vitesse axiale dans le repère cylindrique dont l'axe de symétrie est confondu avec celui du tourbillon (repère usuellement utilisé dans la littérature sur le tourbillon de vidange).

Pour trois configurations avec un même débit $Q_e = 16 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$, plusieurs essais ont été réalisés afin d'évaluer leur reproductibilité. Seuls les profils de vitesse correspondant à la nappe moyenne sont présentés ici, les conclusions étant les mêmes quelle que soit la hauteur de nappe.

Les mesures de vitesse obtenues par PIV en configuration nominale sont présentées dans les figures 2.11(a) et 2.11(b), respectivement pour les composantes radiale et axiale. Deux essais ont été réalisés et comportent des écarts maximum compris entre 0.02 et $0.03 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Sur la composante radiale, l'écart augmente en se rapprochant du centre du tourbillon. La figure 2.11(c) représente quant à elle l'évolution temporelle du niveau d'eau. Après la phase de remplissage ($0 < t < 200 \text{ s}$), l'écart maximum est atteint à $t \equiv 440 \text{ s}$ et vaut 8 mm .

Pour la configuration HVAC, trois essais ont été réalisés. Les vitesses obtenues sont présentées figures 2.12(a) et 2.12(b) et comportent des écarts similaires à ceux de la configuration nominale, compris entre 0.02 et $0.03 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Les niveaux d'eau mesurés, figure 2.12(c), sont plus stables que dans la configuration nominale. L'écart maximum entre les trois essais est donc un peu plus faible, de l'ordre de 6 mm .

Enfin, le dernier test de reproductibilité a été réalisé sans ventilation, mais avec un tuyau d'évacuation à bord droit. Cinq essais ont été réalisés dans cette configuration. L'écart maximum sur les vitesses (figures 2.13(a) et 2.13(b)) est de $0.02 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Contrairement aux deux configurations précédentes, la zone présentant le plus de dispersion entre les essais n'est pas située près du centre du tourbillon mais sur l'intervalle $40 < x < 50 \text{ mm}$. Les mesures de niveau, figure 2.13(c), montrent un écart maximum de 6 mm pour $t > 400 \text{ s}$ (les mesures PIV démarrent à $t = 400 \text{ s}$). La montée de niveau n'est pas visible sur l'essai n° 2, l'acquisition ayant été déclenchée alors que le niveau était déjà stabilisé.

Ces résultats permettent d'évaluer la reproductibilité des essais. Les écarts maximum observés sont inférieurs à $0.03 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ sur les vitesses, et inférieurs à 8 mm sur les niveaux d'eau. Ces valeurs sont homogènes sur les trois configurations testées, ce qui montre que la reproductibilité ne dépend pas de la configuration d'essai et qu'il est donc possible de comparer entre eux les résultats obtenus dans différentes configurations.

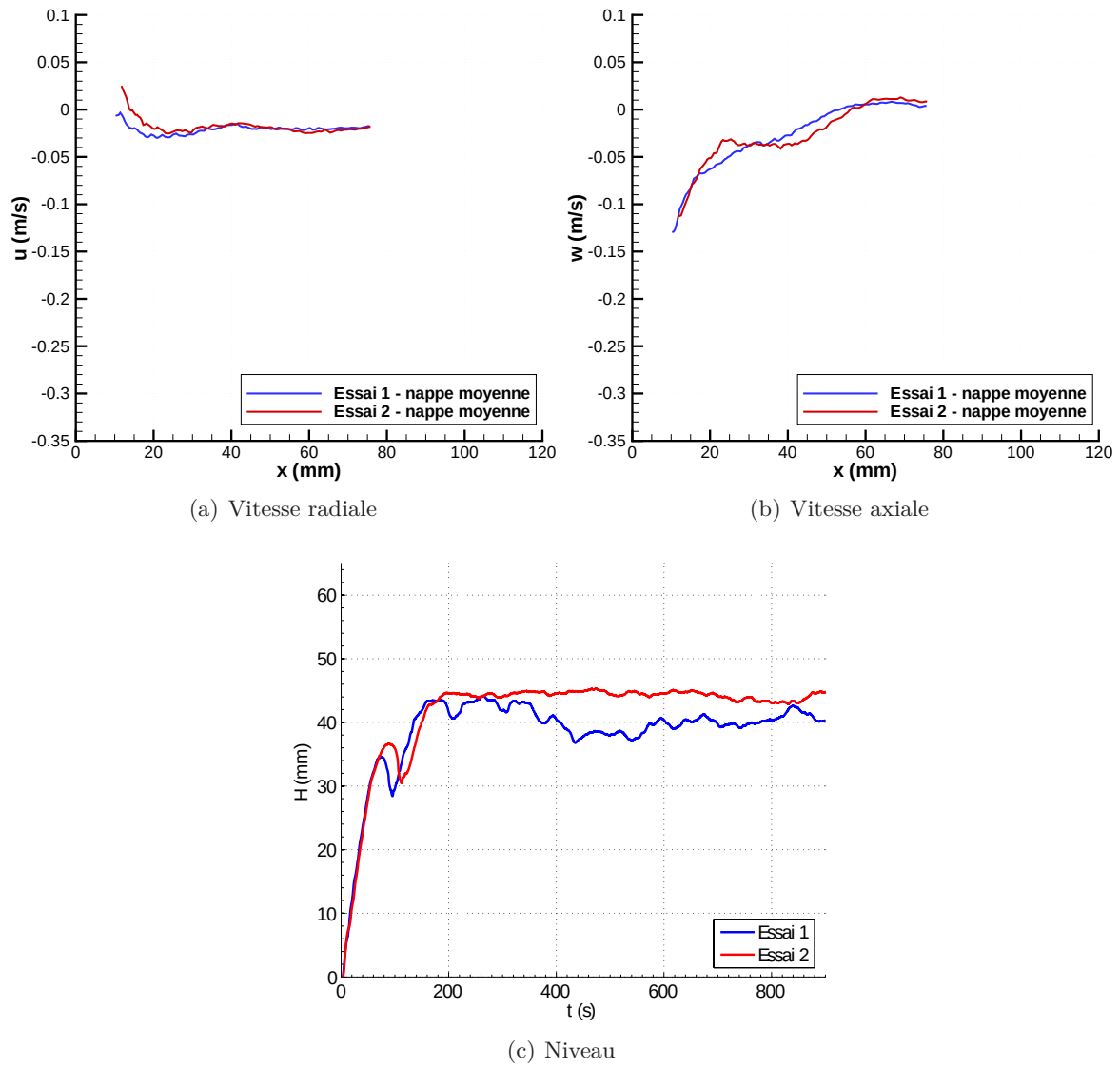


FIGURE 2.11 – Données dans le plan vertical pour 2 essais successifs à $Q_e = 16 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$, nappe moyenne et configuration nominale.

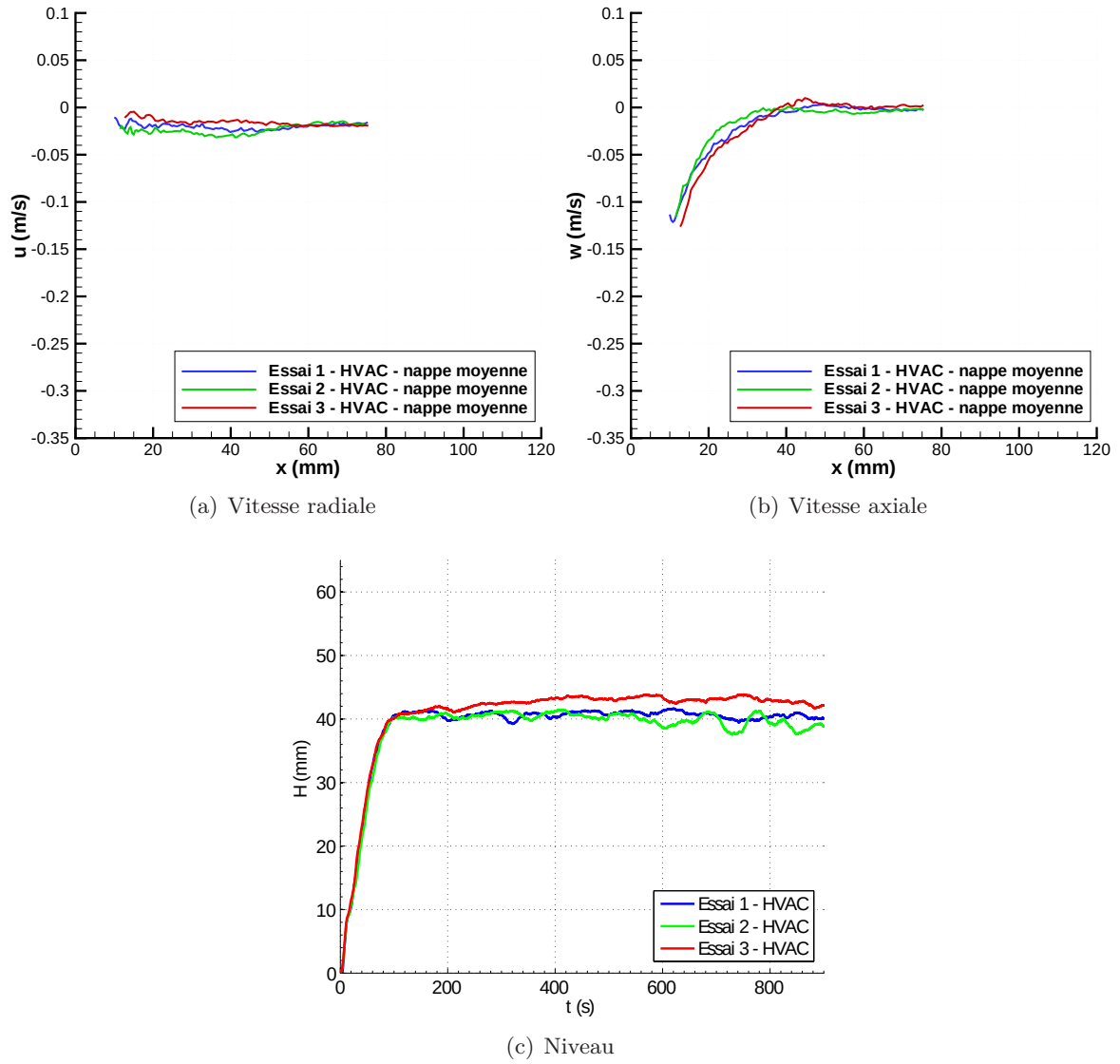


FIGURE 2.12 – Données dans le plan vertical pour 3 essais successifs à $Q_e = 16 \text{ L.min}^{-1}$, nappe moyenne et configuration HVAC.

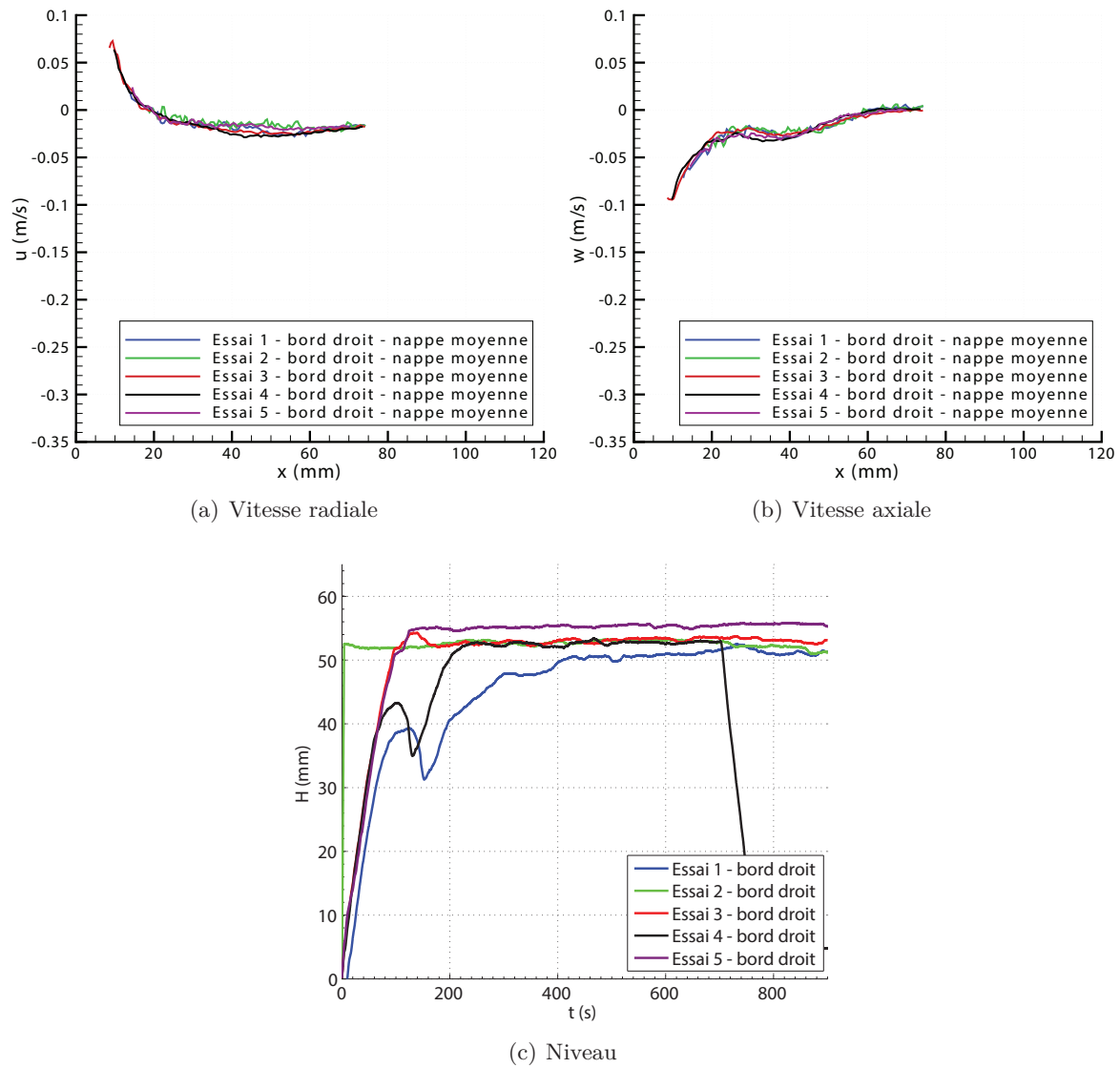


FIGURE 2.13 – Données dans le plan vertical pour 5 essais successifs avec l'évacuation à bord droit, à $Q_e = 16 \text{ L.min}^{-1}$, nappe moyenne et configuration nominale.

2.2.4 Essais dans le plan horizontal

Configurations testées

La campagne PIV dans le plan horizontal a été réalisée pour cinq débits d'eau différents allant de 5 à 24 L · min⁻¹ et quatre configurations de la boîte à eau dont voici le descriptif :

- Configuration nominale : correspond à la géométrie telle que définie dans la partie 2.1.
- HVAC : même géométrie, mais essai réalisé avec la ventilation allumée à son maximum.
- Grille métal et grille spontex : deux types de grilles implantées en amont de l'évacuation et ayant pour but de faire diminuer le niveau d'eau dans la boîte. Cette configuration est détaillée dans le chapitre suivant, partie 3.3.

En configuration horizontale, la nappe laser traverse la couche d'eau dans son épaisseur. Celle-ci est variable en fonction de la configuration testée. Pour chaque configuration d'écoulement, 3 mesures PIV sont réalisées avec trois hauteurs de nappes différentes :

- nappe basse (NB) : 5 mm du fond de la boîte à eau
- nappe moyenne (NM) : environ 50 % de la hauteur d'eau
- nappe haute (NH) : 10 mm sous la surface libre

Le tableau 2.2 donne toutes les configurations réalisées. Les indices B, M et H dans chaque case correspondent aux hauteurs de nappe laser, respectivement Basse, Moyenne et Haute. Dans certaines configurations, notamment à faible débit, les hauteurs d'eau étaient trop faibles pour pouvoir faire des mesures sur trois hauteurs différentes.

Débit (L/min)	Configurations			
	Nominale	HVAC	Grille métal	Grille spontex
5	B - -	B - -	- - -	- - -
10	B M H	B M H	B - H	B - -
16	B M H	B M H	B M H	B M H
20	B M H	B M H	B M H	B M H
24	B M H	B M H	B M H	B M H

TABLE 2.2 – Résumé des configurations sur lesquelles ont été réalisées les mesures PIV dans le plan horizontal. Les indices B, M et H correspondent respectivement aux hauteurs de nappe laser Basses Moyennes et Hautes.

Post-traitement

La figure 2.14 montre le maillage du domaine utilisé pour le calcul du champ de vitesse, superposé sur l'image moyenne de l'essai correspondant. Le cadre extérieur rouge correspond à la fenêtre de visualisation complète et le maillage rouge correspond à la zone effectivement post-traitée pour calculer les vecteurs vitesse.

Dans les résultats présentés dans le chapitre suivant, les vitesses mesurées dans la moitié inférieure du champ seront masquées à cause des incertitudes liées aux réflexions de la nappe laser. Le disque correspondant au noyau d'air est aussi masqué.

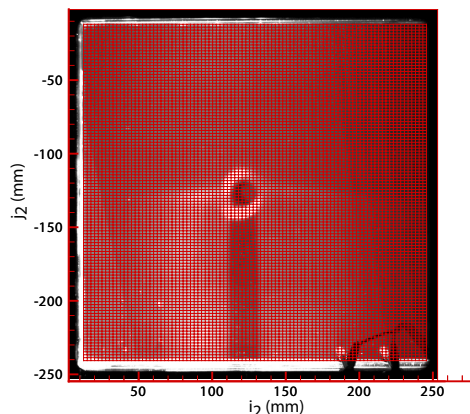


FIGURE 2.14 – Graphe représentant le maillage de la zone post-traitée pour le calcul des vecteurs vitesse. Ce graphe est superposé sur l'image moyenne de l'essai correspondant.

Reproductibilité et erreurs de mesure

Dans le repère global, le plan (x, y) correspond au plan horizontal. Les profils de vitesse tracés ici sont extraits du segment de coordonnées $x = [x_{\text{cut}} : 120]$, $y = [0 : 0]$. Sur ce segment, la composante de vitesse u correspond à la vitesse radiale dans le repère cylindrique. La composante v correspondant quant à elle à la composante tangentielle.

Afin de vérifier la reproductibilité des mesures réalisées, trois acquisitions successives ont été réalisées à un débit de $16 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$ dans la configuration nominale et à une hauteur de nappe moyenne. Les figures 2.15(a) et 2.15(b) donnent les profils de vitesse ainsi obtenus, respectivement pour les composantes radiale et tangentielle. Les trois essais donnent des profils de vitesse similaires avec des écarts inférieurs à $0.02 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et ce pour les deux composantes de vitesse. En complément, la figure 2.15(c) permet de visualiser les niveaux d'eau mesurés pendant ces trois essais. Au-delà de $t = 200 \text{ s}$, le niveau d'eau est stabilisé et l'écart entre les essais est inférieur à 5 mm . Pour $100 < t < 200 \text{ s}$, les courbes rouges et vertes de la figure 2.15(c) (respectivement essais n°1 et 2) montrent un décrochage du niveau d'eau qui passe de 30 à 40 mm avant de croître de nouveau. Ce décrochage correspond à la disparition du tourbillon de vidange, ce qui a pour effet de faire rapidement baisser le niveau d'eau jusqu'à ce qu'il se forme de nouveau et que le niveau se remette à croître. Ce comportement n'est visible que sur la phase transitoire et la figure 2.15(c) montre qu'il n'a pas d'impact en termes de niveau sur la phase stabilisée. De la même manière, les figures 2.15(b) et 2.15(a) ne montrent pas de différence significative sur les composantes de vitesse. Ce phénomène, lié à un changement de sens de rotation du tourbillon, sera analysé dans le chapitre 4.

Les écarts maximum observés sur les mesures de vitesse dans le plan horizontal sont donc proches de ceux observés dans le plan vertical avec des valeurs respectives de 0.02 et $0.03 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. L'écart sur les mesure de niveau d'eau est légèrement inférieur dans le plan horizontal avec une valeur maximale de 5 mm contre 8 mm pour les mesures dans le plan vertical.

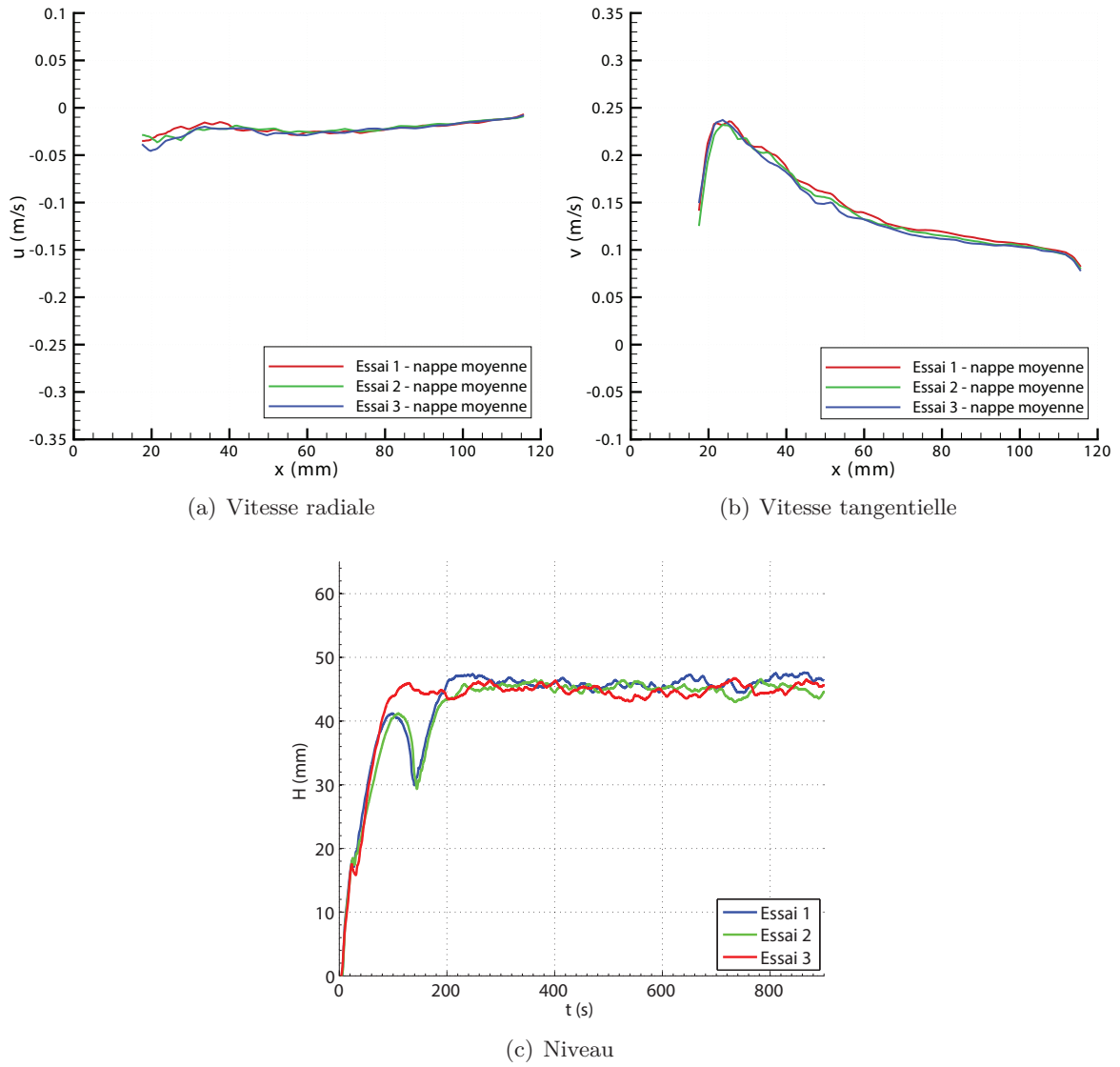


FIGURE 2.15 – Données dans le plan horizontal pour 3 essais successifs à $Q_e = 16 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$, nappe moyenne et configuration nominale.

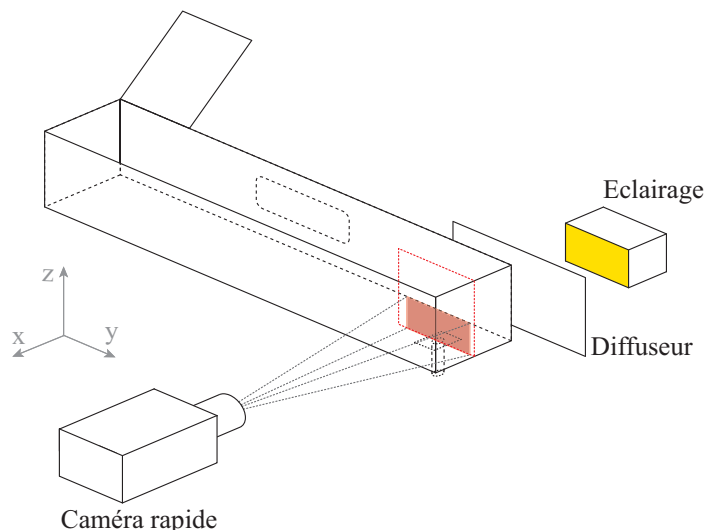


FIGURE 2.16 – Schéma illustrant le positionnement de la caméra rapide et de l'éclairage sur la maquette simplifiée de boîte à eau

2.3 Mesures de diamètre de noyau d'air par caméra rapide

Il s'agit ici de filmer le noyau d'air du tourbillon avec une caméra rapide, puis de traiter ces images pour en extraire le diamètre du noyau d'air à la base du tourbillon.

Pour cela, une caméra rapide est installée devant la maquette et permet de filmer l'interface au-dessus de l'évacuation (figure 2.16). Le rectangle rouge sur le schéma correspond à la fenêtre de visualisation. Un éclairage est installé derrière la maquette et est dirigé vers la caméra. Une feuille blanche est fixée entre l'éclairage et la paroi de la maquette afin de servir de diffuseur. Ce montage permet d'obtenir un bon contraste entre l'interface air/eau dans le coeur du tourbillon et l'arrière-plan. Il limite aussi les réflexions dues à un éclairage direct sur les parois en plexiglas. Le tableau 2.3 récapitule les paramètres de la caméra. Le réglage de l'ouverture a été effectué de manière à avoir une profondeur de champ limitée afin de bien isoler l'interface air/eau de l'arrière-plan. La vitesse de l'obturateur a ensuite été fixée en fonction de l'éclairage et de l'ouverture pour obtenir une image suffisamment lumineuse.

Objectif	50 mm
Ouverture	f 4.0
Obturateur	1/5000 s
Vitesse	60 fps
Résolution	1024 x 512 px

TABLE 2.3 – Paramètres de la caméra rapide

La caméra rapide est ici essentiellement utilisée afin d'obtenir des séries d'images avec une fréquence d'acquisition précise. Les phénomènes observés ont en revanche une évolution assez lente et la vitesse d'acquisition est donc réglée sur la valeur minimale de la caméra, soit 60 fps. Compte tenu de la mémoire interne de la caméra, ce réglage permet l'acquisition d'images sur des séquences de 200 s. La figure 2.17 permet de visualiser une image du tourbillon de vidange obtenue à la caméra rapide avec les réglages présentés ici.



FIGURE 2.17 – Exemple d'image acquise à la caméra rapide

2.3.1 Procédure d'essais

L'essai a pour but de visualiser l'interface air/eau dans le coeur du tourbillon, notamment lors de la phase de transition de l'état d'équilibre HVAC éteint vers HVAC allumé ou à l'inverse de l'état HVAC allumé vers l'état HVAC éteint. Pour cela, toutes les acquisitions réalisées suivent la procédure décrite dans le tableau 2.4.

Temps (s)	Action
0	Démarrage acquisition niveau d'eau
10	Allumage pompe : démarrage injection d'eau
600	Démarrage acquisition caméra rapide
680	Allumage ou arrêt HVAC
800	Arrêt acquisition caméra rapide
900	Arrêt acquisition niveau d'eau + circulation d'eau

TABLE 2.4 – Procédure d'acquisition pour les essais en régime transitoire

L'interface air/eau se déplace naturellement au cours du temps et en régime stabilisé le diamètre du noyau d'air fluctue autour d'une valeur moyenne. Afin de s'assurer de la reproductibilité des variations observées, cette procédure est reproduite trois fois pour chaque configuration testée.

La campagne comprend deux types d'essais : dans le premier, le débit d'eau injecté en entrée est constant et vaut $Q_e = 16 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$. Il s'agit de faire varier la dépression appliquée à l'intérieur de la boîte à eau. Pour cela, la surface de la grille d'auvent est plus ou moins masquée par du scotch, ce qui a pour effet d'augmenter la perte de charge de l'entrée d'air dans la boîte. Par défaut, la dépression mesurée dans l'air au-dessus de l'évacuation est de -40 Pa. En plus de cette configuration de base, trois dépressions sont appliquées par masquage de la grille d'auvent : -70, -100 et -130 Pa. Les essais sont réalisés dans les deux sens : HVAC éteint vers HVAC allumé puis HVAC allumé vers HVAC éteint.

Dans le second type d'essais, la grille d'auvent est dans sa configuration par défaut et la dépression dans la boîte à eau vaut donc -40 Pa. Les essais sont réalisés uniquement dans le sens HVAC éteint vers HVAC allumé et ce pour quatre valeurs de débits d'eau en entrée : 5, 10, 20 et $24 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$.

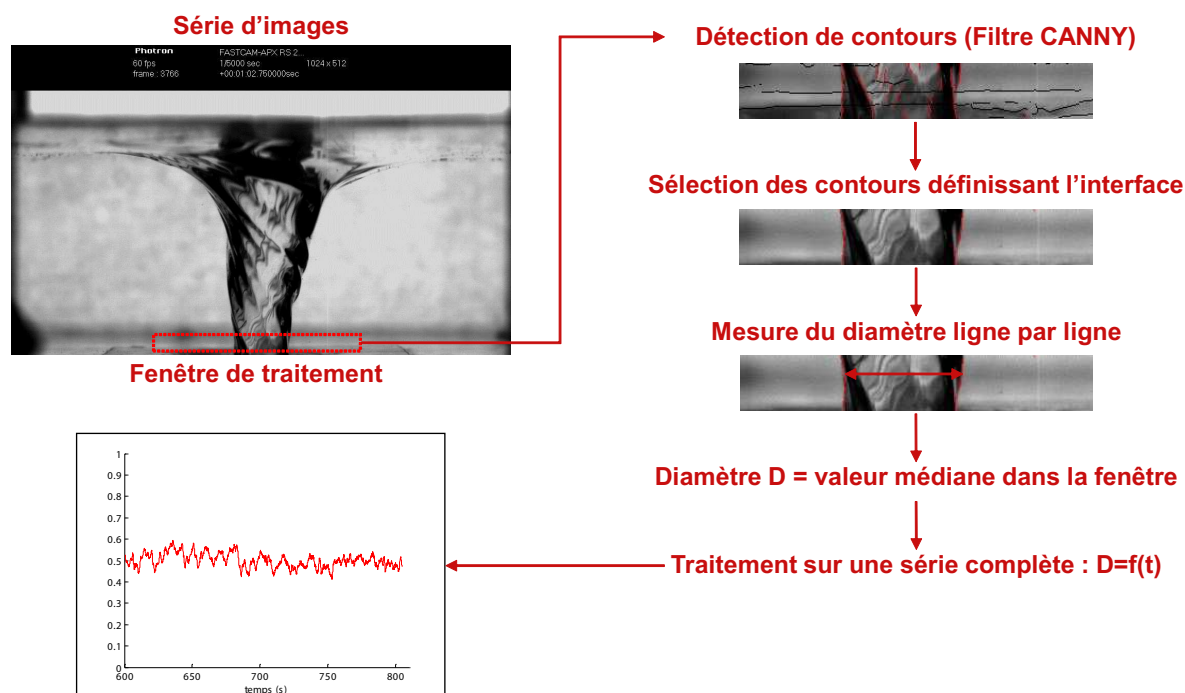


FIGURE 2.18 – Processus de post-traitement pour la mesure du diamètre du noyau d'air à la base du tourbillon

En enregistrant des séquences de 80 s avant de changer d'état, cette procédure permet aussi de calculer le diamètre moyen du noyau d'air en régime stabilisé, ce qui permet de compléter la caractérisation de l'écoulement en régime stationnaire.

2.3.2 Post-traitement

Ces essais ont pour but de mesurer les variations de la structure du tourbillon de vidange. Son fort impact sur le débit en sortie est principalement dû à la présence du noyau d'air en son coeur qui limite la section de passage de l'eau dans l'évacuation. Le critère d'observation retenu est donc la variation du diamètre de ce noyau d'air, visible sur les images acquises par la caméra rapide. Plus particulièrement, il s'agit de mesurer les variations de diamètre de la base du tourbillon, juste au-dessus de l'évacuation. Afin de faire cette mesure pour d'importantes séries d'images et de pouvoir suivre l'évolution du diamètre dans le temps, une méthode de post-traitement par analyse d'image est développée.

Le schéma de principe du processus de post-traitement est présenté sur la figure 2.18. A partir de l'image de base, une fenêtre d'interrogation est définie à la base du tourbillon. Dans cette fenêtre, un filtre de détection de contours de type Canny [13] est appliqué afin d'extraire les contours.

Canny [13] a mis au point sa méthode de manière à avoir une réponse optimale suivant trois critères :

- bonne détection : faible taux d'erreur dans les contours détectés
- bonne localisation : faible écart entre le contour détecté et le contour réel
- unicité de la réponse : une seule réponse du filtre sur un contour, et minimisation de la détection de "faux contours"

Le filtrage comporte plusieurs étapes : la première consiste à appliquer un filtre gaussien 2D afin de réduire le bruit de l'image initiale. Ce lissage permet de faire disparaître des pixels isolés qui pourraient conduire à la détection de faux contours. La seconde étape consiste à calculer les gradients de niveaux de gris dans l'image, les forts gradients correspondant aux contours, puis à déterminer leur direction. La dernière étape du filtrage consiste en un seuillage à hystérésis appliqué sur la valeur du gradient en chaque point de l'image. Si l'intensité du gradient est :

- inférieure au seuil bas : le point est supprimé
- supérieure au seuil haut : le point est reconnu comme étant un contour
- comprise entre les seuils haut et bas : seuls les points connectés à un contour déjà accepté sont retenus

Les 3 critères sur lesquels cette méthode se base assurent de meilleures performances que les détecteurs de contours de type Sobel [68] ou Prewitt [55]. En revanche, elle nécessite d'adapter les valeurs de seuils au type d'image que l'on souhaite filtrer.

L'image résultante de ce filtrage est une image binaire. Il s'agit ensuite de filtrer ces contours pour ne conserver que ceux qui définissent l'interface air/eau. Grâce à la profondeur de champ réduite, l'arrière-plan de l'image est flou : les gradients de niveaux de gris sont donc assez faibles et cela permet de limiter très fortement la détection de contours dans cette zone. Les contours détectés correspondent donc essentiellement à des déformations de l'interface air/eau dans le coeur du tourbillon. L'image binaire contenant les contours est lue ligne par ligne et l'interface est identifiée par le premier et le dernier contour détecté sur la ligne. De cette opération résulte une nouvelle image binaire nettoyée de toutes les réflexions parasites à l'intérieur du noyau d'air (figure 2.18). Une valeur de diamètre est ensuite évaluée pour chaque ligne de pixel en mesurant le nombre de pixel entre les deux contours. Connaissant la calibration spatiale de l'image grâce à une mire, la valeur lue est ensuite convertie en unité de longueur.

La détection de contour n'étant pas infaillible, des pixels de contours isolés dans l'image peuvent être détectés à cause de détections de faux contours ou bien de non-détections du contour réel. Physiquement, l'interface du noyau d'air est fluctuante et très déformée : il est donc possible d'être induit en erreur sur l'évaluation du diamètre si l'interface est observée très localement dans une zone particulièrement déformée. C'est pour cette raison que le diamètre est mesuré pour chaque ligne de pixel sur toute la fenêtre d'interrogation. La valeur médiane des diamètres mesurés est ensuite retenue comme valeur finale du diamètre du tourbillon.

Ce traitement est appliqué sur des séquences d'images de 200 s, ce qui permet d'obtenir l'évolution temporelle du diamètre du noyau d'air à la base du tourbillon.

2.4 Méthodes numériques

La simulation de l'écoulement de boîte à eau est confrontée à deux principales difficultés. D'abord, il s'agit d'un écoulement à surface libre : il comporte deux phases distinctes séparées par une discontinuité. Les mesures expérimentales ont montré qu'une interaction entre les deux phases pouvait modifier l'écoulement et jouer sur le niveau d'eau stabilisé. Il est donc nécessaire d'adopter des méthodes permettant de simuler des écoulements de ce type. Ensuite, l'enjeu de la simulation est de pouvoir reproduire le remplissage de la boîte et la stabilisation du niveau d'eau. Il s'agit donc d'un phénomène transitoire et le temps nécessaire

à la stabilisation est compris entre 100 et 200 s. Cela représente un temps assez important qui peut vite demander d'importantes ressources de calcul et il est nécessaire de prendre en compte cet aspect dans le choix des méthodes mises en oeuvre.

2.4.1 Approche générale

L'écoulement dans la boîte à eau va être traité comme un écoulement 3D turbulent incompressible. En ne faisant pour l'instant pas la distinction entre les deux phases, l'écoulement global est régi par les équations de Navier-Stokes, à savoir une équation de continuité (2.4a) et 3 équations de quantité de mouvement (2.4b) à (2.4d) (Versteeg et Malalasekera [74]). Le champ de vitesse global est noté $\vec{u} = (u, v, w)$:

$$\text{div}(\vec{u}) = 0 \quad (2.4a)$$

$$\frac{\partial(u)}{\partial t} + \text{div}(u\vec{u}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \text{div}(\text{grad } u) \quad (2.4b)$$

$$\frac{\partial(v)}{\partial t} + \text{div}(v\vec{u}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \text{div}(\text{grad } v) \quad (2.4c)$$

$$\frac{\partial(w)}{\partial t} + \text{div}(w\vec{u}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \text{div}(\text{grad } w) \quad (2.4d)$$

Lorsque l'écoulement est en régime turbulent, il est caractérisé par un comportement chaotique faisant varier les vitesses ainsi que les autres variables de manière aléatoire, ce qui le rend intrinsèquement instationnaire. Dans un écoulement turbulent, la vitesse instantanée $u(t)$ peut être définie grâce à la décomposition de Reynolds comme la somme d'une valeur moyenne U et d'une valeur fluctuante $u'(t)$ tel que :

$$u(t) = U + u'(t) \quad (2.5)$$

La décomposition de Reynolds permet ainsi d'appréhender la turbulence en séparant l'écoulement moyen stationnaire des fluctuations aléatoires instationnaires dont la valeur moyenne est nulle.

En appliquant la décomposition de Reynolds aux équations de Navier-Stokes (2.4), il vient le système d'équations suivant :

$$\operatorname{div}(\vec{U}) = 0 \quad (2.6a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(U)}{\partial t} + \operatorname{div}(U\vec{U}) = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \operatorname{div}(\operatorname{grad} U) \\ & + \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial(-\overline{\rho u'^2})}{\partial x} + \frac{\partial(-\overline{\rho u'v'})}{\partial y} + \frac{\partial(-\overline{\rho u'w'})}{\partial z} \right] \end{aligned} \quad (2.6b)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(V)}{\partial t} + \operatorname{div}(V\vec{U}) = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \operatorname{div}(\operatorname{grad} V) \\ & + \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial(-\overline{\rho u'v'})}{\partial x} + \frac{\partial(-\overline{\rho v'^2})}{\partial y} + \frac{\partial(-\overline{\rho v'w'})}{\partial z} \right] \end{aligned} \quad (2.6c)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(W)}{\partial t} + \operatorname{div}(W\vec{U}) = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \nu \operatorname{div}(\operatorname{grad} W) \\ & + \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial(-\overline{\rho u'w'})}{\partial x} + \frac{\partial(-\overline{\rho v'w'})}{\partial y} + \frac{\partial(-\overline{\rho w'^2})}{\partial z} \right] \end{aligned} \quad (2.6d)$$

La méthode Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) s'appuie sur les équations de Navier-Stokes moyennées (2.6) et se concentre essentiellement sur l'écoulement moyen ainsi que sur l'effet de la turbulence sur les propriétés moyennes de l'écoulement. Le dernier terme du membre de droite des équations (2.6b) à (2.6d) introduit 6 inconnues supplémentaires correspondant aux effets de la turbulence sur l'écoulement moyen et constituant le tenseur de Reynolds : $-\overline{\rho u'^2}$, $-\overline{\rho v'^2}$, $-\overline{\rho w'^2}$, $-\overline{\rho u'v'}$, $-\overline{\rho u'w'}$ et $-\overline{\rho v'w'}$.

L'approche RANS va consister à résoudre les équations de l'écoulement moyen et à utiliser un modèle de turbulence pour simuler la contribution du tenseur de Reynolds. Plusieurs types de modèles de turbulence ont été développés, plus ou moins complexes et coûteux en temps de calcul selon le nombre d'équations de transport supplémentaires qu'il est nécessaire de résoudre pour appliquer le modèle.

L'un des modèles les plus répandu est le modèle k - ε dont la version standard a été proposée par Launder et Spalding [39]. Le modèle consiste à introduire deux équations de transport en supplément des équations de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds pour décrire l'énergie cinétique turbulente k et le taux de dissipation visqueuse ε .

Le modèle utilisé ici est un modèle k - ε dit "realizable" proposé par Shih *et al.* [67]. Le modèle "realizable" propose des formulations différentes du modèle "standard" pour la viscosité turbulente ν_t et l'équation du taux de dissipation afin de satisfaire à des contraintes mathématiques du tenseur de Reynolds. La viscosité turbulente ν_t est définie tel que :

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.7)$$

Les équations de transport de l'énergie cinétique turbulente et du taux de dissipation s'expriment :

$$k_{,t} + U_j k_{,j} = \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} k_{,j} \right)_{,j} - \overline{u_i u_j} U_{i,j} - \varepsilon \quad (2.8)$$

$$\varepsilon_{,t} + U_j \varepsilon_{,j} = \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \varepsilon_{,j} \right)_{,j} + C_1 S \varepsilon - C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} \quad (2.9)$$

σ_k	σ_ε	C_1	C_2	C_μ	A_0
1.0	1.2	eq.(2.15)	1.9	eq.(2.10)	4.0

 TABLE 2.5 – Coefficients du modèle de turbulence “k- ε réalisable” tels que définis par Shih *et al.* [67]

Dans le modèle k- ε standard de Launder et Spalding [39], tous les coefficients sont constants. Ce n’est pas le cas du modèle k- ε réalisable de Shih *et al.* [67] qui comprend deux coefficients non constants : C_μ et C_1 . Le premier s’exprime :

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s U^{(*)} \frac{k}{\varepsilon}} \quad (2.10)$$

Avec

$$U^{(*)} = \sqrt{S_{ij}S_{ij} + \tilde{\Omega}_{ij}\tilde{\Omega}_{ij}} \quad (2.11)$$

$$\tilde{\Omega}_{ij} = \Omega_{ij} - 2\varepsilon_{ijk}\omega_k, \quad \Omega_{ij} = \bar{\Omega}_{ij} - \varepsilon_{ijk}\omega_k \quad (2.12)$$

$$A_s = \sqrt{6}\cos \phi, \quad \phi = \frac{1}{3}\arccos(\sqrt{6}W), \quad W = \frac{S_{ij}S_{jk}S_{ki}}{\tilde{S}^3}, \quad \tilde{S} = \sqrt{S_{ij}S_{ij}} \quad (2.13)$$

Le second coefficient, C_1 , apparaît dans le membre de droite de l’équation de transport de la dissipation visqueuse (équation (2.9)) et s’exprime :

$$C_1 = \max\left\{0.43, \frac{\eta}{5 + \eta}\right\} \quad (2.14)$$

Avec

$$\eta = \frac{Sk}{\varepsilon}, \quad S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (2.15)$$

Au total, le modèle utilise 6 coefficients dont 4 sont des constantes. Les valeurs établies par Shih *et al.* [67] sont reproduites dans le tableau 2.5.

A proximité des parois, la couche limite turbulente se décompose en plusieurs zones : au contact de la paroi une couche linéaire, ou sous-couche visqueuse, est dominée par les effets de viscosité. Un peu plus loin, une couche en loi log est reliée à la sous-couche visqueuse par une couche tampon. Dans cette couche en loi log, les effets visqueux et turbulents sont aussi importants l’un que l’autre. Enfin la couche extérieure est dominée par les effets d’inertie. La simulation correcte de la couche limite turbulente impliquerait un maillage excessivement fin et coûteux en temps de calcul. Il est possible de s’affranchir du maillage complet de la couche limite grâce à une loi de paroi : elle va consister à recalculer les termes de turbulence dans les cellules adjacentes aux parois en appliquant un traitement particulier permettant de

modéliser l'effet de la couche limite turbulente sur l'écoulement global. Son utilisation dépend de la valeur de y^+ :

$$y^+ = \frac{\Delta y_p}{\nu} \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \quad (2.16)$$

Avec Δy_p la distance de la paroi au premier noeud du maillage. Dans la couche limite turbulente, la valeur $y^+ = 11.63$ correspond au point d'intersection entre la sous-couche visqueuse et la couche en loi log. Ainsi, si $y^+ < 11.63$, la première cellule du maillage est située dans la sous-couche visqueuse et l'écoulement est considéré comme laminaire. Pour $y^+ > 11.63$, la première cellule englobe une partie de la couche limite et une loi de paroi est appliquée à l'aide d'une variable u^+ [74] :

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+) \quad (2.17)$$

Avec $\kappa = 0.41$ la constante de von Karman et $E = 9.8$ un coefficient empirique dépendant de la rugosité de la paroi. Les termes de turbulence sont alors calculés :

$$\nu_{tp} = \nu_p \left(\frac{y^+ \kappa}{\ln(Ey^+)} - 1 \right) \quad (2.18)$$

$$\varepsilon_p = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\kappa \Delta y_p} \quad (2.19)$$

Pour pouvoir appliquer cette loi de paroi, il est nécessaire de s'assurer de respecter le critère $y^+ > 30$. Cette vérification ne peut se faire qu'à posteriori, puisque la valeur de y^+ dépend du taux de cisaillement à la paroi, τ_p . Sur des géométries complexes, le respect de ce critère peut être difficile à obtenir.

2.4.2 Simulation d'écoulements diphasiques

En complément des équations générales régissant le mouvement d'un fluide, il est nécessaire d'utiliser une technique permettant de prendre en compte le caractère diphasique de l'écoulement. Dans le cas de la boîte à eau il s'agit essentiellement d'un écoulement stratifié, c'est-à-dire dans lequel les deux phases évoluent de manière séparées et sans entraîner un mélange important. L'écoulement comporte une surface libre qu'il est nécessaire de bien représenter puisque l'objectif principal de la simulation est de reproduire la position de cette interface.

Ce type d'écoulement peut être simulé à l'aide de techniques de capture ou de suivi d'interfaces [51]. Les méthodes de capture d'interface sont des méthodes eulériennes dans lesquelles le maillage est fixe. Les deux techniques les plus communes utilisant cette approche sont les méthodes "Volume Of Fluid" (VOF) et "Level-set". Les méthodes de suivi d'interfaces sont quant à elle des méthodes lagrangiennes faisant intervenir un maillage surfacique mobile lié à l'interface et se déplaçant avec elle.

La méthode VOF, introduite par Hirt et Nichols [31], consiste à ajouter une variable scalaire $\alpha(x, y, z, t)$ représentant la fraction volumique. La valeur de α dans chaque cellule

du maillage permet ainsi de connaître le taux de présence des deux phases dans cette cellule. Dans l'hypothèse où il n'y a pas de changement de phase (vaporisation par exemple), la fraction volumique évolue selon une équation de transport classique :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla(\vec{u}\alpha) = 0 \quad (2.20)$$

La méthode VOF ne fait intervenir qu'un seul jeu d'équation pour décrire le mouvement des deux fluides et c'est uniquement la valeur de la fraction volumique qui permet de savoir quel fluide est présent à quel endroit. Si α correspond au taux de présence de la phase eau, il y aura $\alpha = 1$ dans une cellule comportant uniquement de l'eau, $\alpha = 0$ dans une cellule ne comportant que de l'air et $0 < \alpha < 1$ dans les cellules traversées par une interface.

Puisqu'il n'y a qu'un jeu d'équation pour les deux fluides, la masse volumique et la viscosité deviennent des variables locales et instantanées pondérées en fonction de la valeur de α . Soit α la fraction volumique d'eau, ρ_e et μ_e la masse volumique et la viscosité de l'eau, ρ_a et μ_a celles de l'air. Les variables générales ρ et μ utilisées dans la résolution des équations suivront alors une loi du type :

$$\rho = \alpha\rho_e + (1 - \alpha)\rho_a \quad (2.21a)$$

$$\mu = \alpha\mu_e + (1 - \alpha)\mu_a \quad (2.21b)$$

Bien que ρ varie dans le temps et l'espace, le mélange reste incompressible si les deux phases le sont, dans la mesure où la masse de chaque particule du mélange reste constante au cours de son mouvement ($D\rho/Dt = 0$).

La difficulté majeure de cette méthode réside dans le fait que l'interface entre les deux phases est par définition une discontinuité. Dans les cellules traversées par l'interface, la fraction volumique ainsi que les propriétés du fluide unique (pondération des deux phases) présentent de forts gradients. Il est donc nécessaire d'utiliser des méthodes numériques optimisées pour ce problème afin de limiter au mieux la diffusion numérique et de garder des interfaces suffisamment raides.

Après un tour d'horizon de la littérature, Deshpande *et al.* [17] ont identifié quatre points fondamentaux pouvant poser problème dans le cadre des méthodes de capture d'interfaces :

1. *Bonne représentation de l'interface et de son transport.* Dans la méthode VOF, la position de l'interface ainsi que sa courbure n'est connue qu'implicitement, au travers de la fonction de fraction volumique α . La méthode VOF génère une diffusion excessive de l'interface, ce qui est indésirable pour la bonne représentation de celle-ci. Pour contrer ce comportement des méthodes spécifiques ont été développées pour le transport de la fraction volumique. Elles ont conduit à la création de deux familles distinctes : les méthodes géométriques et les méthodes algébriques.

Les méthodes géométriques sont basées sur une reconstruction explicite de l'interface pour en obtenir une représentation sous-maillages et ainsi permettre un calcul précis des flux volumiques. L'une des méthodes les plus répandues est la méthode PLIC (Piece-wise Linear Interface Reconstruction). Elle consiste à approcher l'interface dans chaque cellule par un segment de plan perpendiculaire à la normale et partageant la cellule

en deux volumes α et $(1 - \alpha)$ (Oesterlé [51]). Ce type de méthode entraîne plusieurs difficultés, la principale étant le coût de calcul nécessaire pour reconstruire l'interface. Les méthodes algébriques quant à elles s'affranchissent complètement de la reconstruction de l'interface et utilisent des manipulations telles que les schémas numériques compressifs afin de limiter la diffusion de l'interface. Elles permettent un gain important en coût de calcul par rapport aux méthodes géométriques mais la position de l'interface n'est pas explicitement connue.

En plus du transport précis de la fraction volumique, des difficultés existent pour déterminer la courbure de l'interface, ce qui pose des problèmes dans l'évaluation des forces interfaciales, notamment pour la prise en compte des effets de tension de surface.

2. *Conservation de la masse.* Par définition, la méthode VOF assure la conservation de la masse, bien qu'elle entraîne des difficultés pour représenter de manière fine et précise l'interface. Par opposition à la méthode VOF, la méthode Level-Set permet de connaître précisément la position de l'interface ainsi que ses propriétés (normale, courbure) ce qui résout les problèmes évoqués au point précédent. En revanche, le principe de la méthode en lui-même ne permet pas d'assurer une bonne conservation de la masse, et il est courant de "perdre de la masse" dans les zones faiblement résolues ou avec de fortes courbures de l'interface. Là encore, des techniques particulières ont été développées afin d'assurer une meilleure conservation de la masse en utilisant la méthode Level-Set. Par ailleurs, des méthodes hybrides VOF/Level-Set ont fait leur apparition afin de tirer parti des avantages des deux méthodes.
3. *Faux courants.* Les méthodes implicites de capture d'interfaces ont tendance à générer de "faux courants" : il s'agit d'écoulements non physiques au niveau de l'interface, générés par des erreurs numériques. Celles-ci sont majoritairement dues à une mauvaise évaluation de la courbure de l'interface ou à un mauvais équilibre des forces autour de l'interface. Ces erreurs sont particulièrement problématiques pour les écoulements générés par des effets capillaires, mais elles ne posent pas de problèmes majeurs pour les écoulements pilotés par des effets inertiels.
4. *Gestion des forts rapports de densité.* Des rapports de densité élevés entre les deux fluides peuvent être difficiles à traiter. Ils entraînent en effet des incohérences dans les équations de continuité et de quantité de mouvement pouvant conduire à des écoulements non physiques et des déformations artificielles de l'interface. Pour limiter ces problèmes, il est nécessaire de veiller à la bonne cohérence de l'évaluation des flux volumiques pour le transport de masse et de quantité de mouvement.

2.5 Code de calcul

Les simulations sont réalisées sous le code de calcul OpenFOAM³ dans sa version 2.1.0 en date du 19 décembre 2011. Le développement du code a débuté dans les années 90 à l'Imperial College de Londres puis il a été distribué à partir de 2004 sous licence GNU GPL par la société OpenCFD Ltd. Cette dernière appartient au groupe ESI depuis septembre 2012. Plutôt qu'un logiciel, il s'agit d'une boîte à outil permettant une simulation multiphysique en volumes finis essentiellement basée sur la résolution des équations de mécanique des fluides. OpenFOAM est composé de bibliothèques codées en C++ et bénéficie des avantages liés à la programmation orientée objet. L'utilisation de classes lui permet notamment d'utiliser une syntaxe se rapprochant de l'écriture mathématique, ce qui facilite à la fois la lecture du code et l'implémentation de nouveaux modèles physiques.

3. Open Field Operation and Manipulation

2.5.1 Méthodes numériques

Approche générale

Les méthodes classiquement utilisées en CFD sont implémentées dans OpenFOAM qui dispose donc de solveurs RANS mais aussi LES⁴ et DNS⁵. Dans l'approche RANS utilisée ici, plusieurs modèles de turbulence sont disponibles, dont le modèle k- ϵ évoqué dans la partie 2.4.1.

Traitement de l'aspect diphasique

La distribution standard d'OpenFOAM contient une liste de solveurs en fonction du phénomène physique à simuler. Pour les calculs de boîte à eau, c'est un solveur diphasique incompressible et isotherme utilisant une approche VOF qui est utilisé : `interFoam`. Dans certains cas, son équivalent permettant de gérer les zones poreuses, `porousInterFoam` pourra aussi être utilisé. Ces solveurs reposent sur la méthode VOF de Hirt et Nichols [31] qui est implémentée à l'aide d'une méthode algébrique (cf. partie 2.4.2). Relativement aux références disponibles sur le traitement des écoulements diphasiques dans OpenFOAM [73, 30], l'implémentation de la méthode VOF a évolué au cours du temps sans pour autant donner lieu à des publications détaillées. Il est donc nécessaire d'analyser le code pour comprendre comment celui-ci fonctionne. Fort de ce constat, Deshpande *et al.* [17] ont récemment publié un article proposant une analyse du solveur `interFoam` ainsi qu'une évaluation de ses performances. Cet article est ici utilisé comme base pour décrire le fonctionnement du solveur.

La méthode implémentée dans OpenFOAM repose essentiellement sur une modification de l'équation (2.20) décrivant le transport de la fraction volumique. Selon Berberović [7] et Kissling [37], l'équation (2.20) comporte un terme supplémentaire et prend alors la forme :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla(\vec{u}\alpha) + \nabla(\alpha(1-\alpha)\vec{u}_r) = 0 \quad (2.22)$$

Avec $\vec{u}_r$ correspondant à la vitesse à l'interface. Grâce au coefficient $\alpha(1-\alpha)$, ce terme n'existe que dans la région interfaciale et il est nul partout ailleurs, ce qui permet d'appliquer un traitement particulier à l'interface. Deshpande *et al.* [17] reprennent l'écriture de (2.20) sous forme intégrale pour une cellule de volume Ω_i :

$$\int_{\Omega_i} \frac{\partial \alpha}{\partial t} dV + \int_{\partial\Omega_i} \alpha \vec{u} \cdot \vec{n} dS = 0 \quad (2.23)$$

Ce qui conduit à la forme discrète implémentée dans `interFoam` :

$$\frac{\alpha_i^{n+1} - \alpha_i^n}{\Delta t} = -\frac{1}{|\Omega_i|} \sum_{f \in \partial\Omega_i} (F_u + \lambda_M F_c)^n \quad (2.24)$$

4. Large Eddy Simulation

5. Direct Numerical Simulation

Le membre de gauche correspond au terme instationnaire discrétisé avec un schéma de type Euler explicite⁶. Le membre de droite correspond au terme de transport, écrit comme une somme sur les faces (notées f) de la cellule Ω_i . Les flux de transport F_u et F_c s'expriment :

$$\begin{aligned} F_u &= \phi_f \alpha_{i,\text{upwind}} \\ F_c &= \phi_f \alpha_f + \phi_{rf} \alpha_{rf} (1 - \alpha)_{rf} - F_u \end{aligned} \quad (2.25)$$

Avec le flux volumique :

$$\phi_f = \vec{u}_f \cdot \vec{S}_f \quad (2.26)$$

Les équations (2.24) à (2.26) correspondent aux équations implémentées dans **interFoam**. Leur résolution fait appel à différents éléments.

Tout d'abord, le coefficient λ_M dans l'équation (2.24) est un limiteur implémenté dans le solveur MULES (*Multidimensional Universal Limiter with Explicit Solution*) utilisé par **interFoam** [43]. Il vaut 1 à proximité de l'interface et 0 partout ailleurs, ce qui permet de séparer le traitement du transport de la fraction volumique dans la zone de l'interface et dans le reste du domaine.

Ainsi, hors de l'interface, $\lambda_M = 0$:

$$(F_u + \lambda_M F_c) = \phi_f \alpha_{f,\text{upwind}} \quad (2.27)$$

Et autour de l'interface, $\lambda_M = 1$:

$$(F_u + \lambda_M F_c) = \phi_f \alpha_f + \phi_{rf} \alpha_{rf} (1 - \alpha)_{rf} \quad (2.28)$$

Le limiteur permet ici de traiter le transport de la fraction volumique avec un simple schéma décentré amont partout dans le domaine tout en autorisant un traitement plus complexe autour de l'interface en combinant un flux de compression interfacial $[\phi_{rf} \alpha_{rf} (1 - \alpha)_{rf}]$ et des schémas d'ordre plus importants pour le terme $[\phi_f \alpha_f]$. Il est ainsi possible de réduire la diffusion numérique à l'interface tout en limitant l'explosion du temps de calcul en confinant les traitements d'ordres importants à la zone interfaciale. Les valeurs de α_f sont obtenues à partir d'un schéma hybride associant un schéma centré (noté CD) et un schéma décentré amont, noté (UD) :

$$\alpha_f = (1 - \lambda_\alpha)(\alpha_f)_{UD} + \lambda_\alpha(\alpha_f)_{CD} \quad (2.29)$$

L'équilibre entre schéma centré et décentré amont est contrôlé à l'aide du limiteur λ_α . Plusieurs algorithmes peuvent être utilisés pour le calculer, mais seul l'algorithme de van Leer [41] à été utilisé ici.

Les quantités α_{rf} et $(1 - \alpha)_{rf}$ sont quant à elles calculées à l'aide du schéma "interface-Compression" qui comporte lui aussi un limiteur calculé par le schéma "gammaScheme". Le détail des calculs est donné dans l'article de Deshpande *et al.* [17].

6. Ce schéma est choisi ici à titre d'exemple, pour une question de simplicité d'écriture. D'autres schémas sont disponibles dans OpenFOAM, tels que Euler implicite ou Crank-Nicholson.

Enfin, le flux compressif ϕ_{rf} est calculé de la manière suivante :

$$\phi_{rf} = \min \left[C_\alpha \frac{|\phi_f|}{|\vec{S}_f|}, \max \left(\frac{|\phi_f|}{|\vec{S}_f|} \right) \right] (\vec{n}_f - \vec{S}_f) \quad (2.30)$$

L'opérateur maximum étant calculé sur tout le domaine alors que le minimum s'applique localement sur les faces de la cellule Ω_i . La variable $\vec{n}_f$ correspond au vecteur normal à l'interface, centré sur la face de la cellule. La constante C_α est donnée par l'utilisateur et permet de contrôler la compression de l'interface. La valeur recommandée est $C_\alpha = 1$, la compression étant nulle pour $C_\alpha = 0$ et accentuée pour $C_\alpha > 1$. Les tests menés par Deshpande *et al.* [17] ont montré que l'augmentation ou la diminution de C_α accentuent les erreurs sur le calcul de la courbure de l'interface ou sur sa diffusion. Pour toutes les simulations réalisées ici, la valeur $C_\alpha = 1$ a été utilisée.

Le solveur **interFoam** gère les effets de tension de surface à l'aide du modèle "Continuum Surface Force" (CSF) de Brackbill *et al.* [11]. Ce modèle consiste en une reformulation de la tension de surface pour l'exprimer comme une force volumique agissant dans la région interfaciale. Le modèle est basé sur l'utilisation d'une fonction de couleur permettant d'identifier les 2 phases, comme le fait le modèle VOF avec la fraction volumique. Physiquement, la tension de surface est une force surfacique s'appliquant à l'interface, une zone par définition discontinue. Le modèle CSF permet de reproduire numériquement les effets de tension de surface pour des interfaces continues d'épaisseurs finies, ce qui permet de s'affranchir du problème de discontinuité caractérisant l'interface. Il permet aussi de gérer l'angle de contact entre l'interface et les parois solides. La force volumique résultante est incluse dans l'équation de quantité de mouvement.

Dans **interFoam**, l'équation de quantité de mouvement est résolue en construisant une prédiction du champ de vitesse, corrigé ensuite par une procédure implicite de correction de pression, "Pressure Implicit with Splitting Operators" (PISO), pour faire avancer en temps les champs de vitesse et de pression. De plus, le solveur utilise une pression modifiée notée **p_rgh** qui correspond à la différence entre la pression statique et la pression hydrostatique ρgh .

Ces éléments permettent de comprendre les spécificités du solveur **interFoam**, les détails étant disponibles dans l'article de Deshpande *et al.* [17]. Les tests réalisés par les auteurs permettent d'évaluer les performances d'**interFoam** :

1. **interFoam** assure une excellente conservation de la masse et induit des erreurs de transport acceptables.
2. Le solveur a été testé pour des écoulements dominés par les forces inertielles ($We \gg 1$) et se montre très performant sur ce type d'écoulement.
3. Sur les écoulements pilotés par les effets de tension de surface, les tests montrent que la formulation de l'équation de quantité de mouvement implémentée dans **interFoam** permet d'assurer un bon équilibre entre le gradient de pression et la tension de surface. Il existe des faux courants qui sont amplifiés selon un facteur $1/\rho$.
4. Le calcul de la courbure et du saut de pression à l'interface ne convergent pas avec les prédictions analytiques. Ce type d'erreur a déjà été reporté dans la littérature sur les méthodes VOF. Ces erreurs n'ont pas généré de problèmes notables dans les tests effectués et de bonnes corrélations sont obtenues avec les données expérimentales.

5. Les auteurs montrent que la croissance de faux courants peut être contrôlée par un critère sur le pas de temps.
6. Enfin, **interFoam** a été capable de reproduire correctement la physique liée aux phénomènes d'atomisation, même avec un niveau de résolution spatiale moyen.

2.5.2 Maillage

Le maillage des cas a été réalisé avec l'outil de maillage d'OpenFOAM : **snappyHexMesh**. Il permet de générer automatiquement des maillages 3D contenant des cellules hexaédriques ou hexaédriques tronquées. Pour cela, il a besoin de 3 éléments :

- Les données surfaciques définissant la géométrie à étudier au format STL
- Un maillage hexaédrique de base permettant de définir le domaine de calcul
- le fichier **snappyHexMeshDict** qui permet de définir les paramètres du maillage

Le domaine du maillage initial est défini de manière à englober totalement les données surfaciques importées en STL. Ensuite le mailleur suit une procédure itérative pendant laquelle il va raffiner le maillage initial autour des surfaces définies dans les fichiers STL puis tronquer les cellules hexaédriques intersectant les données surfaciques de manière à conformer le maillage volumique aux données surfaciques. Il est possible de reculer le maillage volumique de la surface afin d'y insérer des mailles de couche limite.

Le maillage initial est strictement constitué de mailles hexaédriques régulières. Leur taille définit le niveau 0 du maillage. Ce maillage initial est généré avec l'outil **blockMesh** qui permet de créer des maillages simples. **snappyHexMesh** fonctionne ensuite par niveaux de raffinement : chaque cellule passant au niveau de raffinement supérieur est découpée en 8 cellules filles en suivant le principe de l'*octree*⁷. La figure 2.19 illustre le procédé. Le nombre de cellules évolue en 8^n avec le niveau de raffinement n . Une cellule de niveau 0 entièrement raffinée jusqu'au niveau 2 générera donc 64 cellules. **snappyHexMesh** peut aussi bien raffiner le maillage surfacique que volumique. Que ce soit des surfaces ou des volumes, ils doivent être préalablement identifiés et les paramètres à appliquer à chaque surface ou volume est à définir dans le fichier **snappyHexMeshDict**.

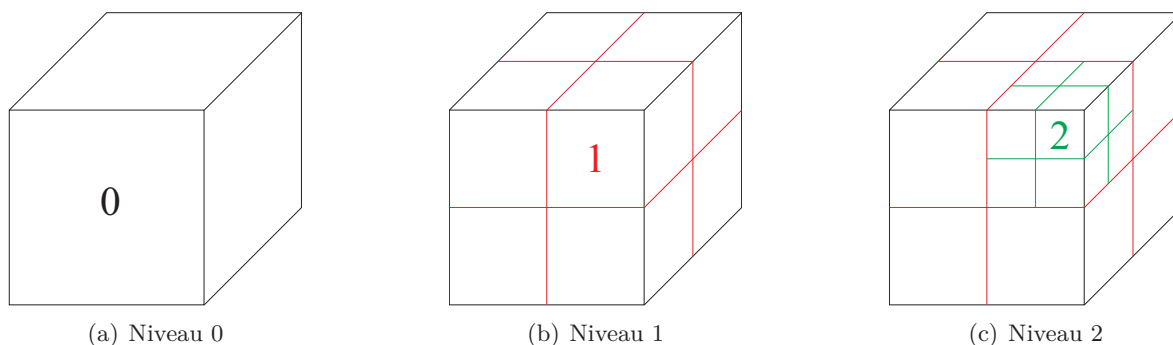


FIGURE 2.19 – Niveaux de raffinement de maillage dans **snappyHexMesh**

Lorsque les cellules du maillage volumique sont tronquées, les arêtes entre les surfaces de la géométrie peuvent être perdues. Afin de conserver une bonne définition des arêtes de

⁷. *oct + tree* : structure de données organisée sous forme d'arbre et dans laquelle chaque cellule mère génère 8 cellules filles. La structure équivalente en 2D est le *quadtrees*

la géométrie, celles-ci peuvent être extraites à l'aide de la fonction `surfaceFeatureExtract` puis stockées dans un fichier. Ce fichier pourra ensuite être utilisé par `snappyHexMesh` qui commencera par raffiner le maillage initial autour de ces arêtes avant de traiter les surfaces.

Pour chaque étape du maillage, `snappyHexMesh` dispose d'un grand nombre de paramètres qu'il est possible d'ajuster pour obtenir le résultat attendu : niveaux de raffinement, nombre de cellules-tampon dans les zones de transition entre deux niveaux de raffinement, critères de qualité à respecter,... Pour une vision plus complète des capacités du mailleur, se référer au manuel utilisateur d'OpenFOAM [43]. La procédure de maillage qui a été appliquée ici est décrite en détail dans l'annexe B.1.

2.5.3 Géométrie et conditions aux limites

La géométrie numérique est identique à celle de la maquette expérimentale. Elle comporte donc un plan incliné sur lequel l'eau ruisselle jusqu'à la paroi supérieure, celle-ci étant munie d'une grille d'auvent débouchant dans un volume constituant la boîte à eau en elle-même. En plus de la grille d'auvent, ce volume comporte deux ouvertures : un trou d'évacuation muni d'un tuyau sur la paroi inférieure et une ouverture rectangulaire dans une paroi latérale correspondant à l'entrée du HVAC. La figure 2.20(a) permet de visualiser la géométrie dans son ensemble et les figures 2.20(b) et 2.20(c) donnent des vues en coupe respectivement du plan incliné et du trou d'évacuation. Seules les parois solides du domaine sont représentées. Le plan incliné est tronqué de moitié dans le modèle numérique par rapport à la maquette expérimentale (120 mm contre 240 mm) afin de réduire la taille du maillage : le film liquide ruisselant sur le plan incliné est en effet très mince et nécessite un maillage fin ce qui alourdit significativement le calcul. Le liquide entre dans la boîte à eau en traversant la grille d'auvent, essentiellement grâce à la gravité. Le fait de réduire la longueur du plan incliné n'a donc à priori pas de conséquences sur l'écoulement à l'intérieur de la boîte. Le réservoir tampon ainsi que les éléments permettant de faire fonctionner le montage expérimental en circuit fermé ne sont pas reproduits numériquement.

Les autres frontières du domaines sont des surfaces à travers lesquelles le fluide peut circuler. Celles-ci sont représentées en couleur sur la figure 2.21, les surfaces grises, non numérotées, correspondent aux parois solides.

L'eau est injectée par une fente au sommet du plan incliné (n°1 sur la figure 2.21). Une condition de type `flowRateInletVelocity` sur la vitesse impose un débit constant et égal à $267 \cdot 10^{-6} \text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ soit $16 \text{L} \cdot \text{min}^{-1}$. Le code calcule ensuite la vitesse d'injection à imposer pour respecter cette condition. La fente n'étant traversée que par de l'eau, la valeur de la fraction volumique y est fixée à 1. Au niveau de la pression, la condition `buoyantPressure` calcule le gradient de pression normal à la surface à partir du gradient de la masse volumique, dans la mesure où celle-ci dépend de la fraction volumique et que la pression calculée est `p_rgh`, c'est à dire la différence entre pression statique et pression hydrostatique.

La fente est la seule frontière sur laquelle les conditions de l'écoulement sont connues. Pour les frontières n°2 et 3, il s'agit essentiellement d'une ouverture du domaine sur l'extérieur, sans condition particulière sur l'écoulement si ce n'est qu'il doit être libre d'entrer ou sortir. Une condition `inletOutlet` sur la fraction volumique lui impose un gradient normal nul lorsque le fluide sort du domaine et une valeur fixe de 0 lorsque l'écoulement entre dans le domaine. Sur la vitesse, la condition `pressureInletOutletVelocity` impose un gradient nul lorsque l'écoulement est sortant. Lorsqu'il est entrant, la vitesse est calculée à partir de la pression.

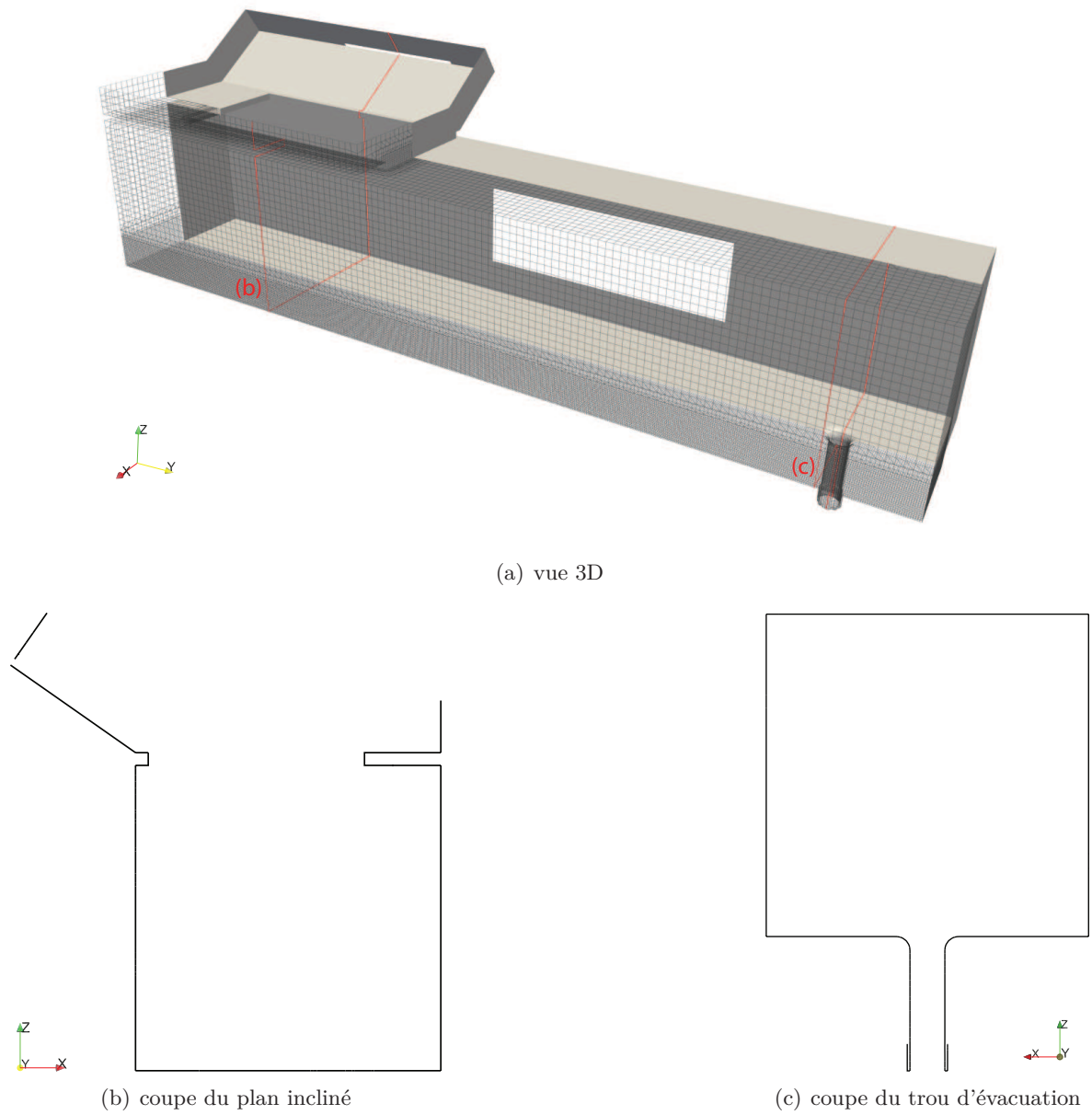


FIGURE 2.20 – Visualisation de la géométrie numérique pour la simulation de la maquette simplifiée de boîte à eau

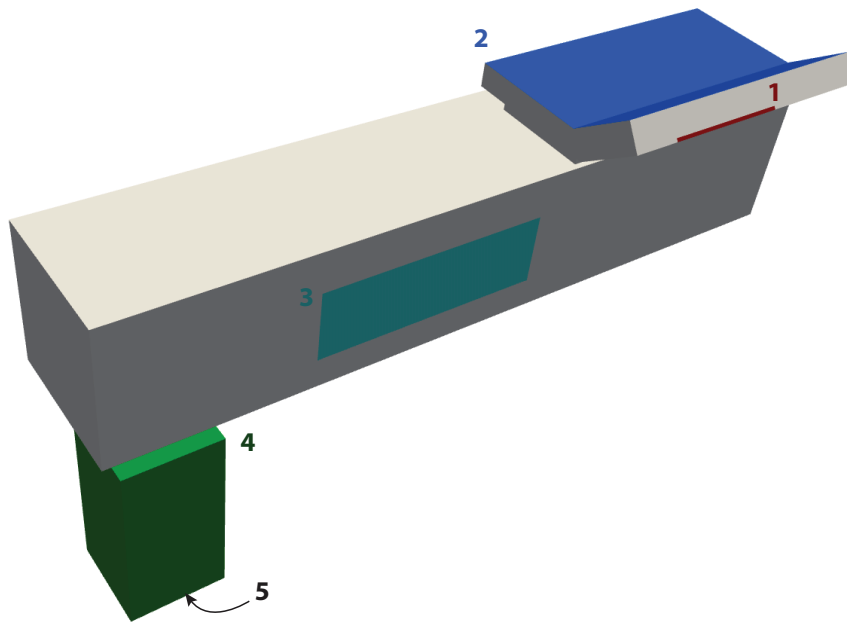


FIGURE 2.21 – Visualisation des différentes conditions aux limites et des zones sur lesquelles elles sont appliquées.

Enfin la pression est calculée à partir d’une valeur de pression totale nulle et des valeurs du champ de vitesse local.

Le tuyau d’évacuation de la boîte à eau débouche sur une boîte permettant au jet de sortie de se développer. Les frontières de cette boîte (surface n°4) reçoivent les mêmes conditions sur la vitesse et la fraction volumique que les surfaces 2 et 3 et la même condition sur la pression que la surface 1. Les premières simulations réalisées avec ces conditions appliquées sur toutes les frontières de la boîte de sortie présentaient un problème au niveau de la frontière inférieure, traversée par le jet d’eau : la pression augmentait à proximité de la frontière et entraînait une réflexion de la vitesse et de la fraction volumique. Afin de laisser le jet sortir librement, la frontière inférieure a été décomposée en deux. La surface n°5 correspond à un disque concentrique au trou d’évacuation, avec un diamètre de 100 mm, soit 3.8 fois le diamètre du trou d’évacuation. Sur cette surface, la même condition que sur les surfaces 2 à 4 est appliquée sur la fraction volumique. En revanche, les gradients de vitesse et de pression sont fixés à 0.

Toutes les parois solides du domaine reçoivent une condition de gradient nul sur la fraction volumique ainsi qu’une vitesse nulle. La pression est quant à elle calculée à partir d’une condition `buoyantPressure`, tout comme les surfaces 1 et 4.

Concernant les conditions aux limites relatives au modèle de turbulence, la fente d’injection d’eau, surface n°1, est définie par des valeurs fixes de l’énergie cinétique turbulente et du taux de dissipation. La viscosité turbulente est quant à elle calculée. Des lois de parois sont appliquées à toutes les parois solides du domaine. Tous les autres frontières du domaine ont une condition de type `inletOutlet` sur l’énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation, cette condition fixant un gradient nul sur l’écoulement sortant et une valeur fixe sur l’écoulement entrant. La viscosité turbulente est quant à elle toujours calculée.

La mise en données des conditions aux limites est synthétisée dans l’annexe B.3.

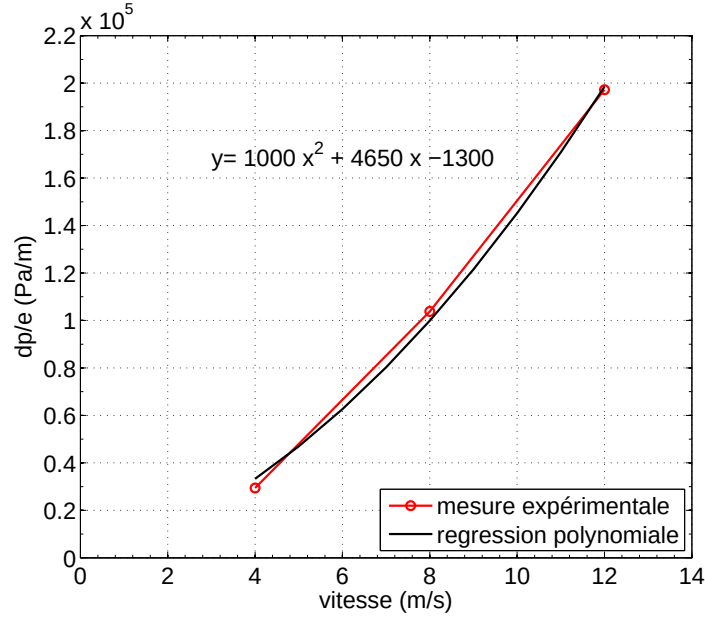


FIGURE 2.22 – Mesure de perte de charge rapportée à l'épaisseur de la grille d'auvent (dp/e) en fonction de la vitesse d'air.

2.5.4 Modélisation de la grille d'auvent

La grille d'auvent utilisée sur la maquette expérimentale est constituée de trous de 7x5 mm espacés de 4 mm les uns des autres. Son rôle dans l'écoulement se joue essentiellement sur deux points. Sur l'écoulement d'eau d'abord, elle ralentit le film liquide ruisselant depuis le plan incliné et elle le fragmente en filets qui tombent ensuite par gravité dans la boîte. Sur l'écoulement d'air ensuite, lorsque le HVAC est allumé, elle introduit une perte de charge qui génère une dépression dans la boîte à eau.

Reproduire entièrement la grille d'auvent serait très coûteux sur le maillage compte tenu de la petite dimension des trous qui la composent. Afin de pouvoir s'affranchir du maillage détaillé de la grille d'auvent, celle-ci est représentée dans le calcul par un milieu poreux introduisant artificiellement de la perte de charge afin de reproduire de manière global l'effet d'un matériau poreux sur l'écoulement. Le modèle utilisé dans OpenFOAM est basé sur la loi de Darcy-Forchheimer qui consiste à ajouter un terme source S_i aux équations de Navier-Stokes :

$$S_i = - \left(\mu D + \frac{1}{2} \rho |u_{jj}| F \right) u_i \quad (2.31)$$

Ce terme introduit les coefficients D et F qu'il est nécessaire de déterminer. Pour cela, il est possible d'utiliser des mesures de perte de charge en fonction de la vitesse de l'écoulement. Les données caractérisant la perte de charge de la grille d'auvent soumise à un écoulement d'air sont présentées dans le graphique de la figure 2.22.

L'interpolation des données par un polynôme de degré 2 permet d'obtenir une loi de la

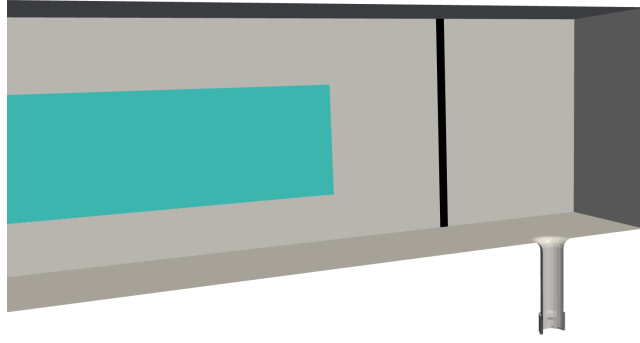


FIGURE 2.23 – Visualisation de la surface de contrôle utilisée pour évaluer le niveau d’eau local dans les simulations

forme :

$$\frac{dP}{e} = Au^2 + Bu \quad (2.32)$$

Par identification des termes entre les équations (2.31) et (2.32), il est alors possible de calculer les coefficients D et F :

$$D = -\frac{B}{\mu} = 3.1 \cdot 10^8 \quad (2.33a)$$

$$F = -\frac{2A}{\rho} = 2000 \quad (2.33b)$$

Ces coefficients sont appliqués à la grille d’auvent. Les caractéristiques des milieux poreux sont renseignées dans le fichier “porousZones” (voir tableau B.1 de l’annexe B.2 décrivant la structure d’un cas OpenFOAM).

2.5.5 Suivi du niveau d’eau

La surface libre dans la boîte à eau est animée par des vagues générées par les filets d’eau traversant la grille d’auvent. Expérimentalement, la mesure de niveau d’eau est faite localement à l’aide d’une sonde implantée le long d’une paroi latérale. Afin de pouvoir comparer de manière cohérente les niveaux d’eau obtenus expérimentalement et numériquement, une surface rectangulaire est définie sur la paroi latérale de la géométrie numérique, à l’endroit où est implantée la sonde de mesure dans la maquette expérimentale. Cette surface de contrôle est représentée en noir dans la figure 2.23.

Le niveau d’eau est évalué en calculant la valeur moyenne de la fraction volumique sur la surface de contrôle :

$$h = \frac{H_s}{n_{is}} \cdot \sum_{n=1}^{n_{is}} \alpha_{is} \quad (2.34)$$

Avec H_s la hauteur de la surface de contrôle, n_{is} le nombre de cellules qu'elle contient et α_{is} la fraction volumique dans chaque cellule. Cette opération est réalisée à l'aide d'une "fonction objet" dont l'implémentation est décrite dans l'annexe B.4. Le niveau peut ainsi être consulté en cours de simulation afin de suivre son évolution.

2.6 Synthèse

Le dispositif expérimental définissant la géométrie de référence utilisée dans la thèse a été défini dans ce chapitre, tout comme les différents types de mesures utilisés pour caractériser l'écoulement. Les données résultantes sont exploitées dans le chapitre 3.

En parallèle, les méthodes numériques générales permettant de simuler des écoulements diphasiques ont été abordées. Elles sont complétées par une partie traitant plus spécifiquement des méthodes employées dans OpenFOAM. La modélisation numérique de la géométrie présentée en début de chapitre a aussi été présentée. Cette géométrie constitue le cas de référence de l'étude, mais elle sera complétée par une géométrie modifiée dans le chapitre 4 afin d'approfondir certains points de l'étude numérique.

Chapitre 3

Etude expérimentale

Ce chapitre présente les résultats des mesures expérimentales réalisées sur la maquette simplifiée de boîte à eau présentée dans la partie 2.1. La première partie est dédiée à la caractérisation de l'écoulement dans le cas de référence où il n'y a qu'un écoulement d'eau. Elle permet de décrire l'écoulement et d'évaluer l'influence du débit d'eau et de la géométrie de l'évacuation sur celui-ci. Dans une deuxième partie, l'écoulement est étudié dans une configuration équivalente au cas de référence, mais en ajoutant l'écoulement d'air généré par le HVAC pour la ventilation de l'habitable. Cette partie permet de mettre en évidence l'interaction qui existe entre les deux écoulements, en particulier au niveau du tourbillon de vidange. Enfin une troisième partie présente un dispositif de grilles agissant sur l'écoulement amont afin de limiter l'impact du tourbillon sur les capacités d'évacuation de la boîte, ce qui permet de faire diminuer le niveau d'eau.

3.1 Cas de référence

Le cas de référence est défini par un écoulement d'eau uniquement, avec un débit d'entrée de $Q_e = 16 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$, ce qui correspond au débit pour lequel le plus de données ont pu être récoltées. Il s'agit ici de caractériser la structure globale de l'écoulement, puis de s'intéresser plus précisément à l'écoulement dans le tourbillon de vidange à l'aide des mesures PIV dans les deux plans, qui permettent d'accéder aux trois composantes de vitesse. Cette caractérisation est complétée par une étude de l'influence du débit d'eau et de la géométrie du tuyau d'évacuation.

Dans le cas de référence, le HVAC est éteint et il n'y a donc pas d'écoulement d'air. Le cas particulier de l'interaction entre les écoulements d'eau et d'air sera traité dans la partie suivante.

L'écoulement peut être caractérisé par son nombre de Reynolds Re , évaluant le rapport entre les forces d'inertie et de viscosité (régime laminaire/turbulent), ainsi que par son nombre de Froude Fr qui permet d'évaluer le rapport entre forces d'inertie et gravité (régime fluvial/torrentiel) :

$$Re = \frac{vL_c}{\nu} \qquad Fr = \frac{v}{\sqrt{gL_c}} \qquad (3.1)$$

Avec ν la viscosité cinématique de l'eau et L_c une longueur caractéristique. Ces nombres peuvent être calculés en prenant pour longueur caractéristique la hauteur d'eau au fond de la boîte et en calculant la vitesse à partir du débit et de la section transversale occupée par l'eau. Ils peuvent aussi être calculés au niveau de l'évacuation en prenant son diamètre comme longueur caractéristique. Les résultats sont synthétisés dans le tableau 3.1. Ils montrent que l'écoulement dans la boîte est en régime laminaire fluvial : il est prédominé par les effets de viscosité et de gravité. Dans l'évacuation en revanche les effets d'inertie sont prépondérants et l'écoulement est en régime turbulent. Le nombre de Froude est proche de 1, ce qui indique un point de transition vers le régime torrentiel. En pratique, le noyau d'air limite la section de passage et la vitesse est donc plus importante, ce qui conduit à un nombre de Froude supérieur à 1. Ces nombres permettront de comparer les différentes configurations testées à ce cas de référence.

Zone	L_c	v	Re	Fr
Boîte	$H = 46 \text{ mm}$	$Q_e/(Hl)$	1100	0.036
Evacuation	$D = 26 \text{ mm}$	$4Q_e/(\pi D^2)$	13000	0.995

TABLE 3.1 – Nombres caractéristiques de l'écoulement en régime stationnaire à $Q_e = 16 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$ en configuration nominale

3.1.1 Topologie d'écoulement

La topologie globale de l'écoulement est imposée par la géométrie de la maquette. En effet, le film d'eau arrivant sur la grille d'auvent est brisé en filets lorsqu'il la traverse. Les filets d'eau tombent dans la boîte à proximité de la paroi latérale. Cette zone est matérialisée dans la figure 3.1(a) par un ovale bleu sous la grille d'auvent. Lors de l'impact, l'eau est projetée autour de cette zone, notamment vers la face opposée. Cette configuration génère un écoulement d'eau qui se concentre majoritairement le long de la paroi opposée à la zone d'injection d'eau. L'écoulement est donc dissymétrique et les vitesses sont nettement plus importantes le long de cette paroi (flèches bleues sur la figure 3.1(a)), alors qu'elles sont faibles voire nulles le long de la paroi opposée. Cette topologie d'écoulement a deux conséquences. Tout d'abord, elle est responsable de la formation du tourbillon et lui impose une rotation dans le sens trigonométrique. Ensuite, elle génère un désaxage du tourbillon par rapport au trou d'évacuation.

La zone délimitée par le carré rouge en trait discontinu dans la figure 3.1(a) est centrée sur le trou d'évacuation. La figure 3.1(b) correspond à un zoom de cette zone et permet d'illustrer le phénomène de désaxage. L'écoulement amont arrivant majoritairement par la partie supérieure droite du schéma, il a pour effet de pousser le tourbillon dans la partie inférieure gauche, ce qui génère ce désaxage par rapport au trou d'évacuation.

3.1.2 Instationnarités

Les phénomènes de tourbillons ont la particularité de présenter des comportements instationnaires plus ou moins marqués, ce qui peut rendre leur étude complexe. Ils ont notamment tendance à avoir une position fluctuante au cours du temps. Ce type de comportement, appelé *vortex meandering*, est fortement marqué dans les tourbillons de sillage [34].

Dans le cas du tourbillon de vidange étudié ici, la présence d'un noyau d'air facilite la visualisation des instationnarités. Celles-ci se manifestent par des fluctuations de la position

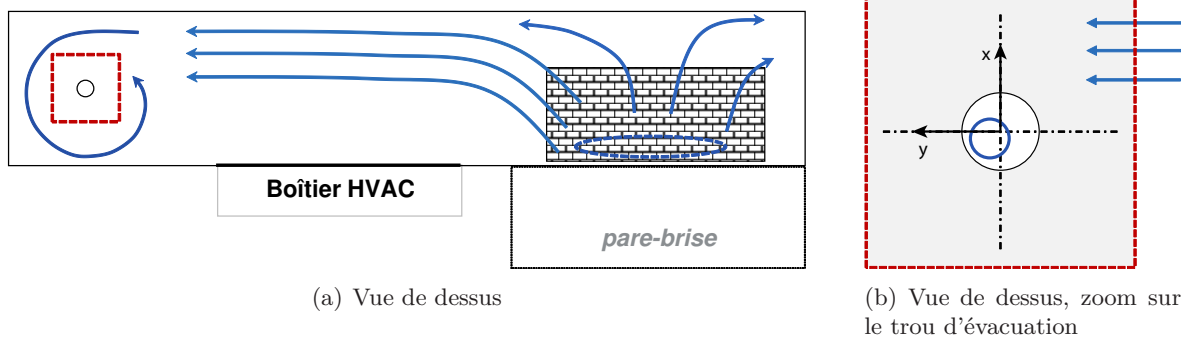


FIGURE 3.1 – Schémas de la maquette vue de dessus. Les lignes bleues illustrent la répartition de l'eau tombant dans la boîte. (a) Aperçu de la topologie globale de l'écoulement dans la boîte. (b) Zoom sur la zone du trou d'évacuation. Le cercle bleu matérialise la position du noyau d'air

du noyau d'air et par des fluctuations de ses dimensions, notamment à cause des déformations importantes de l'interface. Les images acquises grâce à la caméra rapide permettent de visualiser ces fluctuations. Quelques images extraites sur une période de 35 s sont représentées dans la figure 3.2. Elles permettent de visualiser les déformations de la surface libre : ils s'agit de mouvements rapides de l'interface, dus notamment aux ondes de surface. Elles montrent ensuite que le diamètre du noyau d'air varie au cours du temps, de manière assez lente. Ces variations sont corrélées aux fluctuations de niveau : sur la séquence de la figure 3.2, le diamètre du noyau d'air diminue en début de séquence (entre $t = 5$ et 15 s) et conduit à une diminution du niveau d'eau, visible grâce à la surface libre dans les images suivantes. Sur les dernières images de la séquence, le diamètre du noyau d'air augmente de nouveau, ce qui va entraîner par la suite une augmentation du niveau d'eau. Enfin, le trait discontinu rouge permet de repérer l'axe du trou d'évacuation et met en évidence le désaxage du noyau d'air. Les images montrent que si le désaxage varie au cours du temps, les fluctuations restent de faibles amplitudes : l'axe du tourbillon n'oscille pas autour de l'axe du trou d'évacuation mais reste décalé en y .

3.1.3 Désaxage du tourbillon

Les deux parties précédentes ont montré qu'il existe un désaxage du noyau d'air par rapport au trou d'évacuation. Ce désaxage est principalement dû à la géométrie de la maquette et à la topologie d'écoulement qu'elle génère en amont de l'évacuation. Le comportement instationnaire du tourbillon vient ajouter à ce phénomène des oscillations de faibles amplitudes par rapport au désaxage induit par l'écoulement amont. Les images acquises avec la caméra rapide permettent d'évaluer le désaxage en y , alors que les images issues des mesures PIV dans le plan vertical permettent d'accéder au désaxage en x . Il est donc possible d'évaluer le désaxage moyen à partir d'images moyennes, ce qui est illustré dans la figure 3.3. Les traits discontinus rouges correspondent à l'axe du tuyau d'évacuation. L'axe du noyau d'air est représenté en bleu. Il est repéré à la base du tourbillon, juste au-dessus de l'évacuation. L'analyse des images moyennes permet d'évaluer un désaxage moyen de -1 mm en x et de 3 mm en y .

L'écoulement amont est dirigé dans le sens de l'axe y . Dans le plan (yz) il arrive donc par la gauche de l'image. C'est ce qui explique le décalage plus important en y , ainsi que la

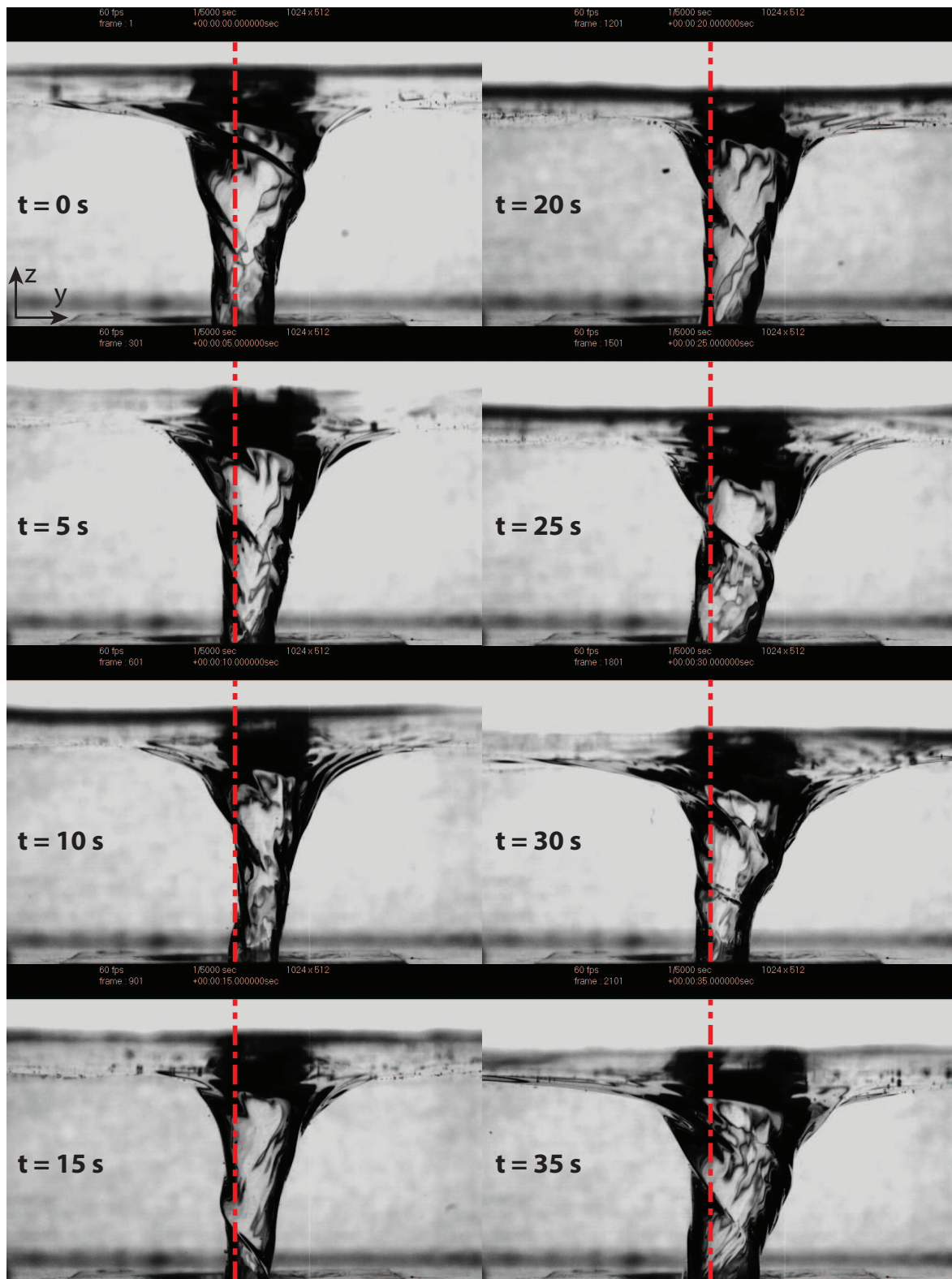


FIGURE 3.2 – Images instantanées du noyau d’air à $Q_e = 16\text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$ en configuration nominale et en régime stabilisé. Les images couvrent une période de 35 s, avec un intervalle de 5 s entre chaque image. Les lignes discontinues rouges représentent l’axe du trou d’évacuation

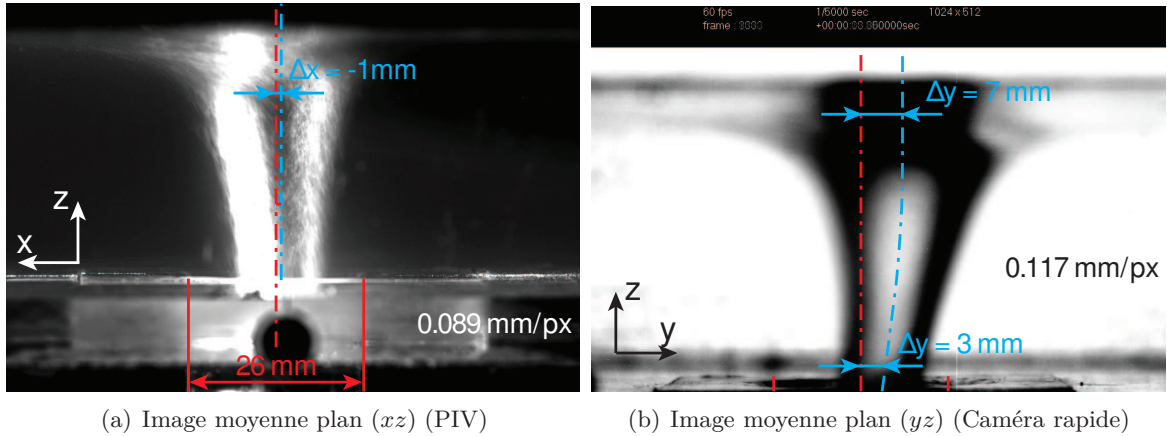


FIGURE 3.3 – Mise en évidence du désaxage du noyau d’air à partir des images acquises en PIV dans le plan (xz) et par caméra rapide dans le plan (yz) . Images moyennes des essais réalisés à $Q_e = 16 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$ en configuration nominale. Le trait discontinu rouge indique l’axe du tuyau d’évacuation et le bleu celui du noyau d’air

déformation plus marquée du noyau d’air. L’axe du tourbillon est en effet courbé : le désaxage est de 3 mm à la base du tourbillon et augmente jusqu’à 7 mm en se rapprochant de la surface libre. Il y a donc un décalage de 4 mm entre le haut et le bas du tourbillon. Dans le plan (xz) l’impact de l’écoulement amont est plus modéré, ce qui se traduit par un désaxage plus faible et un axe rectiligne.

3.1.4 Noyau d’air

Grâce aux images de la caméra rapide et au traitement par analyse d’images détaillé dans la partie 2.3, il est possible de mesurer les dimensions de la base du noyau d’air. La figure 3.4(a) présente les résultats de deux essais dans la configuration nominale et en régime stabilisé. Le signal tracé ici a une fréquence d’acquisition de 10 Hz. Il montre clairement la superposition des instationnarités liées aux déformations de l’interface, qui ont des fréquences plus élevées, avec une évolution plus lente du diamètre du noyau d’air de l’ordre de la dizaine de secondes. La figure 3.4(b) permet de visualiser les niveaux d’eau correspondants.

Six essais ont été réalisés dans cette configuration, tous sur une période de 80 s. Le tableau 3.2 donne les valeurs moyennes du niveau d’eau et du diamètre du noyau d’air sur cette période. Selon les essais, le noyau d’air a un diamètre variant de 13.0 mm à 14.6 mm et la moyenne des essais vaut 13.6 mm.

3.1.5 Champs de vitesse

Les mesures PIV permettent d’accéder aux champs de vitesse dans les plans horizontaux et verticaux. La figure 3.5(a) donne un aperçu du champ obtenu dans le plan horizontal. La partie inférieure du champ a été masquée à cause des incertitudes liées aux réflexions du laser dans cette zone. Le champ de vitesse est vu du dessus de la boîte et l’écoulement amont arrive par la droite. Le tourbillon tourne dans le sens trigonométrique à cause de l’écoulement amont dont la topologie impose ce sens de rotation. Le champ montre bien l’augmentation

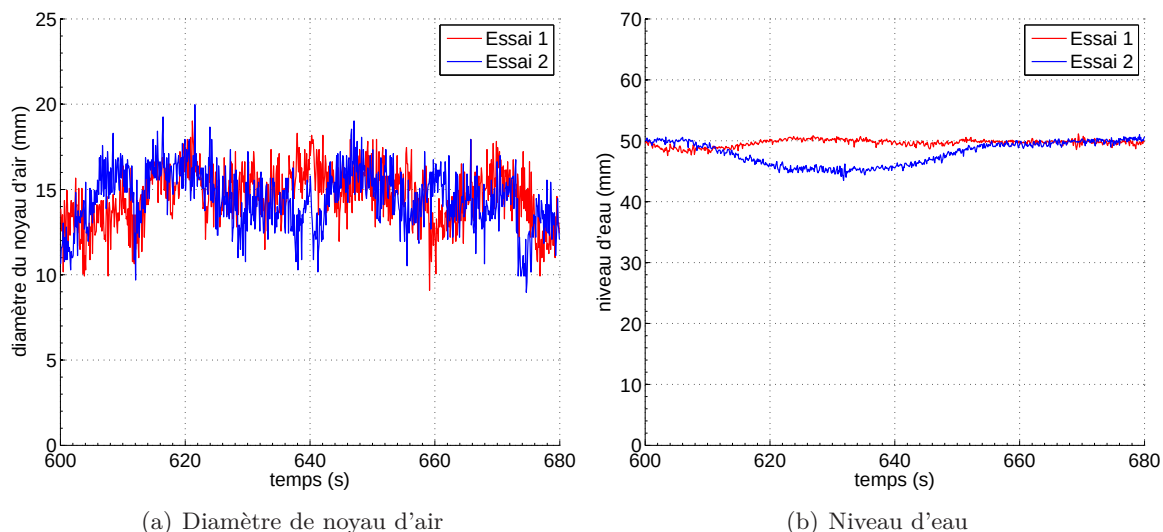


FIGURE 3.4 – Diamètre du noyau d'air et niveau d'eau en fonction du temps sur une période de 80 s en régime stabilisé. Essais réalisés à $Q_e = 16 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$ en configuration nominale.

Essais	Moyenne diamètre noyau (mm)	Moyenne niveau eau (mm)
Essai 1	14.5	49.6
Essai 2	14.6	47.9
Essai 3	13.0	43.4
Essai 4	13.4	45.6
Essai 5	13.0	44.0
Essai 6	13.0	43.9
Moyenne essais	13.6	45.7

TABLE 3.2 – Synthèse des niveaux d'eau et diamètres de noyau d'air moyens en régime stabilisé à $Q_e = 16 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$ en configuration nominale

de vitesse en se rapprochant du centre du tourbillon. La partie centrale correspond au noyau d'air et il n'y a donc pas de données dans cette zone. Globalement, les vitesses maximales sont atteintes à proximité du noyau d'air dans la partie supérieure du champ, dans la zone où le tourbillon est alimenté par l'écoulement amont.

Le champ de vitesse obtenu dans le plan vertical est représenté dans la figure 3.5(b). Le champ est délimité par l'interface sur les côtés droit et supérieur. La vitesse augmente de manière importante et très localisée à proximité du trou d'évacuation. En $z = 0$, du fait de l'arrondi de 10 mm entre le tuyau d'évacuation et la paroi inférieure, l'évacuation débute en $r = 24 \text{ mm}$. Cela correspond sur le champ à la zone où la vitesse augmente rapidement et s'oriente vers le bas. Les vitesses dans le coin inférieur droit du champ ne sont pas affichées à cause des réflexions de la nappe laser sur l'interface qui sont particulièrement intenses dans cette zone et perturbent la mesure. Le champ montre que les vitesses augmentent plus rapidement à proximité du fond de la boîte et de la surface libre, ce qui correspond aux observations d'Echávez et McCann [18] et Andersen *et al.* [1, 2]. La vitesse est légèrement ascendante sur la partie gauche ($x > 50 \text{ mm}$) alors qu'elle est horizontale ou descendante pour $x < 50 \text{ mm}$, ce qui se rapproche là aussi des structures mises en évidence par ces auteurs. Ce comportement est particulièrement visible en traçant les lignes de courant, figure 3.6.

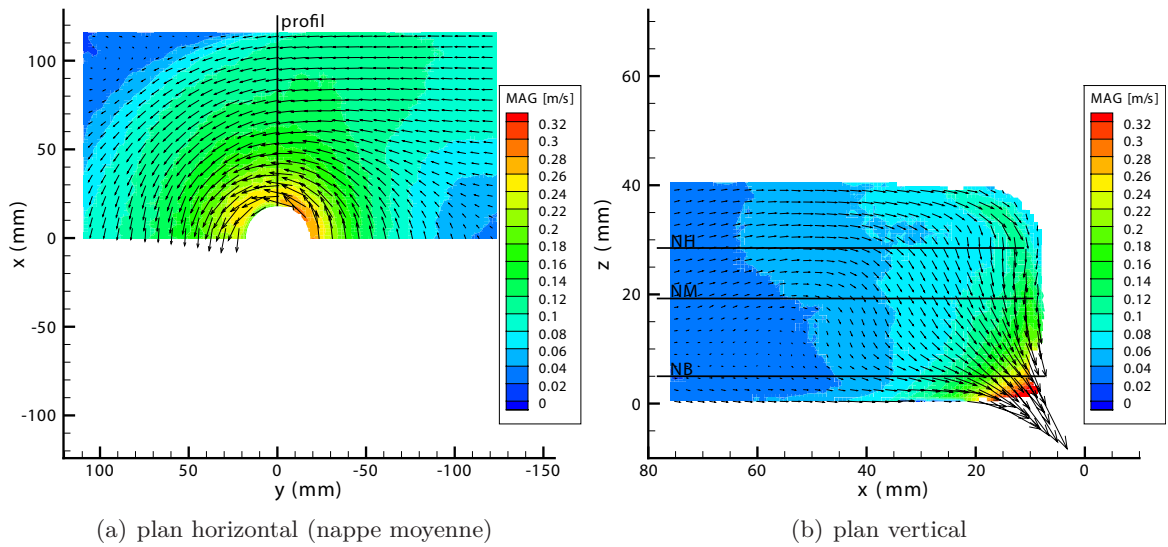


FIGURE 3.5 – Champs de vitesse mesurés par PIV à $Q_e = 16 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$ en configuration nominale. Les lignes noires correspondent aux zones où sont extraits les profils de vitesse

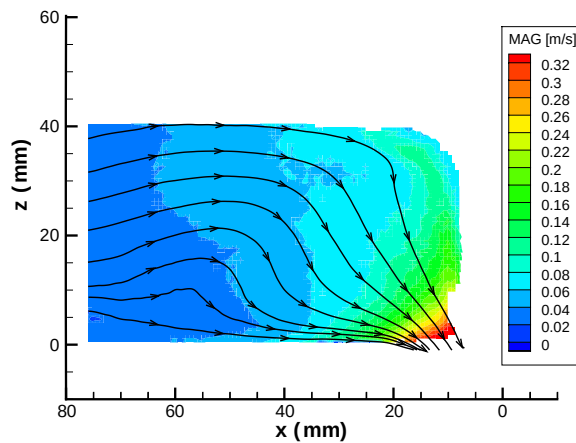


FIGURE 3.6 – Champs de vitesse et lignes de courant mesurés par PIV dans le plan vertical à $Q_e = 16 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$ en configuration nominale

Ces champs de vitesse permettent d'avoir une vue générale sur l'écoulement autour du tourbillon. Dans la partie suivante, les résultats sont analysés à partir des profils de vitesse extraits de ces champs. Les lignes noires sur les figures 3.5(a) et 3.5(b) permettent de visualiser où sont extraits les profils de vitesse.

3.1.6 Profils de vitesse

La figure 3.7 représente les profils des 3 composantes de vitesse en fonction de x , ainsi que les niveaux d'eau des essais correspondants.

La composante radiale, figure 3.7(a), est la composante commune aux deux plans de mesure. Les données mesurées dans le plan horizontal montrent des vitesses faibles, comprises entre 0 et $0.01 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ pour la nappe haute et entre 0.01 et 0.04 ms^{-1} sur la nappe moyenne. Seule la nappe basse donne un profil plus marqué : il est confondu avec la nappe moyenne à proximité de la paroi latérale ($110 < x < 120 \text{ mm}$) puis augmente en se rapprochant du centre du tourbillon. Il passe par un maximum de $0.16 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ pour $x = 22 \text{ mm}$, cette position étant située juste après le début de l'arrondi du trou d'évacuation. La vitesse décroît ensuite jusqu'à la coupure du profil, cette dernière étant définie arbitrairement à partir de l'image moyenne de l'essai. Globalement, les vitesses augmentent quand z diminue.

Sur ce même graphe, la présence des profils obtenus dans le plan vertical permet d'évaluer la cohérence entre les mesures des deux plans. Bien qu'il y ait des écarts, l'allure des profils et les ordres de grandeurs des vitesses sur les nappes basses et moyennes sont similaires. Sur la nappe haute, la différence entre les deux plans est un peu plus marquée puisque les vitesses atteintes pour la nappe haute dans le plan vertical sont supérieures à celles de la nappe moyenne.

Pour mieux comprendre la structure de l'écoulement radial, il est possible de tracer des profils de vitesse en fonction de z à partir des données mesurées dans le plan vertical. Pour la composante radiale, la figure 3.8(a) permet de visualiser ces profils en $x = 20, 45$ et 70 mm . Pour $x = 45$ et 70 mm , les profils montrent des vitesses plus importantes en proche paroi et à proximité de la surface libre alors qu'elles sont quasiment nulles pour $10 < z < 20 \text{ mm}$. Le profil en $x = 20 \text{ mm}$ est encore plus marqué : la vitesse atteint $0.21 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ en proche paroi puis décroît quand z augmente jusqu'à changer de signe. La vitesse augmente de nouveau de manière très localisée sous la surface libre, avec un maximum local de $0.07 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ centré sur $z = 40 \text{ mm}$. Cela confirme donc l'existence d'un écoulement radial plus marqué à proximité de la surface libre et de la paroi inférieure, comme évoqué dans la partie précédente. Dans le plan horizontal, la nappe haute se limite à une distance de 10 mm sous la surface libre à cause des réflexions qu'elle génère avec la nappe laser. La figure 3.8(a) montre que l'écoulement radial est concentré à moins de 10 mm sous la surface libre. Il n'est donc pas repérable sur les mesures dans le plan horizontal.

Il faut noter que la position en z des nappes moyennes et hautes sont relatives au niveau d'eau moyen au cours de l'essai. Pour le plan horizontal, cette position a été évaluée de manière approximative en se basant sur les valeurs de niveau mesurées pendant le réglage de la hauteur de la nappe laser. Dans le plan vertical, la hauteur de nappe a été calculée à posteriori à partir du calcul de la moyenne du niveau d'eau mesuré sur la période correspondante (l'évolution temporelle du niveau étant visible dans la figure 3.7(d)). Compte tenu de l'allure du profil de vitesse radiale en fonction de z (figure 3.8(a)) un petit décalage sur la hauteur relative du profil par rapport à la surface libre peut entraîner une différence notable sur le profil tracé en

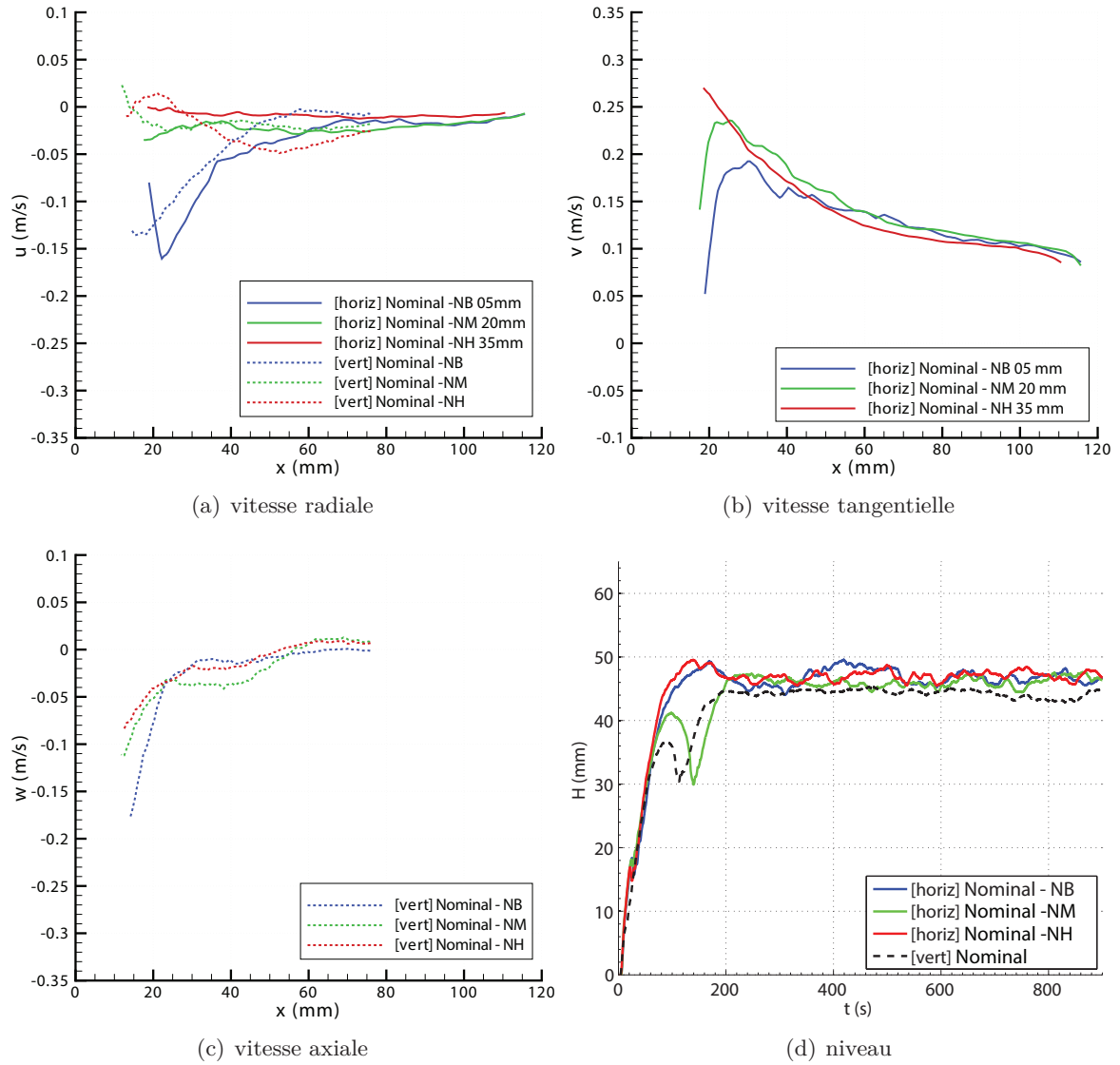


FIGURE 3.7 – Niveau d'eau en fonction du temps et profils de vitesse en fonction de x , pour 3 hauteurs différentes. Essai avec bord arrondi à $Q_e = 16 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$, configuration nominale

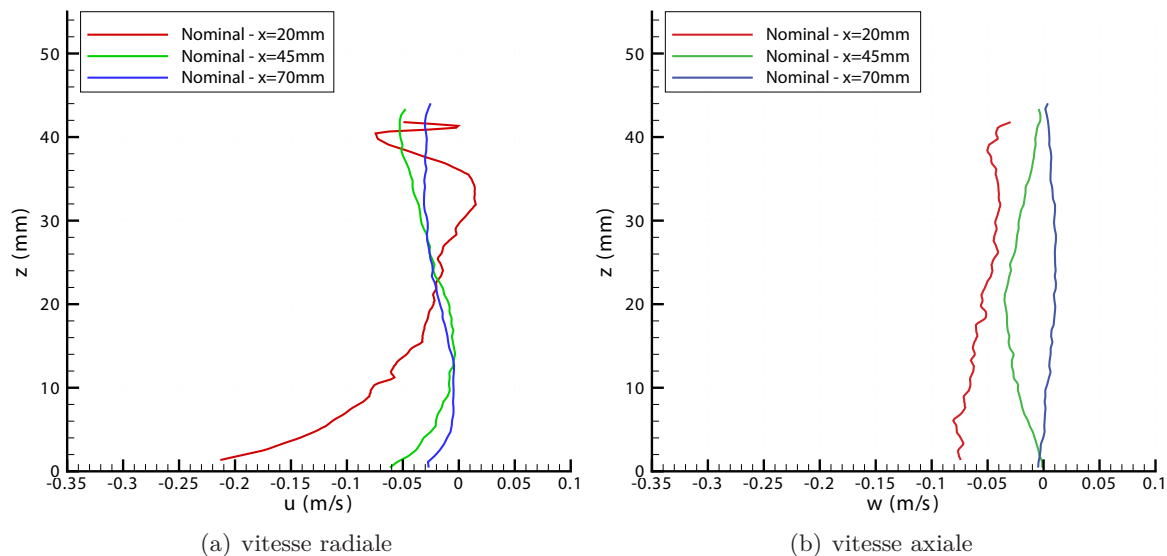


FIGURE 3.8 – Profils de vitesse en fonction de z , en $x = 20, 45$ et 70 mm (correspondant respectivement aux courbes rouge, verte et bleue). Essai avec bord arrondi à $Q_e = 16 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$, configuration nominale

fonction de x . Cela peut expliquer les différences constatées entre les deux plans de mesure d'une même configuration.

Les profils de la composante tangentielle, visibles sur la figure 3.7(b), ne sont accessibles que dans le plan horizontal. Les profils correspondent à l'allure caractéristique de la distribution de vitesse tangentielle dans un tourbillon, à savoir une vitesse croissante en se rapprochant de l'axe de rotation et passant par un maximum avant de décroître dans le coeur du tourbillon. Les profils des 3 hauteurs de nappe sont confondus à l'extérieur du tourbillon. Ils se démarquent en se rapprochant du centre avec des vitesses d'autant plus importantes que la hauteur de nappe augmente. Les vitesses maximales valent donc $0.19, 0.24$ et 0.27 mm , respectivement pour les nappes basse, moyenne et haute. Ces mesures montrent que la vitesse tangentielle dépend de z , ce qui est rarement pris en compte dans la littérature.

Sur les nappes basse et moyenne, la décroissance de vitesse dans le coeur du tourbillon est visible, ce qui indique que la taille du noyau d'air est inférieure à la taille du coeur visqueux du tourbillon. En revanche, la position du maximum diminue lorsque la hauteur de nappe augmente, ce qui témoigne d'une diminution du rayon visqueux, alors que le noyau d'air augmente avec la hauteur. Ce point sera développé dans la partie 5.2.5.

Les profils de la composante axiale, mesurables uniquement dans le plan vertical, sont représentés figure 3.7(c). Ils montrent des vitesses nulles voir légèrement positives loin du centre du tourbillon. En se rapprochant du centre, les vitesses sont négatives et augmentent (en valeur absolue) jusqu'à atteindre un maximum à proximité du noyau d'air. Ces valeurs sont de $0.08, 0.11$ et $0.18 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ respectivement pour les nappes haute, moyenne et basse. Il y a donc une augmentation de la vitesse axiale quand z diminue et se rapproche du trou d'évacuation. Du fait de sa proximité avec la paroi inférieure, le profil de la nappe basse varie peu pour $30 < x < 75 \text{ mm}$. La variation est nettement plus importante pour $x < 25 \text{ mm}$, avec une pente plus grande que pour les deux autres nappes. Cette zone correspond à la portion du profil située au-dessus de l'évacuation. La proximité de la paroi et du trou d'évacuation donnent donc des variations de vitesses plus marquées sur le profil de la nappe

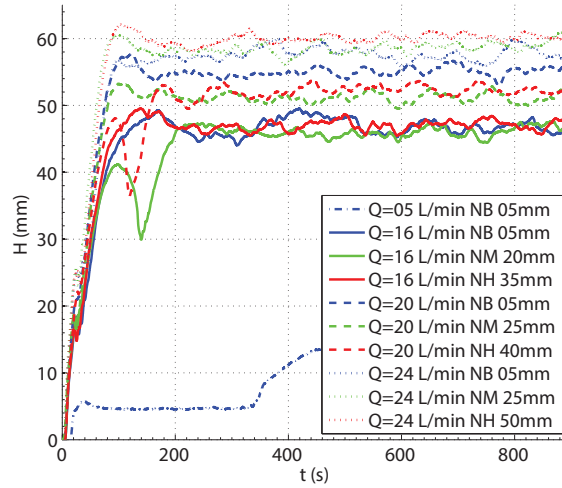


FIGURE 3.9 – Niveau d'eau en fonction du temps. Essai en configuration nominale pour une plage de débits Q_e allant de 5 à 24 $\text{L} \cdot \text{min}^{-1}$

basse. La figure 3.8(b) permet de visualiser les profils tracés en fonction de z . Loin du centre du tourbillon, en $x = 70 \text{ mm}$, les vitesses sont nulles voire légèrement positives, ce qui traduirait une tendance ascendante de l'écoulement dans cette zone. En $x = 70 \text{ mm}$ et $x = 45 \text{ mm}$, les vitesses sont nulles à la paroi et à proximité de la surface libre. Ce n'est pas le cas en $x = 20 \text{ mm}$, où les vitesses sont supérieures sur toute la longueur du profil. Le profil permet aussi de voir que la vitesse augmente de manière relativement linéaire quand z diminue, ce qui est cohérent avec les observations de Chen *et al.* [14].

Concernant les niveaux d'eau, la figure 3.7(d) montrent qu'ils sont cohérents pour tous les essais étudiés ici avec des écarts qui sont compris dans l'erreur de mesure ($\pm 4 \text{ mm}$).

La structure du tourbillon dans la boîte à eau est donc similaire aux structures décrites par Echávez et McCann [18] et Andersen *et al.* [1, 2] : l'écoulement radial est majoritairement concentré dans deux zones, l'une à proximité de la paroi inférieure et l'autre sous la surface libre, et l'écoulement axial est légèrement ascendant sur la partie extérieure de l'écoulement. Ce type de structure se retrouve sur les autres configurations étudiées. La configuration nominale fait état de référence et les autres configurations sont comparées à cette référence dans la suite.

3.1.7 Influence du débit

Niveau d'eau

Le niveau d'eau dans la boîte augmente avec le débit d'entrée Q_e . Il s'agit ici de mettre en évidence la manière dont évoluent les composantes de vitesse dans le tourbillon en fonction de ce débit d'entrée. La figure 3.9 permet de visualiser les évolutions temporelles de niveau d'eau pour les essais qui sont exploités ici. Les groupes de courbes correspondant à chaque débit se démarquent nettement les uns des autres.

Chaque débit comporte trois courbes correspondant au trois hauteurs de nappe, sauf le débit $Q_e = 5 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$ pour lequel la mesure n'a pu être réalisée que sur la nappe basse

du fait de la faible hauteur d'eau. Les niveaux d'eau moyens et les nombres caractéristiques associés sont reportés dans le tableau 3.3. Il montre que pour les débits compris entre 16 et 24 L · min⁻¹, le nombre de Froude dans la boîte reste constant, ce qui indique un point d'équilibre de l'écoulement. A 5 L · min⁻¹ le Froude dans la boîte augmente. Dans cette configuration le niveau d'eau est faible : de l'ordre de grandeur du rayon de l'évacuation. Le nombre de Reynolds dans l'évacuation est d'ailleurs nettement plus faible que pour les autres débits.

Q_e (L · min ⁻¹)	H_{moy} (mm)	Evacuation		Boîte	
		Re	Fr	Re	Fr
5	13.6	4053	0.311	345	0.070
16	46.0	12968	0.995	1103	0.036
20	52.8	16210	1.243	1379	0.037
24	58.8	19452	1.492	1655	0.037

TABLE 3.3 – Niveaux moyens et nombres caractéristiques de l'écoulement en régime stationnaire et en configuration nominale pour des débits allant de 5 à 24 L · min⁻¹

Profils de vitesse

La figure 3.10 synthétise les mesures de vitesse radiale pour les trois hauteurs de nappe. Sur la nappe basse, figure 3.10(a), les profils à 16, 20 et 24 L · min⁻¹ se superposent et seules les valeurs maximales de vitesse à proximité du noyau d'air varient en fonction du débit. Elles ont tendance à augmenter avec le débit, bien que les profils à 16 et 20 L · min⁻¹ ne montrent pas de différences significatives. Seul l'essai à 5 L · min⁻¹ présente un profil différent avec une vitesse qui n'augmente pas en se rapprochant du centre. A ce débit, le niveau d'eau moyen au cours de l'essai était d'environ 14 mm. Dans ce cas la nappe basse, fixée à 5 mm, est quasiment positionnée à la moitié de la hauteur d'eau. Elle ne permet donc pas d'observer l'accélération de l'écoulement radial à proximité de la paroi inférieure et l'allure du profil se rapproche plus des résultats obtenus sur la nappe moyenne.

Les résultats pour la nappe moyenne, figure 3.10(b), montrent des profils confondus pour les trois débits. Il n'y a donc pas de tendance particulière qui se dégage. Les mesures sur la nappe haute, figure 3.10(c), montrent les mêmes tendances que pour la nappe basse : la vitesse radiale augmente avec le débit et l'écart entre chaque débit augmente en se rapprochant du centre du tourbillon. Cela confirme les observations d'Echávez et McCann [18] et Andersen *et al.* [1, 2] sur la structure du tourbillon : celui-ci est essentiellement alimenté par les zones situées sous la surface libre et à proximité de la paroi inférieure. L'augmentation du débit entraîne une augmentation de la vitesse radiale uniquement dans ces zones.

Les résultats sur la composante tangentielle sont synthétisés dans la figure 3.11. La tendance est la même sur les trois hauteurs de nappe : la vitesse tangentielle augmente sur toute la longueur du profil lorsque le débit diminue. Ce résultat peut paraître surprenant dans la mesure où l'augmentation du débit entraîne une aspiration plus importante au niveau de l'évacuation. Cette aspiration est responsable de l'amplification du tourbillon (Guyon *et al.* [27]) ce qui devrait se traduire par une augmentation de la vitesse tangentielle. Ceci est valable à partir du moment où la hauteur d'eau est fixe, ce qui est le cas de la majorité des travaux sur le tourbillon de vidange dans la littérature. Ici, le niveau n'est pas fixe et il augmente avec le débit. A débit fixe, l'augmentation du niveau d'eau diminue l'intensité du tourbillon jusqu'à le faire disparaître. La hauteur d'eau limite à laquelle le tourbillon disparaît est appelée submergence critique et c'est un paramètre largement étudié dans la littérature

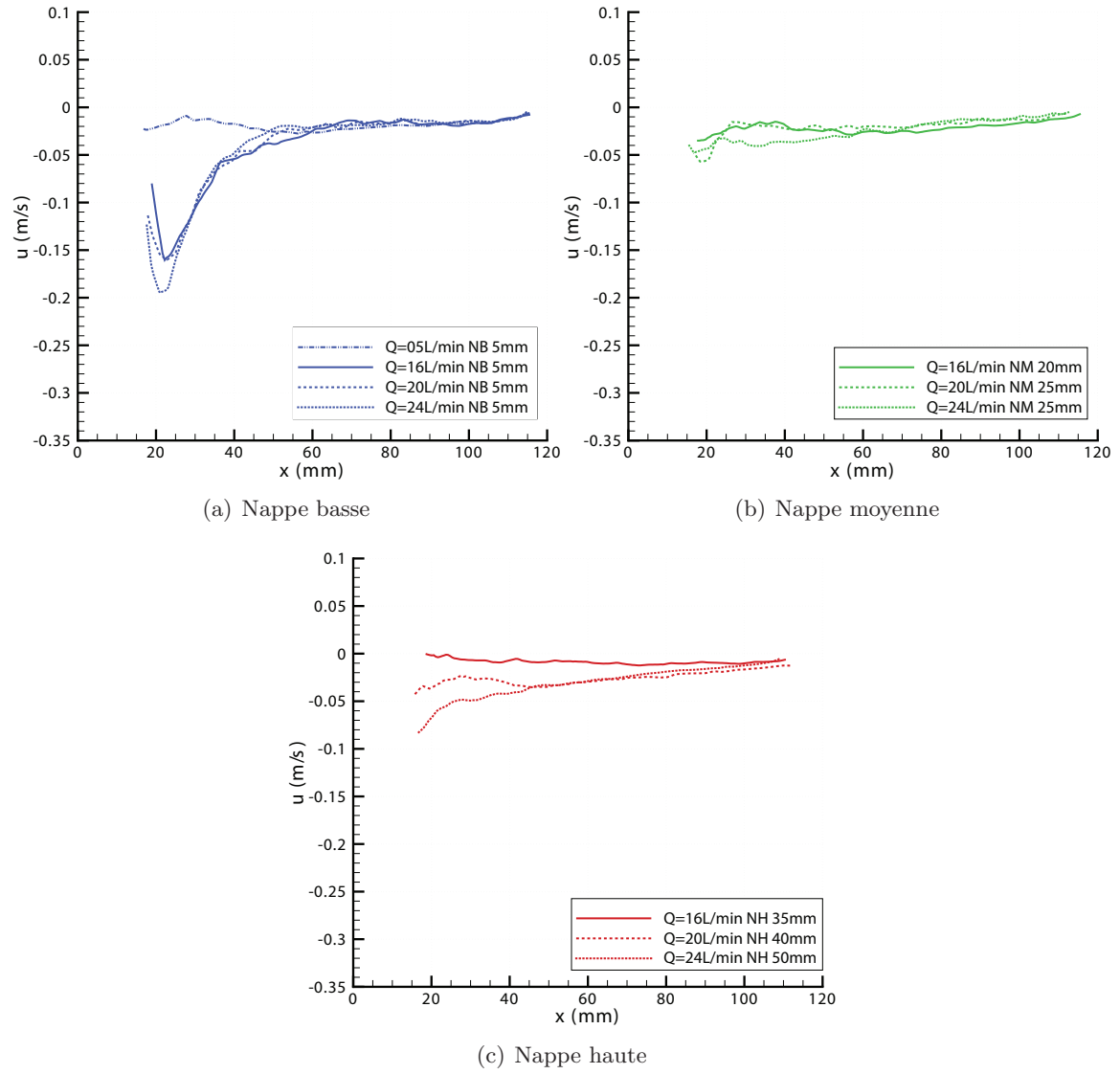


FIGURE 3.10 – Profils de vitesse radiale en fonction de x en configuration nominale pour une plage de débits Q_e allant de 5 à 24 $\text{L} \cdot \text{min}^{-1}$

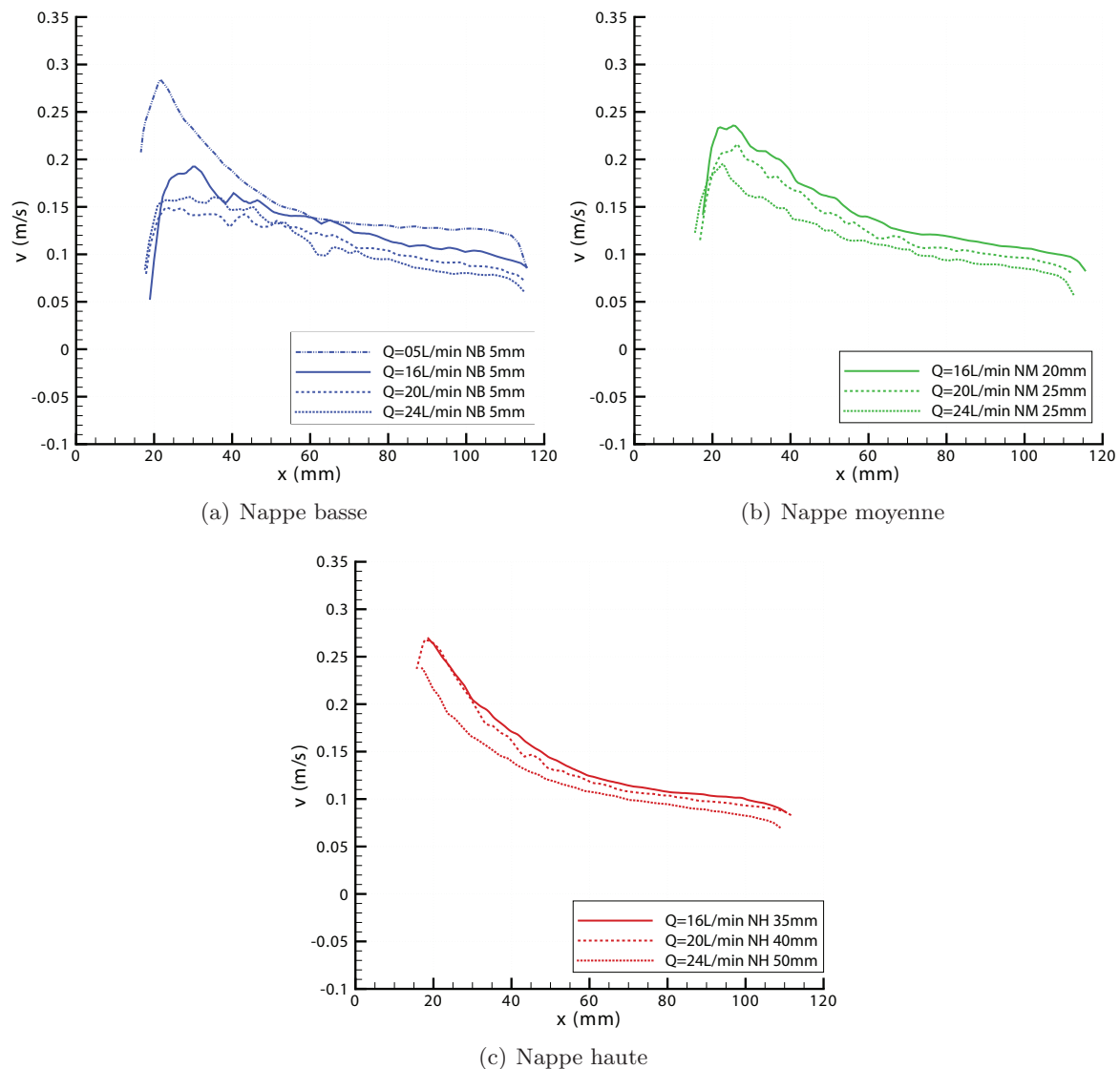


FIGURE 3.11 – Profils de vitesse tangentielle en fonction de x en configuration nominale pour une plage de débits Q_e allant de 5 à $24 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$

(Odgaard [49], Piva *et al.* [53], Li *et al.* [42]) afin d'éviter la formation de tourbillons dans les installations hydrauliques. Dans la boîte à eau, hauteur d'eau et débit sont liés. Les vitesses tangentielles résultent donc d'une compétition entre l'augmentation de débit qui amplifie le tourbillon et l'augmentation de niveau qui diminue son intensité. Dans la configuration étudiée ici, les résultats de la figure 3.11 montrent que l'augmentation de débit est compensée par l'augmentation de niveau ce qui engendre une diminution de la vitesse tangentielle.

Les modèles de tourbillon s'appuient généralement sur la circulation pour calculer les composantes de vitesse. A partir des champs de vitesse, il est possible de calculer la circulation Γ en intégrant le champ de vitesse sur un contour fermé $\mathcal{C}$:

$$\Gamma = \oint_{\mathcal{C}} \overrightarrow{U(u, v)} \bullet d\vec{l} \quad (3.2)$$

Les données étant extraites des mesures PIV dans le plan horizontal, le champ de vitesse

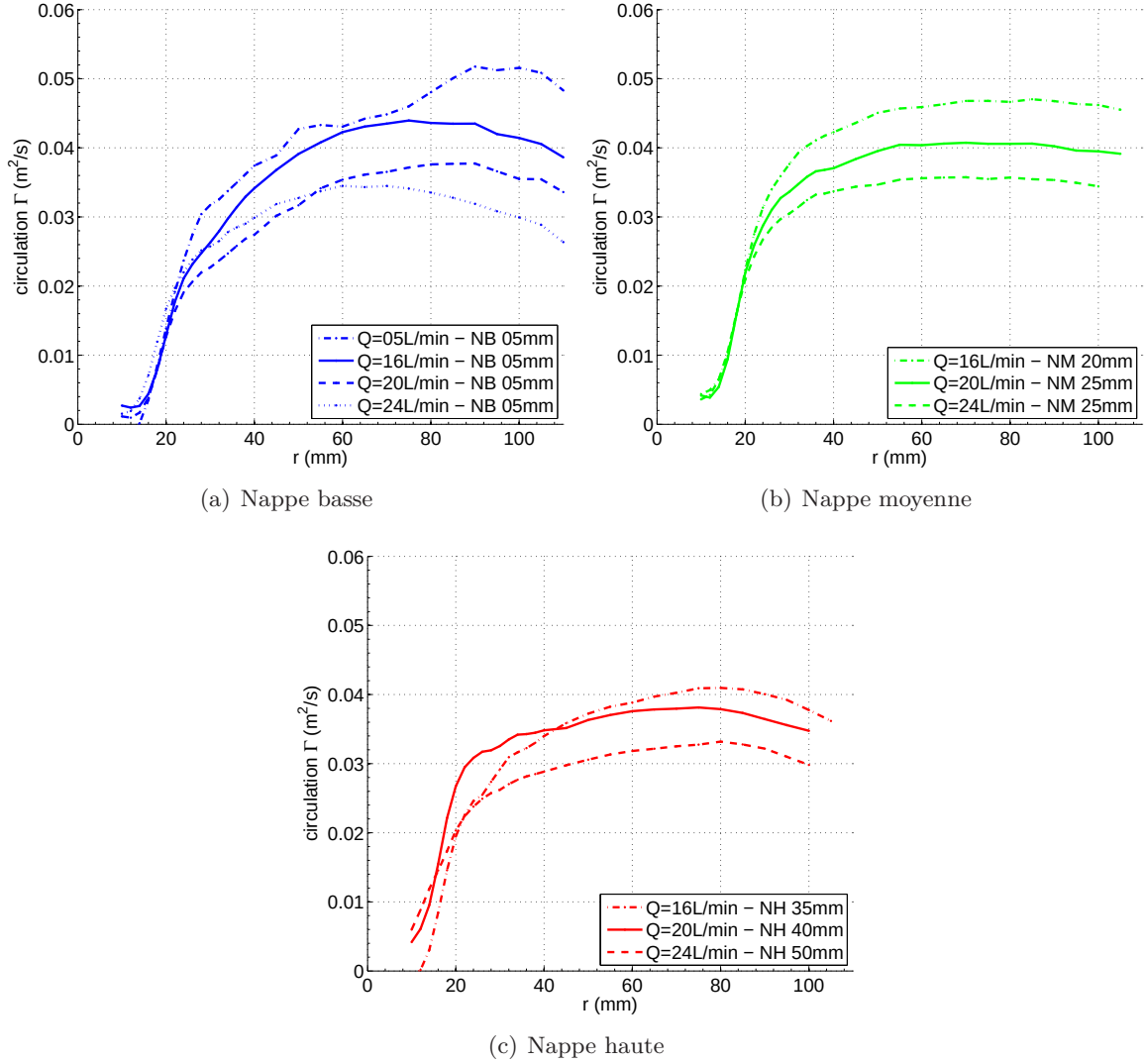


FIGURE 3.12 – Circulation Γ en fonction du rayon r en configuration nominale pour une plage de débits Q_e allant de 5 à 24 $\text{L} \cdot \text{min}^{-1}$

$\vec{U}$ est 2D et il est constitué des composantes de vitesse (u, v) respectivement associées aux axes (x, y) . Le contour utilisé pour l'intégration est un cercle de rayon R_Γ concentrique au tourbillon. Il est possible de décomposer l'équation (3.2) en la projetant sur les axes (x, y) , ce qui permet d'obtenir l'expression de la circulation sous la forme :

$$\Gamma = \int_{-R_\Gamma}^{R_\Gamma} u \cdot dl_x + \int_{-R_\Gamma}^{R_\Gamma} v \cdot dl_y \quad (3.3)$$

Avec dl_x et dl_y les projections sur (x, y) de l'élément $d\vec{l}$. A partir des mesures PIV, les données sont extraites pour une série de valeurs de R_Γ comprises entre 10 mm et 110 mm. Chaque point extrait étant notamment défini par ses coordonnées et ses deux composantes de vitesse, il est possible d'obtenir la circulation en utilisant la méthode des trapèzes pour calculer numériquement l'équation (3.3).

L'exploitation des données permet de tracer des courbes $\Gamma = f(r)$ pour les différents débits

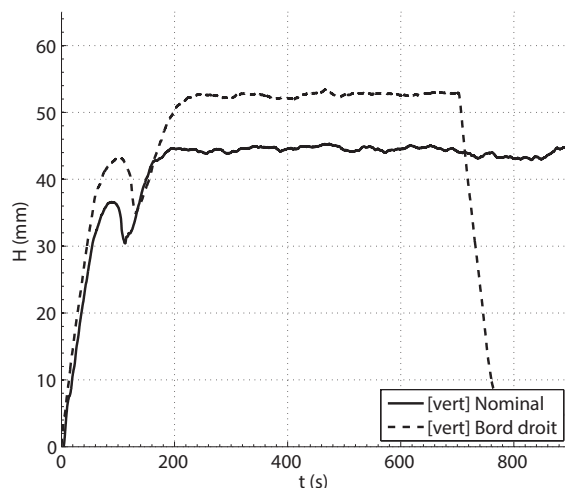


FIGURE 3.13 – Niveau d’eau en fonction du temps. Essai en configuration nominale (bord arrondi) à $Q_e = 16 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$, comparaison des géométries d’évacuation à bord arrondi et à bord droit

mesurés, visibles sur la figure 3.12. La nappe moyenne, figure 3.12(b), montre la plus grande régularité : dans le coeur du tourbillon, les courbes sont superposées, la circulation a la même valeur quel que soit le débit. En revanche à l’extérieur du tourbillon la circulation diminue lorsque le débit augmente, avec un écart de $5 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ entre chaque configuration. Sur les nappes basse et haute, respectivement figure 3.12(a) et figure 3.12(c), les écarts entre les configurations sont un peu plus importants mais les tendances restent les mêmes : les courbes sont très proches dans le coeur du tourbillon et la même hiérarchie est respectée à l’extérieur avec une circulation qui croît lorsque le débit diminue. A iso-configuration, la circulation évolue peu en fonction de la hauteur de nappe.

3.1.8 Influence de la géométrie du bord de l’évacuation

Une configuration avec un tuyau à bord droit (muni d’une arête vive) a été testée lors des mesures dans le plan vertical afin d’être comparée au bord arrondi utilisé par défaut. La présence d’une arête vive au niveau d’une évacuation peut provoquer des décollements de l’écoulement d’eau et une contraction du jet de sortie. Dans le cas présent, il existe simultanément un noyau d’air dans l’évacuation du fait de la présence du tourbillon de vidange. La figure 3.13 montre l’évolution du niveau d’eau en fonction du temps et permet de comparer les géométries à bord droit et arrondi en configuration nominale. Les courbes montrent un net écart avec un niveau supérieur de plus de 8 mm pour le bord droit. Le résultat est donc conforme à ce qui était attendu : une augmentation de niveau due à la présence d’une arête vive sur l’évacuation.

Il s’agit ensuite de vérifier si cette géométrie a un impact sur l’écoulement dans le tourbillon. La figure 3.14 représente les profils de vitesses radiale et axiale en fonction du rayon. Sur la vitesse radiale, les résultats des deux configurations sont très proches et les profils sont globalement confondus. La seule différence notable se situe à proximité du centre du tourbillon sur la nappe basse : la vitesse radiale maximale est plus importante dans la configuration à bord droit et elle est atteinte à une distance plus faible du centre du tourbillon. Cette augmentation de vitesse est due à la présence de l’arête qui a pour effet d’accélérer

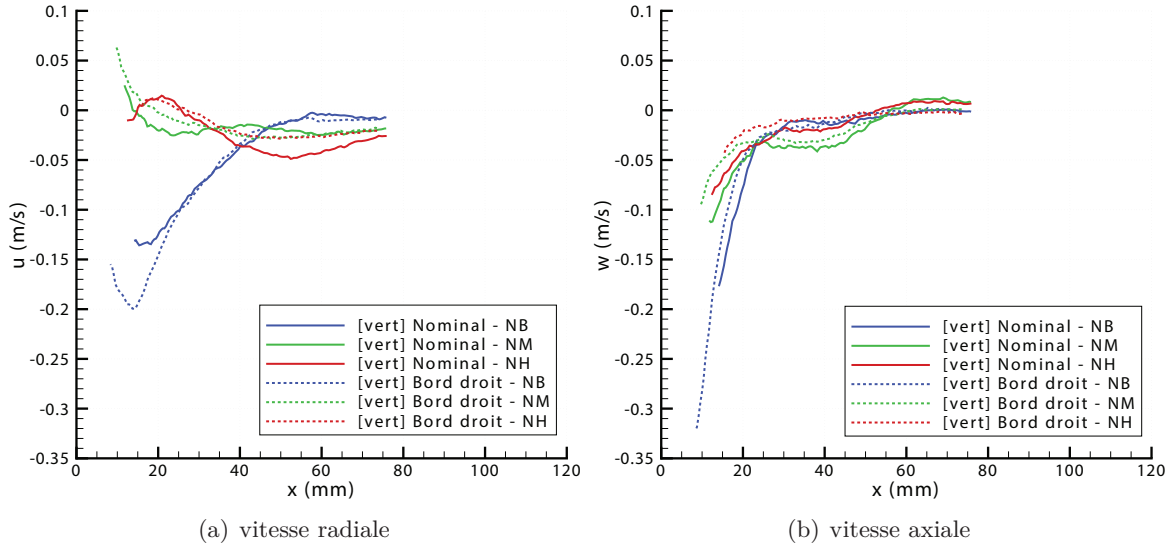


FIGURE 3.14 – Profils de vitesse en fonction de x , pour 3 hauteurs différentes. Essai en configuration nominale à $Q_e = 16 \text{ L.min}^{-1}$, comparaison des géométries d'évacuation à bord arrondi et à bord droit

l'écoulement de manière plus intense et localisée que le bord arrondi.

Sur les vitesses axiales, la nappe basse donne des profils très proches. Là encore, la vitesse maximale est plus importante dans la configuration à bord droit mais cela est dû au fait que le profil se rapproche plus du noyau d'air. A rayon équivalent, les vitesses des deux configurations sont en effet très proches et légèrement supérieures pour le bord arrondi. Pour les deux autres nappes, les vitesses atteintes à proximité du noyau d'air sont plus faibles d'environ 0.03 ms^{-1} pour le bord droit et les profils sont décalés vers le centre du tourbillon par rapport au bord arrondi. Ce décalage est lié au bord droit qui impose une aspiration plus localisée au niveau de l'évacuation. La hauteur d'eau plus importante devrait aussi s'accompagner un noyau d'air plus fin, ce qui explique ce décalage.

En synthèse, le bord droit génère un décollement au niveau de son arête et entraîne une augmentation du niveau d'eau de 8 mm. En revanche, il y a peu de différences visibles sur les profils de vitesse. Les modifications de l'écoulement se concentrent uniquement à proximité du trou où l'aspiration plus concentrée du tuyau à bord droit entraîne une augmentation des vitesses radiales et axiales.

3.2 Interaction entre les écoulements d'air et d'eau

La circulation d'air générée par le boîtier de ventilation, chauffage et climatisation (HVAC) peut entraîner des gouttes d'eau dans le circuit de ventilation, soit par transport de gouttes déjà présentes dans l'écoulement, soit par arrachement de gouttes depuis la surface libre du volume d'eau accumulé dans la boîte à eau. Ces mécanismes font partie des phénomènes à risques pour l'ingestion d'eau dans le HVAC. Ici, la priorité est donnée à l'étude du tourbillon de vidange et des risques de débordements qu'il entraîne. Il s'agit donc de vérifier si l'écoulement d'air généré par le HVAC a un impact sur le niveau d'eau ou sur la structure du tourbillon.

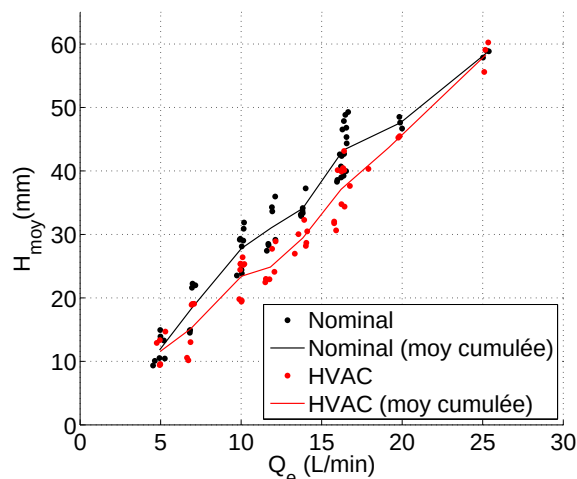


FIGURE 3.15 – Hauteur d’eau moyenne H_{moy} en régime stationnaire en fonction du débit d’entrée Q_e . Comparaison des configurations nominale et HVAC

3.2.1 Niveau d’eau

La maquette de boîte à eau utilisée ici est un volume comportant trois ouvertures : une entrée d’air et d’eau (la grille d’auvent), une évacuation d’eau et une sortie d’air sur laquelle est montée le pulseur (HVAC) servant à générer l’écoulement d’air pour la ventilation de l’habitable. Ce pulseur aspire donc l’air présent dans la boîte. A cause de la perte de charge induite par la grille d’auvent, la mise en route du HVAC se traduit par une mise en dépression de la boîte à eau. Dans le cas d’une vidange de réservoir classique, le débit d’évacuation devrait diminuer lorsque le réservoir est mis en dépression par rapport à l’extérieur. Cela se traduirait alors par une augmentation du niveau d’eau dans la boîte.

Le niveau d’eau a donc été mesuré pour huit valeurs de débit allant de 5 à 25 $L \cdot min^{-1}$ en configuration nominale puis en configuration HVAC (c’est-à-dire avec un écoulement d’air). Chaque point de la figure 3.15 représente un essai à l’aide du débit moyen et de la hauteur moyenne calculés sur la phase stationnaire de l’essai. Les niveaux et débits ayant tendance à fluctuer, il en résulte un nuage de points. Pour les huit débits différents, la valeur moyenne du groupe de point a été calculée afin de tracer une courbe de tendance du niveau en fonction du débit.

Bien que les nuages de points des deux configurations aient tendance à se recouvrir, la configuration HVAC donne un niveau d’eau inférieur au cas nominal, particulièrement sur les débits intermédiaires. Ce résultat va donc dans le sens opposé à celui initialement attendu puisque l’écoulement d’air dû au HVAC a pour effet de faire baisser le niveau d’eau dans la boîte. Ce comportement pourrait s’expliquer par une modification de la structure de l’écoulement, notamment au niveau du tourbillon de vidange, du fait de la présence de l’écoulement d’air et de la dépression qu’il génère dans la boîte.

Le tableau 3.4 permet de comparer les nombres caractéristiques de cet écoulement par rapport au cas de référence. Le débit étant identique, il n’y a pas de différences au niveau de l’évacuation. Dans la boîte, l’écoulement est aussi à iso-Reynolds mais son nombre de Froude augmente dans la configuration HVAC. Il n’y a néanmoins pas de changement de régime et l’écoulement reste fluvial dans cette zone.

Configuration	Evacuation		Boîte	
	Re	Fr	Re	Fr
Référence	13000	0.995	1100	0.036
HVAC	13000	0.995	1100	0.042

TABLE 3.4 – Nombres caractéristiques de l'écoulement en régime stationnaire à $Q_e = 16 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$. Comparaison de la configuration HVAC avec le cas de référence

3.2.2 Vitesse en régime stationnaire

A l'aide des mesures PIV, il s'agit ici de voir si le HVAC a un impact sur les vitesses dans le tourbillon de vidange. Les profils de vitesse en fonction de x extraits des mesures PIV sont synthétisés dans la figure 3.16 pour un débit $Q_e = 16 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$. Pour ce débit, les mesures ont été réalisées dans les deux plans ce qui permet d'obtenir les trois composantes de vitesse.

Sur la composante radiale tout d'abord, la figure 3.16(a) montre que les profils des deux configurations sont confondus sur la nappe moyenne. Sur les nappes basses et hautes, de légères différences sont visibles à proximité du centre du tourbillon, avec une vitesse plus faible sur la nappe basse et plus importante sur la nappe haute. La comparaison des données obtenues dans le plan vertical, figure 3.16(b), avec celles du plan horizontal de la figure 3.16(a) montre des écarts entre les mesures des deux plans qui sont du même ordre de grandeur que les écarts constatés entre les configurations. Il n'y a donc pas de différences significatives et reproductibles sur les profils de vitesse des deux configurations testées. La nappe haute comporte néanmoins des vitesses plus importantes dans la configuration HVAC. Cette augmentation peut être due au positionnement de la nappe par rapport à l'écoulement radial situé sous la surface libre. De plus, les débits sont identiques dans les deux configurations alors le niveau d'eau est plus faible dans la configuration HVAC, ce qui implique que la vitesse radiale doit être supérieure, en moyenne, sur la hauteur d'eau.

Sur la composante tangentielle, figure 3.16(c), les profils montrent encore de légers écarts mais sans tendance nette : les profils de la nappe basse sont superposés alors que la vitesse a tendance à augmenter sur la nappe moyenne et à diminuer sur la nappe haute. Enfin les profils de vitesse axiale, figure 3.16(d), ne montrent pas de différence significative sur la configuration HVAC par rapport au cas nominal, si ce n'est des vitesses plus stables et voisines de zéro pour $x > 30 \text{ mm}$.

La figure 3.17 permet de visualiser les évolutions temporelles du niveau d'eau pendant les essais et ainsi d'apprécier l'écart de niveau qui existe entre les configurations.

3.2.3 Hypothèse

L'écoulement d'air généré par la ventilation met la boîte en dépression par rapport à l'extérieur et entraîne une diminution du niveau d'eau. Pourtant, les mesures de vitesses en régime stationnaire ne montrent pas de différences significatives entre la configuration nominale et la configuration avec écoulement d'air.

Il s'agit de mettre en évidence le mécanisme responsable de cette diminution du niveau d'eau. La formation du noyau d'air dans le tourbillon de vidange est liée à la dépression qui règne dans son coeur. Pour illustrer le phénomène, il est possible de s'appuyer sur le modèle

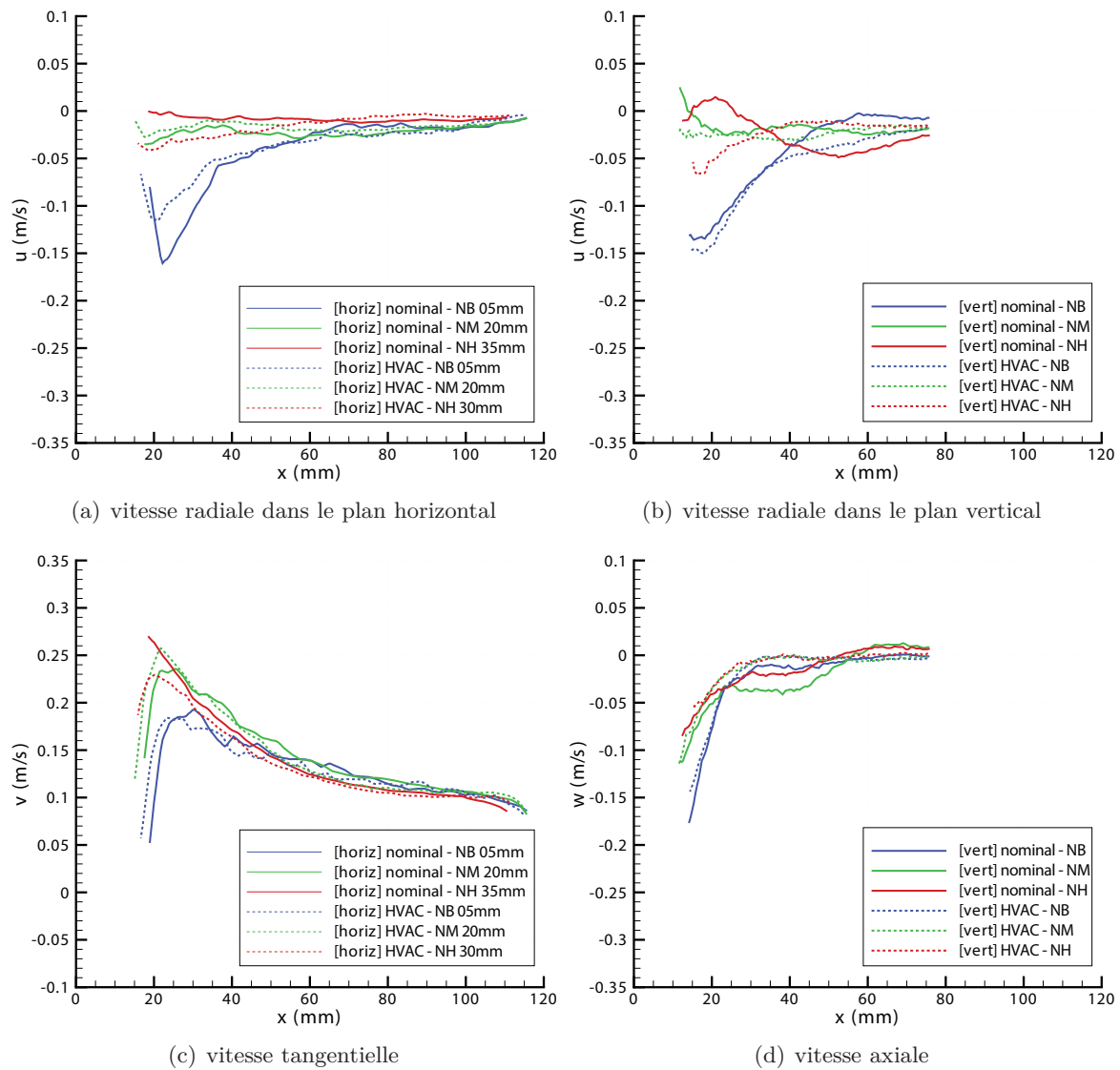


FIGURE 3.16 – Profils de vitesse en fonction de x , pour 3 hauteurs différentes. Essai avec bord arrondi à $Q_e = 16 \text{ L.min}^{-1}$, comparaison des configurations nominales et HVAC

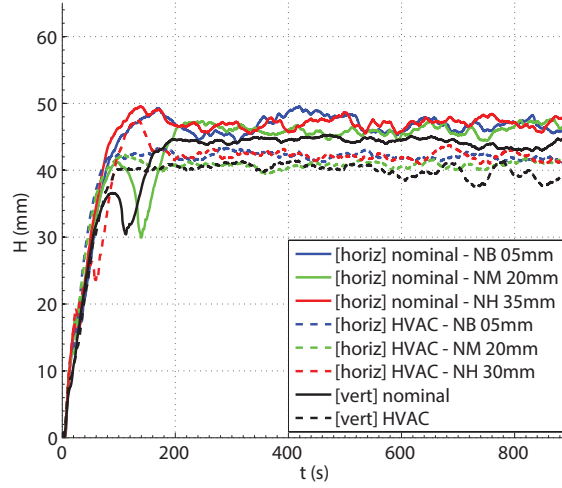


FIGURE 3.17 – Evolution temporelle du niveau d'eau. Essai avec bord arrondi à $Q_e = 16 \text{ L.min}^{-1}$, comparaison des configurations nominales et HVAC

de Burgers-Rott [64], présenté dans la partie 1.2.4. En complément des équations du champ de vitesse, Rott [64] décrit l'évolution de pression p en fonction du rayon :

$$p = -\frac{\rho \Gamma^2 a}{16\pi^2 \nu} \int_x^\infty \left(\frac{1 - e^{-ar^2/(2\nu)}}{ar^2/(2\nu)} \right)^2 dx \quad (3.4)$$

Avec Γ la circulation, r le rayon, a l'aspiration (ou étirement) liée au débit d'eau en sortie, ν la viscosité cinématique de l'eau et ρ sa masse volumique.

Les graphes (b) et (c) de la figure 3.18 représentent respectivement les allures des distributions de vitesse et de pression dans le tourbillon en fonction du rayon. Le profil de pression montre que celle-ci chute à mesure que l'on se rapproche de l'axe du tourbillon et qu'elle atteint son minimum en $r = 0$. Selon l'intensité du tourbillon, les variations de vitesse et pression sont plus ou moins importantes. De la même manière, leurs valeurs dépendent de la hauteur z à laquelle elles sont observées.

Cette approche, purement monophasique, ne prend pas en compte les phénomènes liés à la présence d'une interface liquide/gaz (le noyau d'air). Afin de préserver la continuité à l'interface, celle-ci est définie par l'isosurface sur laquelle la pression du liquide est égale à celle du gaz [27]. De ce fait, si la pression dans le tourbillon diminue jusqu'à être inférieure à la pression de l'air, l'interface eau/air se déforme et un noyau d'air apparaît dans le coeur du tourbillon, comme représenté dans le schéma de la figure 3.18 (a). Les déformations de l'interface sont néanmoins modérées par les effets de tension de surface qui jouent sur sa forme et sa profondeur [69].

En régime stationnaire, la distribution de pression dans le tourbillon est constante. Dans la configuration étudiée ici, une dépression est imposée par l'écoulement d'air. Si la pression dans le noyau d'air diminue, le point $P = P_{air}$ va se rapprocher de l'axe de rotation, ce qui va entraîner une diminution du diamètre du noyau d'air et avoir une influence sur l'écoulement dans le tuyau d'évacuation. Il va donc s'agir d'une modification temporaire du noyau liée à la variation de pression induite par l'écoulement d'air dans la boîte.

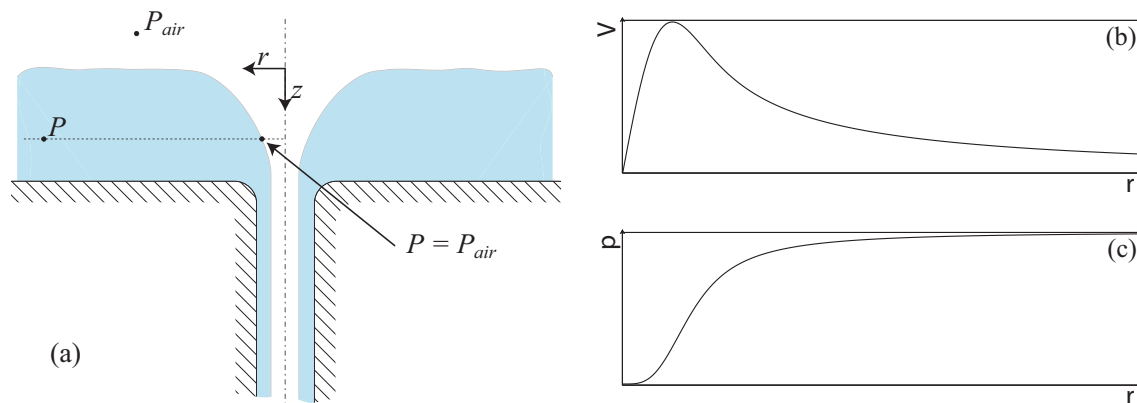


FIGURE 3.18 – (a) Schéma de principe de l’allure d’un tourbillon de vidange vu en coupe. Allures des distributions de vitesse tangentielle (b) et de pression (c) en fonction du rayon, selon le modèle de Burgers-Rott [64]

Pour vérifier cette hypothèse, il est nécessaire d’avoir un écoulement en régime stationnaire, puis d’imposer une variation de pression en allumant le HVAC afin de générer l’écoulement d’air. Il s’agit alors d’observer l’évolution du noyau d’air et de chercher à détecter une variation de ses dimensions. Pour cela le noyau est filmé à l’aide d’une caméra rapide et ses dimensions sont mesurées par traitement d’image. Le montage expérimental et l’algorithme de post-traitement mis en place sont détaillés dans la partie 2.3.

3.2.4 Diamètres de noyau d’air en régime transitoire

Comme indiqué dans la partie 2.3.1, les essais se décomposent en deux parties. Dans la première, le débit d’eau en entrée est fixé à $Q_e = 16 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$ et la dépression générée dans la boîte varie de -40 à -130 Pa . Dans la seconde partie, la dépression par défaut, de -40 Pa , est fixe et c’est le débit d’eau en entrée qui varie de 5 à $24 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$.

Essais à débit constant et dépression variable

La figure 3.19 synthétise les résultats de ces essais. Chaque essai a été reproduit 3 fois, puis post-traité en suivant la méthode décrite dans la section 2.3.2. Les données présentées ici correspondent à la moyenne des 3 essais.

Sur les figures 3.19(a) et 3.19(b) sont respectivement représentés les diamètres moyens du noyau d’air à la base du tourbillon et les niveaux d’eau moyens en fonction du temps. Le HVAC est allumé à $t = 680 \text{ s}$. Avant la mise en route du HVAC, les niveaux d’eau sont stables et compris entre 40 et 50 mm (figure 3.19(b)). Pendant cette phase, les diamètres de noyau d’air sont confondus (figure 3.19(a)). A la mise en route du HVAC, les niveaux d’eau diminuent avant de se stabiliser de nouveau après $t = 750 \text{ s}$. La figure 3.19(a) montre bien que cette décroissance du niveau d’eau est associée à une diminution du diamètre du noyau d’air. Ce dernier commence à diminuer à l’allumage du HVAC et atteint son minimum entre $t = 710$ et $t = 720 \text{ s}$, soit à la moitié de la phase de transition. Il augmente ensuite à mesure que le niveau se stabilise pour tendre vers les dimensions qu’il avait initialement.

Lorsque l’essai est réalisé dans l’autre sens, c’est-à-dire en laissant le niveau se stabiliser avec le HVAC allumé puis en l’éteignant à $t = 680 \text{ s}$, les observations sont similaires (fi-

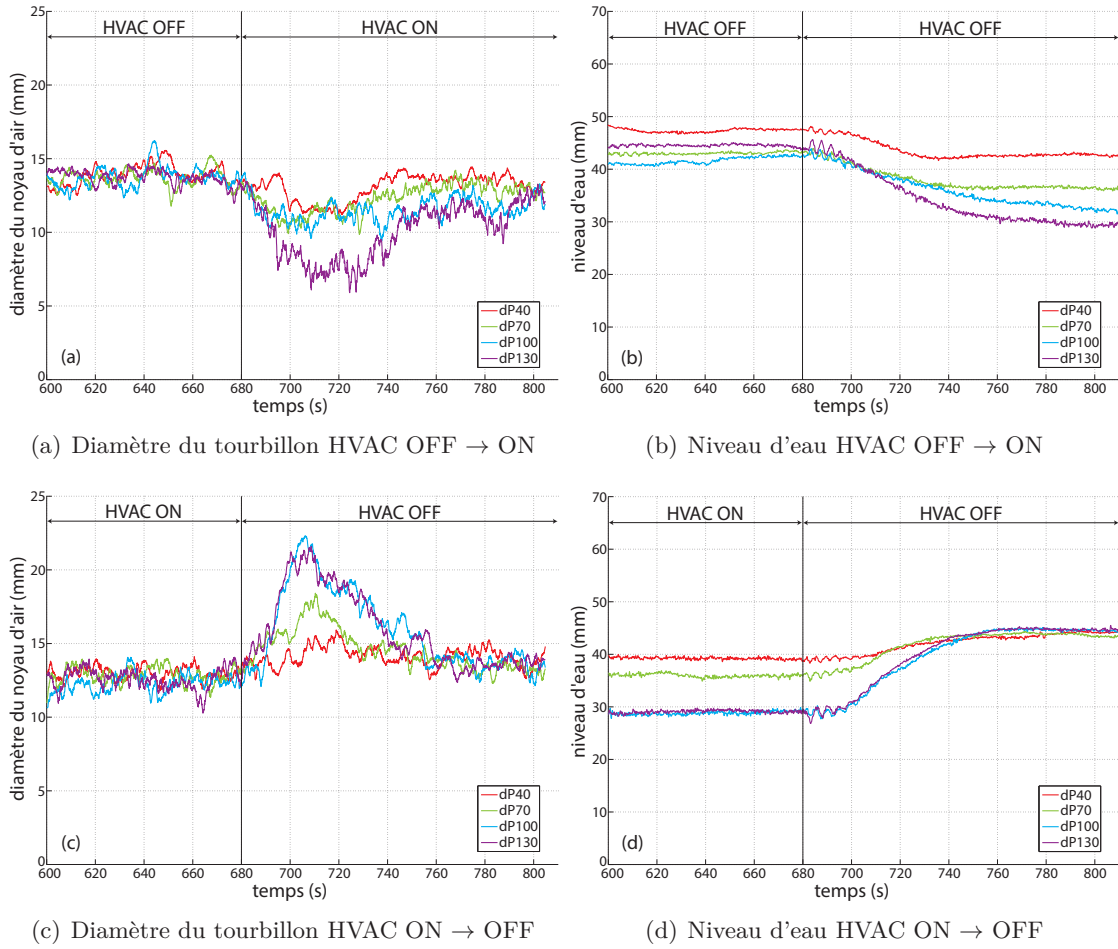


FIGURE 3.19 – Essais à débit constant ($Q = 16 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$) et à dépression variable de 40 à 130 Pa

gure 3.19(c) et figure 3.19(d)). Les niveaux et dimensions du noyau d'air sont stables avant que le HVAC ne soit éteint. Puis après arrêt du HVAC, le niveau se met à augmenter, corrélé avec une augmentation du diamètre du noyau d'air dans le tourbillon. Les temps de transition sont similaires au cas précédent, tout comme la zone pour laquelle la variation de diamètre du noyau d'air est maximale.

Concernant la variation de la dépression appliquée dans la boîte, les figures 3.19(b) et 3.19(d) montrent que les niveaux d'eau, similaires lorsque le HVAC est éteint, varient avec la dépression : plus cette dernière est importante et plus la variation de niveau est importante. Ce phénomène est aussi visible sur les mesures de diamètres du noyau d'air figure 3.19(a) et figure 3.19(c) : plus la dépression est importante et plus la variation de diamètre est marquée.

Essais à débit variable et dépression constante

La figure 3.20 présente les résultats des essais à débit variable et dépression constante (-40 Pa). Les données ont été mises en forme de la même manière que pour les essais précédents mais ils n'ont été réalisés que dans le sens HVAC arrêté vers HVAC allumé. Les essais à faible débit ($Q_e = 5 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$) donnent des niveaux trop faibles et ne permettent pas d'exploiter correctement les images afin d'en extraire les mesures de diamètres.

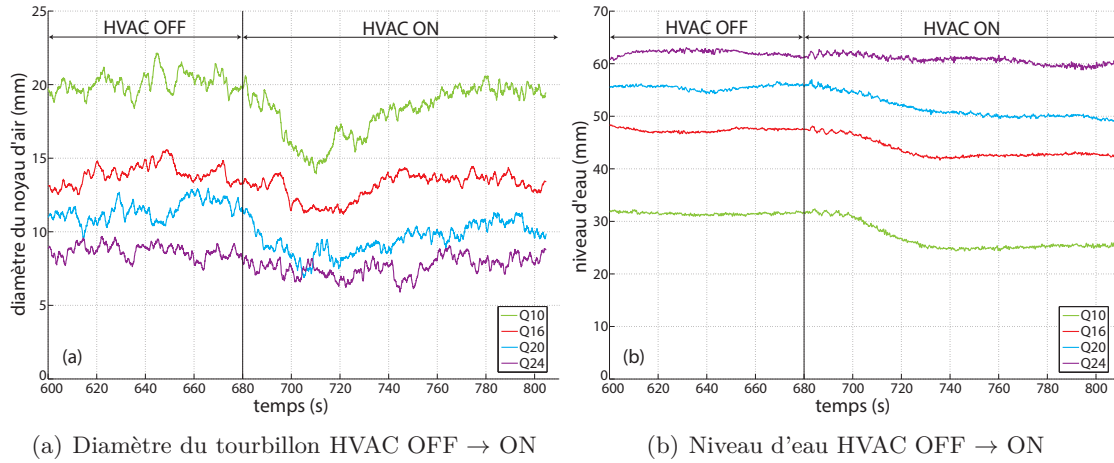


FIGURE 3.20 – Essais à dépression constante ($dP = -40$ Pa) et à débit variable

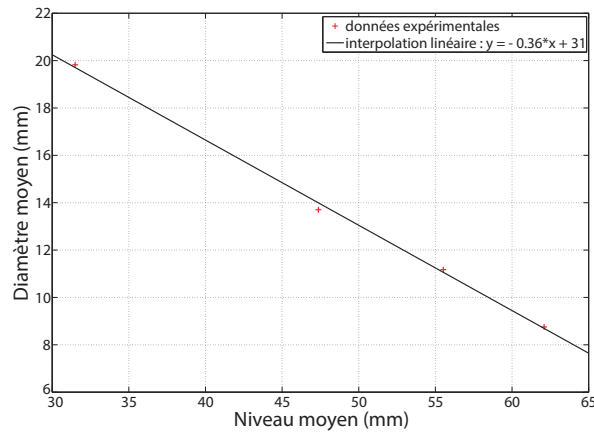


FIGURE 3.21 – Diamètre moyen de la base du noyau d'air en fonction du niveau d'eau moyen.

Le comportement global est identique à celui observé lors des essais à dépression variable : le niveau d'eau stabilisé se met à décroître après l'allumage du HVAC et cette décroissance est corrélée avec une diminution du diamètre du noyau d'air dans le tourbillon. En revanche, la figure 3.20(b) montre que cette variation de niveau est d'autant plus importante que le débit d'eau injecté est faible : la phase de transition est bien marqué à $Q_e = 10 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$ mais presque imperceptible à $Q_e = 24 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$. Cette observation est aussi visible sur les graphes de diamètres du noyau d'air, figure 3.20(a), où la décroissance du diamètre est nettement plus visible à $Q_e = 10 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$.

Dans la phase stabilisée, entre $t = 600$ et 680 s, les deux graphes de la figure 3.20 montrent également que plus le débit est important, plus le niveau d'eau dans la boîte est important et plus le diamètre du noyau d'air est faible. Cette proportionalité est mise en évidence dans la figure 3.21 qui a été obtenue en calculant pour chaque débit la valeur moyenne du niveau d'eau et du diamètre du noyau d'air entre $t = 600$ et 680 s. Les croix rouges correspondent aux moyennes expérimentales et la droite noire est une interpolation linéaire.

3.2.5 Discussion

Les mesures de diamètre de noyau d'air confirment l'hypothèse présentée dans la partie 3.2.3 : le démarrage du HVAC fait diminuer la pression au-dessus du tourbillon ce qui déclenche une contraction du noyau d'air en son cœur. Cette variation a un impact sur les paramètres régissant le comportement du tourbillon : en se contractant, le noyau d'air laisse une section de passage plus importante à l'eau ce qui a pour effet d'augmenter le débit de sortie et de faire baisser le niveau d'eau dans la boîte.

Dans la phase de transition, le tourbillon n'est plus en équilibre : l'étirement (débit) augmente, ce qui amplifie son intensité, et dans le même temps le niveau d'eau dans la boîte diminue. Ces deux effets engendrent une diminution de la pression dans le tourbillon. La pression de l'air au-dessus du tourbillon étant constante, cette diminution de pression dans l'eau va éloigner le point $P = P_{air}$ de l'axe et va donc faire augmenter le diamètre du noyau d'air. Le processus s'inverse alors et l'étirement diminue de nouveau jusqu'à retrouver un état d'équilibre. Le débit d'eau en entrée étant fixé, l'étirement du tourbillon est constant lorsque le système est en équilibre.

Les résultats présentés ici confirment expérimentalement ce comportement, puisque les variations de niveau et de diamètre observées sont bien corrélées avec la dépression imposée dans la boîte à eau. A notre connaissance, il n'existe pas dans la littérature de travail s'étant intéressé à ce paramètre qui a pourtant une influence sur le système.

Il faut noter que l'interprétation qui est faite ici repose sur l'hypothèse que la pression dans l'air est uniforme. Le chapitre 4 montrera que ce n'est pas forcément le cas et que la présence d'un écoulement dans le noyau d'air peut rendre l'interprétation du phénomène plus complexe.

Lors de cette campagne d'essais, les différentes dépressions appliquées dans la boîte à eau ont été obtenues en modifiant la perte de charge de la grille d'auvent. Cette modification, obtenue en masquant une partie de la grille, a aussi pour effet de modifier localement l'écoulement, notamment en termes de vitesse. Cela induit donc une variation du champ de vitesse dans la boîte et une variation du cisaillement de l'air sur la surface libre. Ce point est délicat dans la mesure où la vorticité de l'écoulement a aussi une influence sur l'intensité du tourbillon. Néanmoins, les transferts de turbulence entre les deux phases par l'intermédiaire du cisaillement sont à priori trop faibles pour pouvoir modifier significativement la vorticité de l'écoulement d'eau dans sa globalité.

3.2.6 Conclusion

Le HVAC fait baisser le niveau d'eau dans la boîte, principalement pour des débits compris entre 10 et 16 L · min⁻¹. L'analyse des profils de vitesse dans le tourbillon montre de faibles écarts de vitesse. Les vitesses tangentielles et axiales sont similaires dans les deux configurations et seule la composante radiale semble augmenter en configuration HVAC, principalement à proximité de la surface libre. Cette augmentation peut être justifiée par la conservation du débit qui impose une vitesse plus importante pour compenser un niveau d'eau plus faible.

Il n'y a donc pas de différence significative au niveau des vitesses de l'écoulement, mais le niveau d'eau stabilisé est pourtant diff rent. Les mesures de diamètre de noyau d'air permettent de valider l'hypothèse formulée après les essais en régime stationnaire : l'influence de la ventilation sur le niveau d'eau accumulé dans la boîte à eau est due à la dépression

imposée dans la boîte par le HVAC. Cette dépression modifie temporairement la structure du tourbillon de vidange et déclenche une transition vers un nouvel état d'équilibre à un niveau différent. Le phénomène est purement transitoire, ce qui explique pourquoi les mesures PIV, réalisées en régime stationnaire, n'ont pas montré de différence visible sur la topologie de l'écoulement avec HVAC allumé ou éteint en dehors de la différence de niveau.

Ces résultats permettent de vérifier des hypothèses théoriques qui n'avaient à notre connaissance pas été validées expérimentalement dans cette configuration. Ils permettent aussi de mieux comprendre quels sont les paramètres qui régissent le comportement du système : en présence d'un tourbillon et en dehors de toute considération géométrique, le niveau d'eau accumulé dans la boîte à eau dépend du débit d'eau, de la circulation initialement contenue dans l'écoulement [70] et de la dépression appliquée dans la boîte. Les essais réalisés ici montrent que cette dépression modifie les dimensions du noyau d'air.

Le débit d'eau circulant dans la boîte étant imposé par la géométrie et les conditions de pluie, la dépression et la circulation sont les deux paramètres à étudier afin de mieux comprendre le fonctionnement du système. Ces paramètres constituent deux pistes de réflexion sur lesquelles il serait possible d'agir afin d'optimiser le fonctionnement de la boîte à eau en termes de capacité d'évacuation.

Il est à noter que l'effet de la dépression est dû à une modification globale de la pression dans la boîte à eau, qui est alors en déséquilibre avec la pression extérieure. Ici les essais ont été réalisés en statique et seule la pression à l'intérieur de la boîte a été modifiée. En pratique, lorsqu'un véhicule se déplace, le champ de pression autour de la boîte à eau va dépendre de la vitesse du véhicule et de la géométrie (évacuations dans les passages de roue, le compartiment moteur, ...). A cela s'ajoute la modification de la pression dans la boîte due au fonctionnement du HVAC. Le système réel est donc plus complexe, avec des variations de pression issues de différentes sources. Compte tenu des résultats obtenus ici, il est possible que des phénomènes similaires apparaissent lorsque le véhicule se déplace, ce qui pourraient entraîner des modifications temporaires des capacités d'évacuation de la boîte à eau.

3.3 Dispositifs de contrôle du tourbillon

Le tourbillon de vidange a pour effet de limiter les capacités d'évacuation de la boîte à eau et conduit à un niveau d'eau plus élevé. Afin de pouvoir réduire le volume de la boîte, il est nécessaire d'améliorer ses capacités d'évacuation et donc de mettre en place des géométries ou des dispositifs permettant de limiter l'impact du tourbillon sur la vidange de la boîte. L'un de ses dispositifs consiste à utiliser des grilles installées dans la largeur de la boîte en amont de l'évacuation, à une distance de 120 mm du trou d'évacuation (figure 3.22). Deux types de grilles ont été testés :

- Une grille large en métal d'un maillage de 3x3 mm
- Une grille fine en matière de type “spontex” ayant un maillage équivalent de 0.5x0.5 mm et une épaisseur de 6 mm.

La figure 3.23 donne un aperçu des maillages des deux types de grilles utilisées.

Ce dispositif a l'avantage de ne pas obstruer l'accès optique au tourbillon et il permet de réaliser les mêmes mesures du champ de vitesse que dans la configuration nominale.

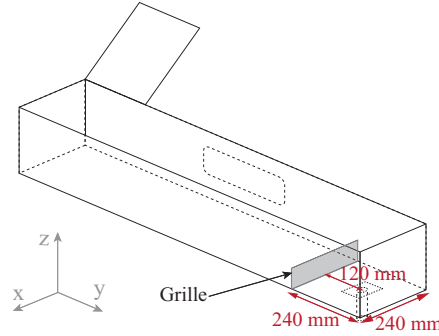


FIGURE 3.22 – Position des grilles dans la maquette.

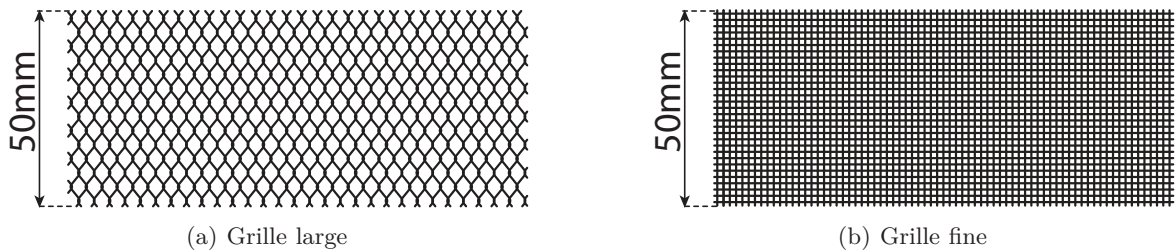


FIGURE 3.23 – Schémas des deux types de grilles utilisés.

3.3.1 Effet des grilles sur le niveau d'eau

La figure 3.24 montre les évolutions temporelles du niveau d'eau pour la configuration nominale et pour les deux configurations de grilles testées. Chaque configuration comporte trois mesures correspondant aux trois hauteurs de nappe. Le niveau d'eau moyen de chaque configuration est calculé sur la période $200 < t < 880$ s en moyennant les trois essais. Il vaut 46.6 mm en configuration nominale, 34.6 mm pour la grille large et 21.9 mm pour la grille fine. Cela correspond à une diminution de 25.7 % pour la première grille et 53.0 % pour la deuxième. L'utilisation des grilles permet donc ici une diminution importante du niveau d'eau.

La sonde de niveau d'eau est positionnée du même côté de la grille que l'évacuation. La figure 3.24 montre que les grilles atténuent fortement les fluctuations de la surface libre. La grille fine étant celle qui a le maillage le plus fin, c'est aussi celle qui atténue le plus fortement les fluctuations : le niveau d'eau est alors beaucoup plus stable et il n'y a que de très faibles écarts entre les trois essais.

Dans la mesure où l'étude porte sur le tourbillon de vidange, il est logique de mesurer le niveau d'eau du côté de l'évacuation et du tourbillon. Du point de vue de l'application, l'objectif est de diminuer le niveau de manière globale et pas uniquement dans la zone de l'évacuation. Or les grilles ont pour effet d'ajouter une perte de charge et donc d'entraîner une différence de niveau entre amont et aval. Cette différence de niveau est de l'ordre de 1 mm pour la grille large et de 10 mm pour la grille fine, ce qui ramène le gain en termes de niveau respectivement à 23.5 % et 31.6 %. Les gains sont donc toujours significatifs et permettent d'envisager une réduction de la distance minimale entre le fond de la boîte et l'entrée d'air du HVAC. Compte tenu du gain potentiel pour la conception de la boîte à eau, ce dispositif a fait l'objet d'un dépôt de brevet (Andrès, Gilliéron et Recoquillon [3]).

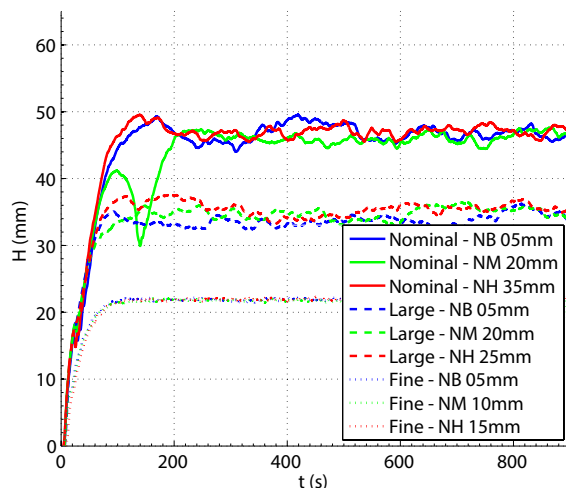


FIGURE 3.24 – Niveau d’eau en fonction du temps. Essai à $Q_e = 16 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$. Comparaison des configurations nominale, grilles large et fine

Toutes les configurations sont étudiées à iso-Reynolds puisque le débit d’eau est identique ($Re = 1100$ dans la boîte, 13000 dans l’évacuation). Seul le nombre de Froude dans la boîte varie d’une configuration à l’autre. Les valeurs sont données dans le tableau 3.5 et montrent que le nombre de Froude augmente avec les grilles à cause de la diminution du niveau d’eau qu’elles entraînent. Le régime d’écoulement reste néanmoins fluvial dans toutes les configurations.

Configuration	Fr
Référence	0.036
Grille large	0.055
Grille fine	0.109

TABLE 3.5 – Nombre de Froude calculé dans la boîte pour un écoulement en régime stationnaire à $Q_e = 16 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$. Comparaison des configurations grilles avec le cas de référence

3.3.2 Effet des grilles sur la structure de l’écoulement

L’utilisation des grilles permet donc une forte diminution du niveau d’eau dans la boîte. L’écoulement étant en régime stationnaire, le débit est identique sur les trois configurations testées. Il s’agit donc ici de visualiser les différences qui peuvent apparaître dans la structure de l’écoulement à l’aide des profils de vitesse extraits des mesures PIV.

La figure 3.25 permet de visualiser les profils de vitesse radiale. Sur la nappe basse, la figure 3.25(a) montre clairement que la position en x de la vitesse maximale se rapproche du centre du tourbillon avec l’utilisation de grilles et c’est d’autant plus vrai que le maillage de la grille est fin. Cela indique que la dimension du cœur du tourbillon diminue dans les configurations grilles. Les profils des nappes moyenne (figure 3.25(b)) et haute (figure 3.25(c)) ne montrent pas de différence significative entre la configuration nominale et la grille large. Seule la grille fine se différencie avec une vitesse qui augmente en se rapprochant du centre du tourbillon. Cette allure de profil correspond à ce qui est habituellement obtenu sur la nappe basse. Le niveau d’eau est particulièrement faible dans cette configuration (inférieur au

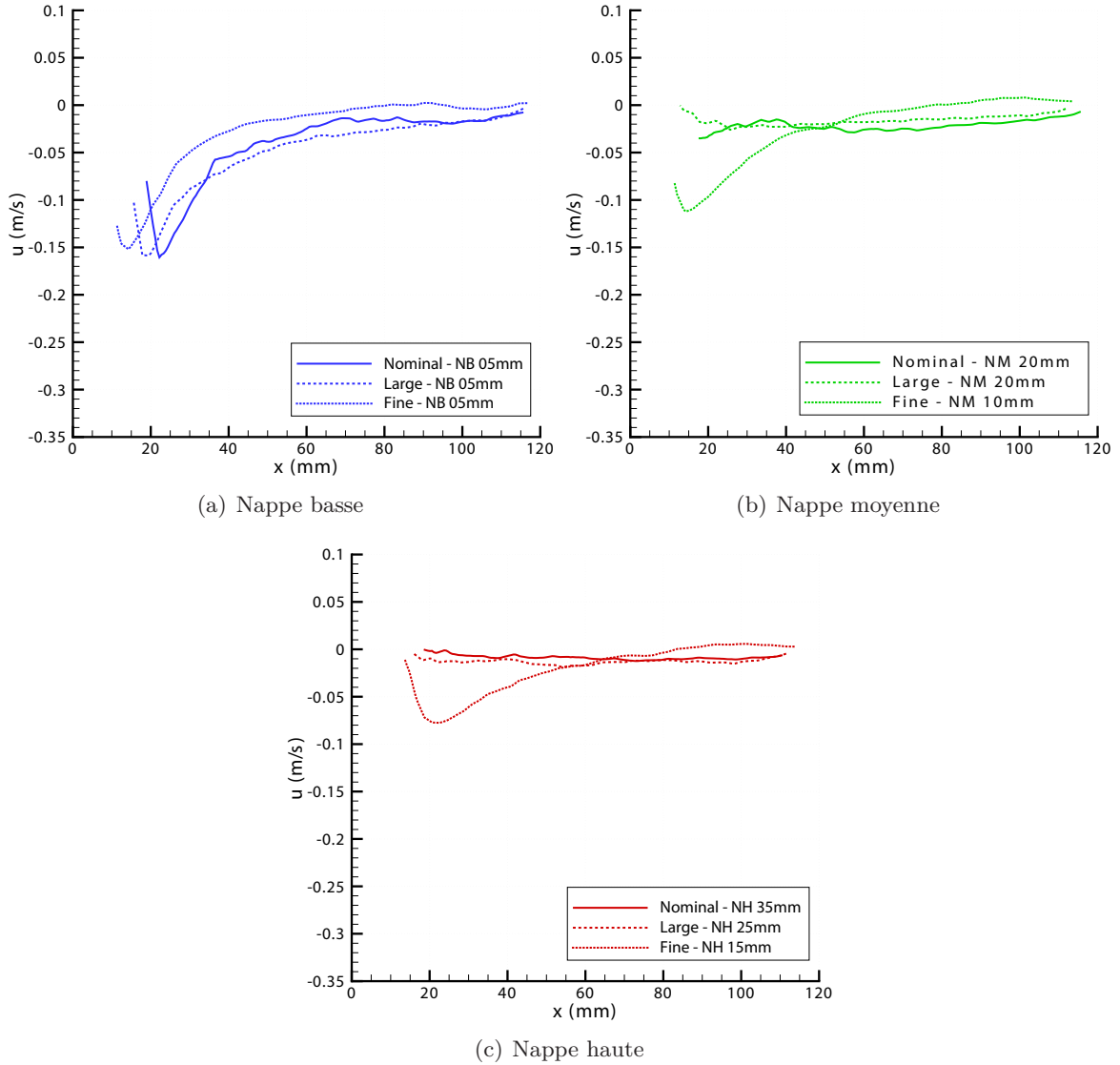


FIGURE 3.25 – Profils de vitesse radiale en fonction de x à $Q_e = 16 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$. Comparaison des configurations nominale, grilles large et fine

diamètre du trou d'évacuation) et cela implique une augmentation importante de l'écoulement radial pour conserver le débit.

Les profils de vitesse tangentielle sont présentés dans la figure 3.26. Les valeurs sont plus faibles dans les configurations grilles et elles diminuent proportionnellement au maillage de la grille. En se rapprochant du centre, cette tendance s'inverse sur les profils des nappes basse et moyenne (figures 3.26(a) et 3.26(b)). Les vitesses maximales sont légèrement supérieures pour les configurations grilles, en conservant la hiérarchie liée au maillage de la grille. Cette tendance est moins visible sur la nappe haute (figure 3.26(c)) dont les profils sont coupés avant que la vitesse ne se mette à décroître dans le cœur du tourbillon.

Les profils de vitesse tangentielle permettent de retrouver le décalage vers le centre du tourbillon du pic de vitesse maximale, proportionnellement au maillage de la grille. Ici ce décalage est visible sur les trois hauteurs de nappe.

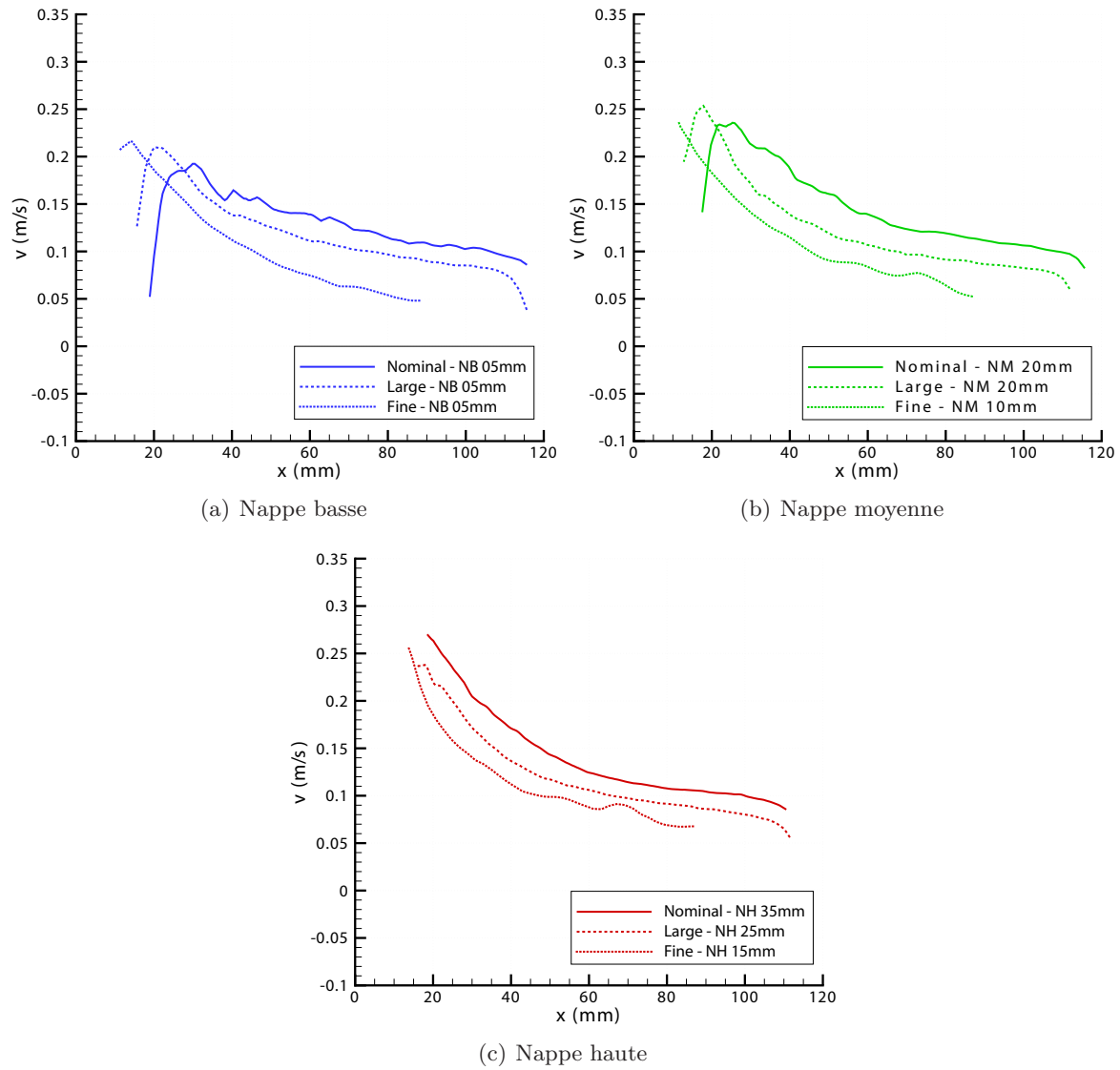


FIGURE 3.26 – Profils de vitesse tangentielle en fonction de x à $Q_e = 16 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$. Comparaison des configurations nominale, grilles large et fine

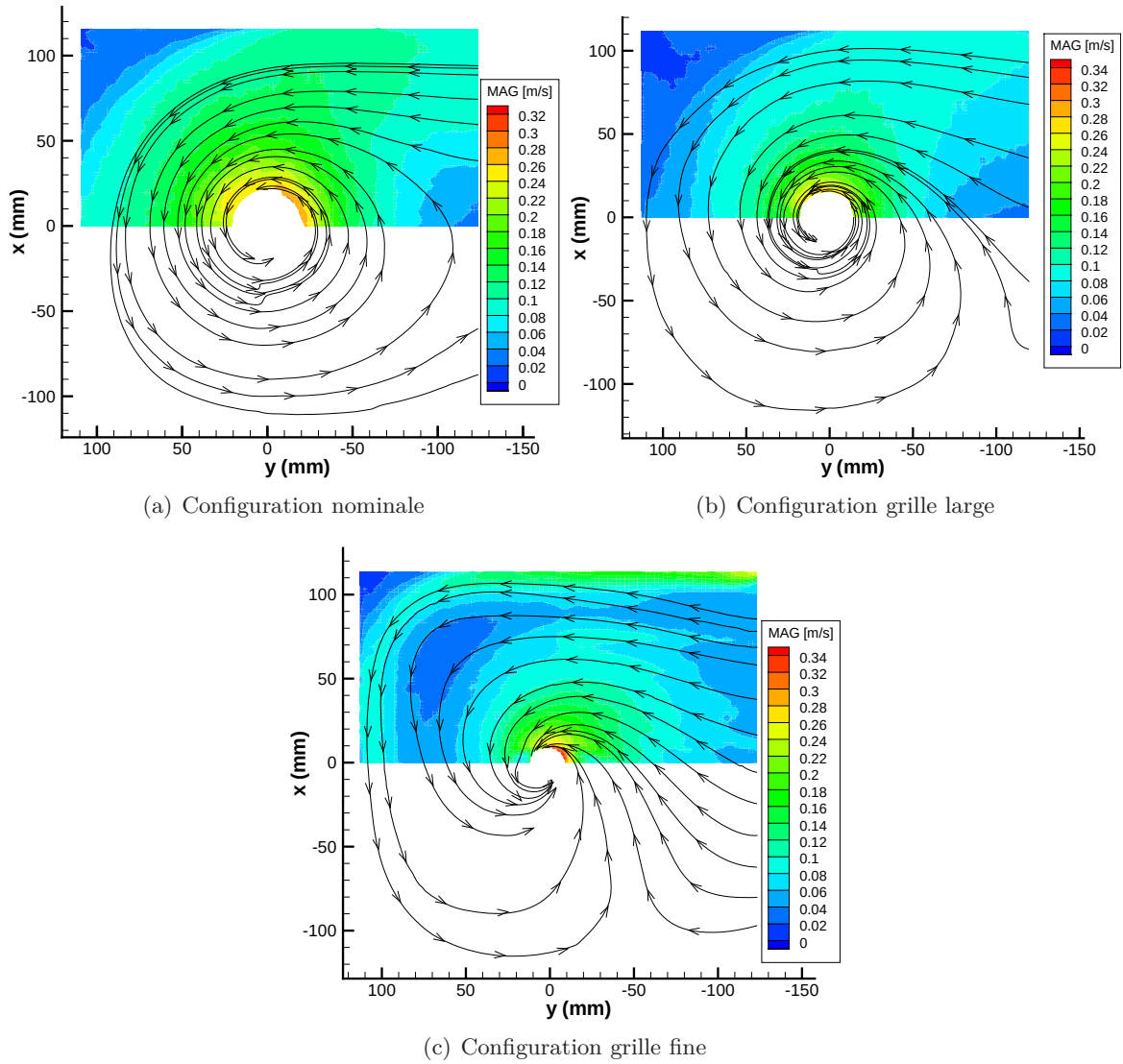


FIGURE 3.27 – Champs de vitesse et lignes de courant de la nappe moyenne à $Q_e = 16 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$. Comparaison des configurations nominale, grilles large et fine

Les grilles constituent un obstacle à l'écoulement et introduisent une perte de charge. Cela permet d'homogénéiser l'écoulement amont sur la largeur de la boîte et donc d'alimenter l'évacuation avec un écoulement plus uniforme. Cet effet est visible sur les champs de vitesse de la figure 3.27 : le champ de vitesse est vu du dessus et les parois latérales de la boîte sont situées en haut, à gauche et en bas du champ. Les vitesses ont été masquées dans la partie basse du champ à cause des incertitudes liées aux réflexions du laser dans cette zone. En revanche, les lignes de courant sont représentées sur tout le champ pour visualiser la distribution de l'écoulement amont sur la largeur de la boîte.

Dans la configuration nominale (figure 3.27(a)), les lignes de courant montrent clairement que l'écoulement amont alimente le tourbillon en utilisant uniquement une demi-largeur de la boîte, pour $0 < x < 120$ mm. Une large structure tourbillonnaire est présente et celle-ci sort de la fenêtre de visualisation.

Les grilles sont installées sur le côté droit du champ, pour $-120 < y < -130$ mm en fonction du désaxage du tourbillon. La grille large (figure 3.27(b)) permet de redistribuer l'écoulement amont qui s'étend alors sur la plage $-25 < x < 120$ mm mais aussi de bloquer l'écoulement de retour qui est contré par la grille. Cela a pour effet de diminuer la taille de la structure tourbillonnaire, ce qui est mis en évidence à la fois par les lignes de courant et par les vitesses qui diminuent sur la périphérie du tourbillon, à proximité des parois.

Avec un maillage plus dense et une perte de charge plus élevée, la grille fine améliore encore l'homogénéisation de l'écoulement amont. Les lignes de courant de la figure 3.27(c) montrent un écoulement amont distribué sur toute la largeur de la boîte. Sur la partie basse du champ ($x < 0$ mm), l'écoulement amont s'oppose à l'écoulement retour en $y = -40$ mm ce qui contraint fortement le développement de la structure tourbillonnaire. Par rapport aux deux autres configurations, les vitesses maximales se concentrent de manière très localisées sur le centre du tourbillon. Une augmentation de vitesse est visible sur la partie supérieure du champ, près de la paroi : elle est due à un décollement de la grille, ce qui a eu pour effet de créer une fuite entre la paroi et la grille. L'écoulement induit par cette fuite longe ensuite les parois et se répercute de manière importante tout le champ de vitesse en proche paroi en augmentant la vitesse tangentielle. Les zones perturbées par la fuite ont été supprimées des profils de vitesse et de circulation présentés ici.

La comparaison des trois champs de vitesse montre clairement que la présence d'une grille permet de réduire les dimensions de la structure tourbillonnaire et de concentrer les hautes vitesses vers le centre du tourbillon. Cet effet est dû à la perte de charge apportée par la grille qui permet d'homogénéiser l'écoulement amont sur la largeur de la boîte.

En calculant la circulation selon la méthode décrite dans la partie 3.1.7, il est possible de tracer la distribution de la circulation en fonction du rayon pour les trois configurations. Les résultats sont synthétisés dans la figure 3.28. Pour les configurations grilles, les circulations sont très proches entre les trois hauteurs de nappe. Les trois graphes de la figure 3.28 montrent donc des écarts similaires quelle que soit la hauteur de nappe considérée. Il y a une différence très importante sur les valeurs de circulation en dehors du cœur du tourbillon entre la configuration nominale et les configurations grilles puisque les valeurs en nominale avoisinent les $45 \cdot 10^{-3} \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ alors que la grille large est à $30 \cdot 10^{-3} \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ et la grille fine à $20 \cdot 10^{-3} \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Cela représente des écarts respectivement de -33 % et -56 % par rapport au nominal. Ces valeurs sont évaluées sur la plage $60 < r < 80$ mm, la circulation n'étant pas stable au-delà de $r = 80$ mm à cause des effets de parois.

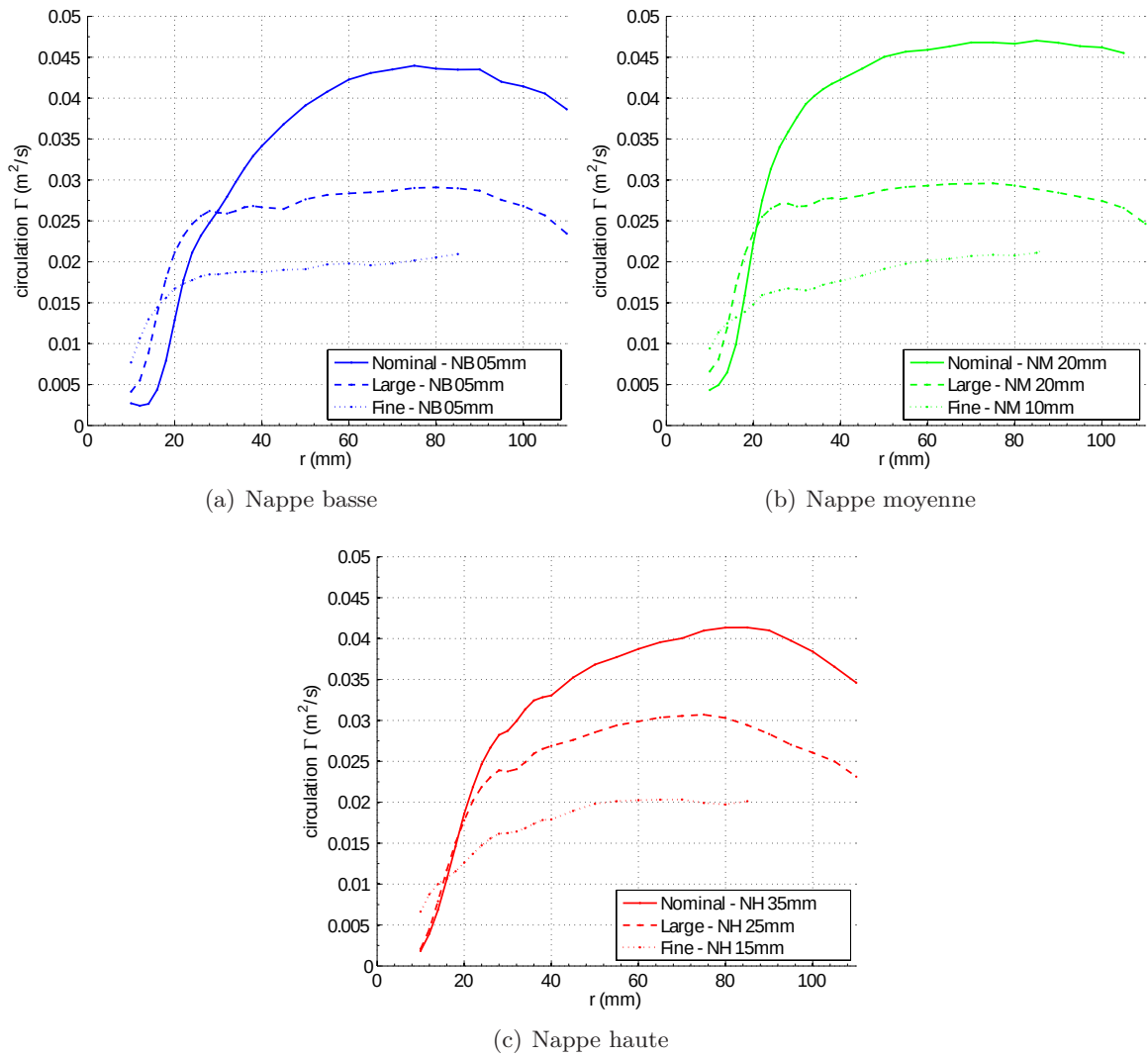


FIGURE 3.28 – Circulation Γ en fonction du rayon r à $Q_e = 16 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$. Comparaison des configurations nominale, grilles large et fine

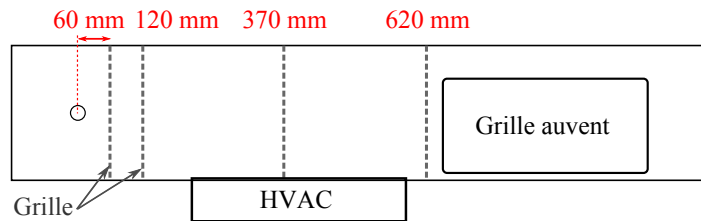


FIGURE 3.29 – Schéma définissant la position des grilles relativement au trou d'évacuation

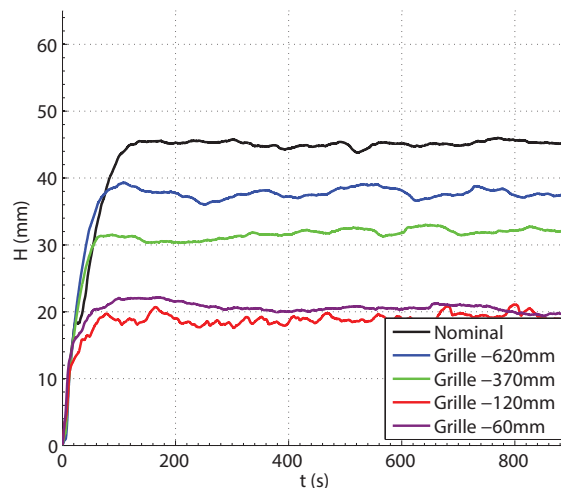


FIGURE 3.30 – Evolution temporelle du niveau d'eau. Comparaison de 4 positions de grilles différentes par rapport à la configuration nominale

3.3.3 Positionnement optimal de la grille

Les grilles testées dans la partie précédente étaient implantées à 120 mm du trou d'évacuation afin de former avec les 3 parois latérales un carré de 240 mm de côté comportant le trou d'évacuation en son centre. Les grilles permettent de limiter l'impact du tourbillon en homogénéisant l'écoulement amont. Il se pose alors la question du positionnement optimal de ces grilles afin d'obtenir le niveau le plus faible possible.

Des essais complémentaires ont été réalisés afin de répondre à la question du positionnement des grilles (Andrès, Gilliéron et Recoquillon [3]). Ces essais ont été réalisés à posteriori, sans mesures PIV permettant d'observer les champs ou les profils de vitesse. Quatre positions de grilles ont été testées. Elles sont décrites sur le schéma de la figure 3.29, les distances étant définies par rapport au centre du trou d'évacuation.

Les résultats des mesures de niveau d'eau correspondants sont reportés sur la figure 3.30. La série d'essais ayant été réalisée indépendamment des campagnes précédentes, la configuration nominale est de nouveau mesurée afin de servir de référence. Les résultats montrent que la grille a toujours un effet sur le niveau d'eau quelle que soit sa position. En revanche, le niveau d'eau est plus faible quand la distance entre la grille et le trou d'évacuation se réduit. La distance de 120 mm donne le niveau d'eau le plus faible. En réduisant encore la distance à 60 mm le niveau d'eau est supérieur, bien que l'écart soit faible.

Le meilleur résultat est donc obtenu lorsque la grille est installée à 120 mm et qu'elle

forme un carré avec les parois de la boîte. Même en étant installée loin du trou d'évacuation, l'utilisation d'une grille permet de faire baisser le niveau dans la boîte. C'est un résultat qui a un intérêt dans le cas d'une application industrielle où il ne s'agit pas d'avoir la meilleure performance mais le meilleur compromis performance/faisabilité.

3.4 Synthèse

Ce chapitre contient l'ensemble des mesures expérimentales réalisées sur la géométrie simplifiée de boîte à eau : débit, niveau d'eau, diamètre du noyau d'air et champ de vitesse dans le tourbillon de vidange. A l'aide des informations fournies par ces moyens de mesures, trois cas ont été abordés.

L'écoulement a d'abord été caractérisé dans une configuration de référence où il n'existe qu'un écoulement d'eau. Les mesures ont permis de décrire la topologie de l'écoulement et son impact sur le tourbillon. En effet, la dissymétrie de l'écoulement en amont impose un sens de rotation au tourbillon et entraîne un désaxage de ce dernier par rapport au trou d'évacuation. Les visualisations par caméra rapide ont mis en évidence le comportement instationnaire du tourbillon, notamment les déformations importantes de l'interface. Elles ont aussi montré que les fluctuations de la position du tourbillon restent de faibles amplitudes. Le désaxage moyen du tourbillon a été évalué, ainsi que la dimension de son noyau d'air. Les mesures PIV ont quant à elles permis de caractériser la distribution de vitesse dans le tourbillon. Elles ont ainsi montré que le tourbillon dans la boîte à eau a une structure similaire à celle observée par Echávez et McCann [18] et Andersen *et al.* [1, 2] avec un écoulement radial plus important à proximité du fond de la boîte et sous la surface libre. L'étude de l'influence du débit d'eau sur la structure du tourbillon a montré que sa circulation diminue lorsque le débit augmente. Enfin, l'utilisation d'une évacuation à bord droit au lieu d'un bord arrondi entraîne une augmentation du niveau d'eau mais n'a que peu d'influence sur la distribution de vitesse dans le tourbillon.

Après l'étude de la configuration de référence, l'écoulement d'air de ventilation (HVAC) est ajouté à l'écoulement d'eau. A débit d'eau égal, cette configuration a pour effet de faire diminuer le niveau d'eau. Ce résultat peut paraître surprenant dans la mesure où l'écoulement d'air a pour effet de mettre la boîte en dépression, ce qui devrait plutôt faire augmenter le niveau d'eau. Les mesures PIV, réalisées en régime stationnaire, ne montrent pas de différences dans la structure de l'écoulement : il n'y a pas de différences significatives entre les vitesses mesurées dans la configuration de référence et lorsqu'il y a un écoulement d'air. Les mesures de diamètre de noyau d'air ont permis de mettre en évidence le mécanisme responsable de la diminution du niveau d'eau. Lorsque l'écoulement est en régime stationnaire dans le cas de référence et que la ventilation est allumée, le noyau d'air se contracte ce qui augmente le débit de sortie, entraînant une diminution du niveau d'eau. A mesure que le niveau diminue, le diamètre du noyau d'air augmente jusqu'à se rapprocher de sa valeur initiale, ce qui a pour effet de stabiliser le niveau d'eau. La contraction du noyau d'air ainsi que le niveau d'eau sont corrélés à la dépression imposée dans la boîte par le HVAC. Ce phénomène transitoire est réversible : lorsque l'écoulement est en régime stationnaire avec ventilation et que celle-ci est arrêtée, le noyau d'air se dilate et entraîne une augmentation du niveau d'eau. S'il a une justification théorique, à notre connaissance ce phénomène n'avait jamais été observé dans la littérature.

Enfin, un dispositif permettant de réduire le niveau d'eau dans la boîte est proposé. Il est constitué d'une grille située en amont du tourbillon et permettant d'homogénéiser

l'écoulement. Il en résulte une réduction du niveau d'eau de 26 à 53 % autour du tourbillon selon le type de grilles utilisé. Les grilles permettent de concentrer le tourbillon et d'en réduire les dimensions. L'écoulement amont, plus homogène, s'oppose au tourbillon et permet de réduire sa circulation de -33 % à -56 % selon la grille utilisée. D'autres dispositifs de contrôle ont été testés pendant la thèse à l'aide de ce montage expérimental (Baudet [6]).

Chapitre 4

Etude numérique

L'un des enjeux pour Renault est de pouvoir utiliser la simulation numérique pour reproduire les écoulements dans la boîte à eau et ainsi pouvoir la dimensionner en s'affranchissant d'un certain nombre d'essais physiques. Il s'agit donc ici de simuler numériquement l'écoulement étudié expérimentalement dans le chapitre précédent sur une géométrie simplifiée. Il sera ainsi possible de s'appuyer sur les résultats expérimentaux pour valider les résultats numériques. D'un point de vue physique, la simulation permet de compléter l'analyse de l'écoulement en accédant à des données qui sont difficiles à obtenir expérimentalement. Les simulations sont réalisées avec le code de calcul OpenFOAM. Les méthodes employées et les particularités du code de calcul sont détaillées dans la partie 2.4.

4.1 Cas de référence

L'objectif des simulations est de reproduire le comportement de l'écoulement et les grandeurs qui ont pu être mesurées expérimentalement. Dans cette partie, l'écoulement de référence caractérisé dans la partie 3.1 est simulé numériquement.

4.1.1 Maillage

La maille initiale, de niveau 0, a une taille de 10x10x10 mm. Au niveau du maillage surfacique, seules la fente d'injection d'eau et la surface sur laquelle le niveau d'eau est mesuré sont raffinées au niveau 3 et 2, respectivement.

Sur le maillage volumique, sont raffinés au niveau 2 : le volume au-dessus du plan incliné, la grille d'auvent, la colonne sous la grille d'auvent ainsi que le fond de la boîte jusqu'à 45 mm de haut et l'intérieur du tuyau d'évacuation. Le jet en sortie du tuyau est quant à lui raffiné au niveau 1. Un maillage de couche limite est aussi appliqué au niveau de la fente et du plan incliné. La figure 4.1 permet de visualiser le maillage volumique et les zones de raffinement dans deux plans de coupe différents. Au total, le maillage comporte 1 332 800 cellules.

4.1.2 Schémas d'intégration

Le tableau 4.1 synthétise les schémas qui sont appliqués dans le cas étudié. La discrétisation temporelle du calcul est assurée par un schéma Euler implicite, précis à l'ordre 1.

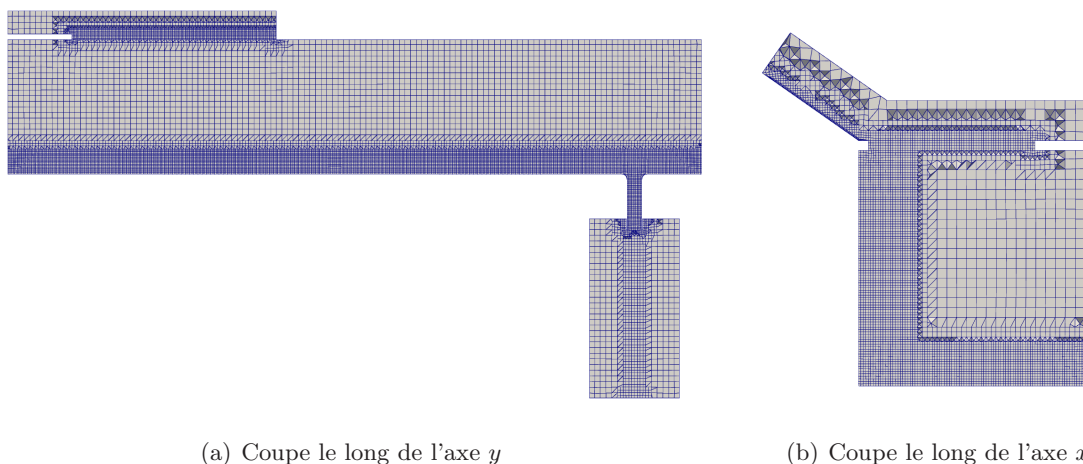


FIGURE 4.1 – Visualisation du maillage du cas de référence, dans deux plans de coupe différents

Concernant la discrétisation spatiale, différents schémas s'appliquent selon le type d'opérateur. OpenFOAM se base sur une quadrature Gaussienne permettant d'exprimer l'intégrale d'une cellule par la somme des valeurs sur chacune de ses faces. Il est donc nécessaire d'interpoler les valeurs depuis les centres vers les faces des cellules.

Ainsi, les termes diffusifs (caractérisés par un gradient) sont évalués par la méthode de Gauss associée à un schéma linéaire, c'est-à-dire un schéma centré, précis au 2nd ordre. OpenFOAM laisse la possibilité à l'utilisateur de spécifier des schémas spécifiques selon les variables. C'est le cas dans le traitement des termes convectifs (divergents) pour lesquels différents schémas sont appliqués. Les termes faisant intervenir la fraction volumique sont ainsi évalués à l'aide des schémas VanLeer et interfaceCompression, pour les raisons évoquées dans la partie 2.5.1. La vitesse est quant à elle traitée par un schéma décentré amont. Enfin les termes faisant intervenir la turbulence sont traités par un schéma centré (linear) ou par un schéma hybride centré/décentré amont (linearUpwind).

Type	Schéma appliqué	
temps	Euler	
gradients	Gauss linear	
divergents	$\text{div}(\rho \cdot \phi, U)$	Gauss upwind
	$\text{div}(\phi, \alpha)$	Gauss vanLeer
	$\text{div}(\phi_{\text{irb}}, \alpha)$	Gauss interfaceCompression
	$\text{div}(\phi, k)$	Gauss linearUpwind
	$\text{div}(\phi, \epsilon)$	Gauss linearUpwind
	$\text{div}((\nu_{\text{eff}} \cdot \text{dev}(\nabla(U))))$	Gauss linear
laplaciens	Gauss linear corrected	
interpolations	Linear	

TABLE 4.1 – Schémas d'intégration utilisés dans le cas de référence.

En complément des schémas numériques, les algorithmes de résolution utilisés dans le calcul sont décrits dans l'annexe B.5. Ils font notamment intervenir des itérations intermédiaires entre deux pas de temps pour le calcul de la fraction volumique afin de maintenir la stabilité

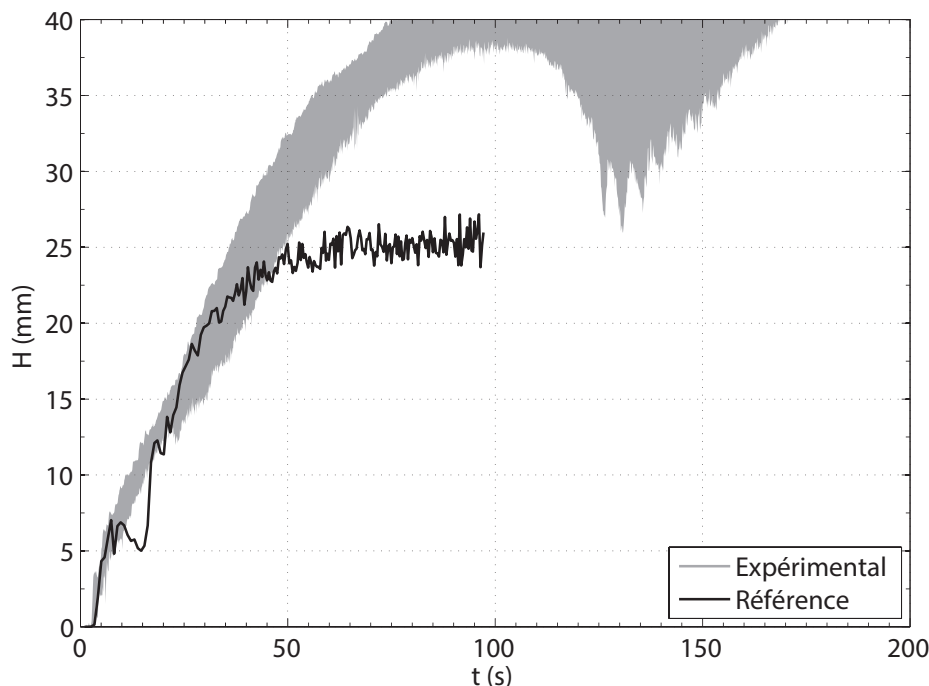


FIGURE 4.2 – Evolution du niveau d’eau dans la boîte en fonction du temps. Comparaison du niveau obtenu par simulation pour le cas de référence avec la plage de niveaux mesurée expérimentalement (surface grise)

du calcul tout en limitant l’augmentation du coût de calcul.

4.1.3 Topologie d’écoulement

Le cas présenté précédemment a été lancé sur un serveur de calcul de 128 coeurs. Bien que le maillage soit de taille plutôt modérée (1 300 000 cellules) la difficulté majeure de la simulation réside dans le temps physique relativement long qu’il est nécessaire de simuler : les mesures expérimentales ont en effet montré que le niveau d’eau se stabilise pour un temps compris entre 100 et 200 s. L’utilisation de 128 coeurs permet de réduire le temps de calcul à moins de 4 jours pour une simulation de 200 s. De plus, la méthode de suivi décrite dans la partie 2.5.5 permet de consulter l’évolution du niveau d’eau en cours de calcul et éventuellement de le stopper en cas de comportement anormal ou si le niveau se stabilise plus rapidement qu’attendu.

La figure 4.2 montre l’évolution du niveau d’eau pour le cas simulé ici, identifié comme “cas de référence”. Le niveau d’eau relevé dans la simulation, en noir, est superposé à la plage de niveaux d’eau mesurée expérimentalement (surface grise). En début d’essai, le niveau d’eau obtenu par simulation est en accord avec les mesures expérimentales, malgré un petit décrochage pour $10 < t < 20$ s. Ce bon accord se maintient jusqu’à $t = 50$ s, mais le niveau d’eau commence à se stabiliser alors qu’il continue de croître dans les mesures expérimentales. Alors que le niveau expérimental se stabilise autour de 45 mm, le niveau numérique se stabilise à 25 mm. Ne constatant plus d’évolution du niveau d’eau, la simulation a été arrêtée à $t = 97$ s.

D’un point de vue qualitatif, l’écoulement obtenu par simulation est conforme à ce qui est observé expérimentalement. La figure 4.3 permet de visualiser l’aspect de la phase liquide.

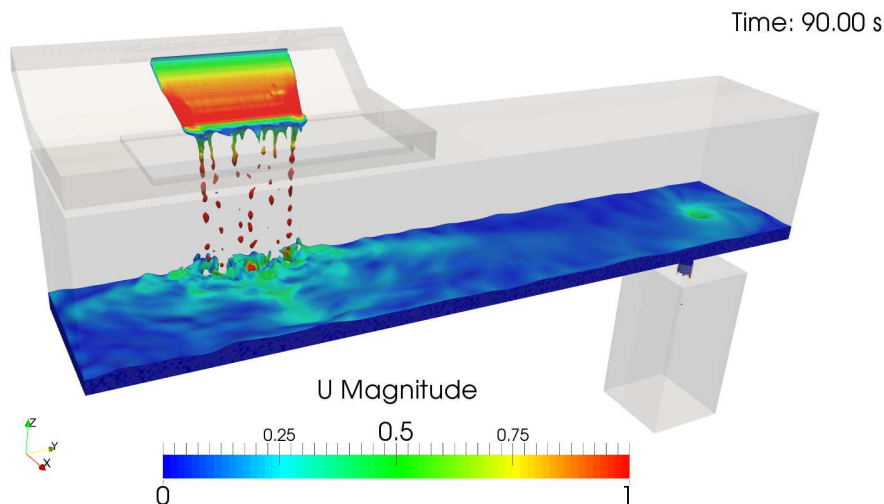


FIGURE 4.3 – Visualisation de la phase liquide ($\alpha > 0.5$) obtenue par simulation pour le cas de référence à $t = 90$ s (niveau stabilisé). L'échelle de couleurs correspond aux vitesses dans l'écoulement

Les vitesses les plus importantes sont obtenues au niveau du plan incliné, puis l'eau est fortement ralentie en arrivant sur la grille d'aération. Elle tombe ensuite à la verticale sous la grille d'aération. Expérimentalement, l'eau s'écoule depuis la grille d'aération sous la forme de gouttes et de fins filets d'eau. Dans la simulation, ces filets sont fragmentés en grosses gouttes du fait du maillage qui n'est pas suffisamment raffiné pour permettre d'obtenir des filets avec la méthode VOF. En tombant, ces gouttes agitent la surface libre et des ondes de surface se propagent sur toute la surface libre, ce qui est conforme avec les observations expérimentales. Le tourbillon de vidange se forme aussi dans la simulation et il génère un noyau d'air qui traverse entièrement l'évacuation. En sortie, le jet se fragmente, là encore à cause d'un maillage trop large. Les observations expérimentales montrent en effet que le jet de sortie est de type annulaire, c'est à dire qu'il a la forme d'un tube donc la paroi, constituée par l'eau, est de très faible épaisseur.

La simulation permet de visualiser la formation du tourbillon de vidange à partir des champs de vitesse instantanés. La figure 4.4 représente le champ de vitesse instantané (vu du dessus) sur une nappe horizontale placée à 2 mm du fond de la boîte. A $t = 5$ s, le niveau d'eau dépasse les 2 mm seulement dans une partie de la boîte (partie supérieure sur l'image) avec une vitesse importante. L'eau contourne le trou d'évacuation par la droite avant de rebondir sur la paroi. Cette topologie d'écoulement initie le mouvement de rotation en sens trigonométrique. A 10 s, l'écoulement guidé par les parois latérales prend la forme d'un "U". Les vecteurs vitesse montrent qu'un mouvement de rotation est en train de s'amorcer. Dans les champs suivants, le mouvement est amorcé et un tourbillon de vidange est présent. Il ne demeure qu'un trou au centre du tourbillon, correspondant au noyau d'air. Les vitesses maximales à proximité du noyau d'air sont de l'ordre de $0.6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Qualitativement, la topologie de l'écoulement et la distribution de vitesse correspondent aux résultats visualisés sur les mesures PIV, bien que les vitesses semblent ici supérieures.

Si la figure 4.4 permet de visualiser l'évolution du champ de vitesse instantané, il est nécessaire de calculer un champ de vitesse moyen afin de mettre en parallèle les résultats numériques et les champs de vitesse moyens mesurés expérimentalement grâce à la PIV. Le tracé du niveau d'eau en fonction du temps (figure 4.2) permet de connaître le temps à partir

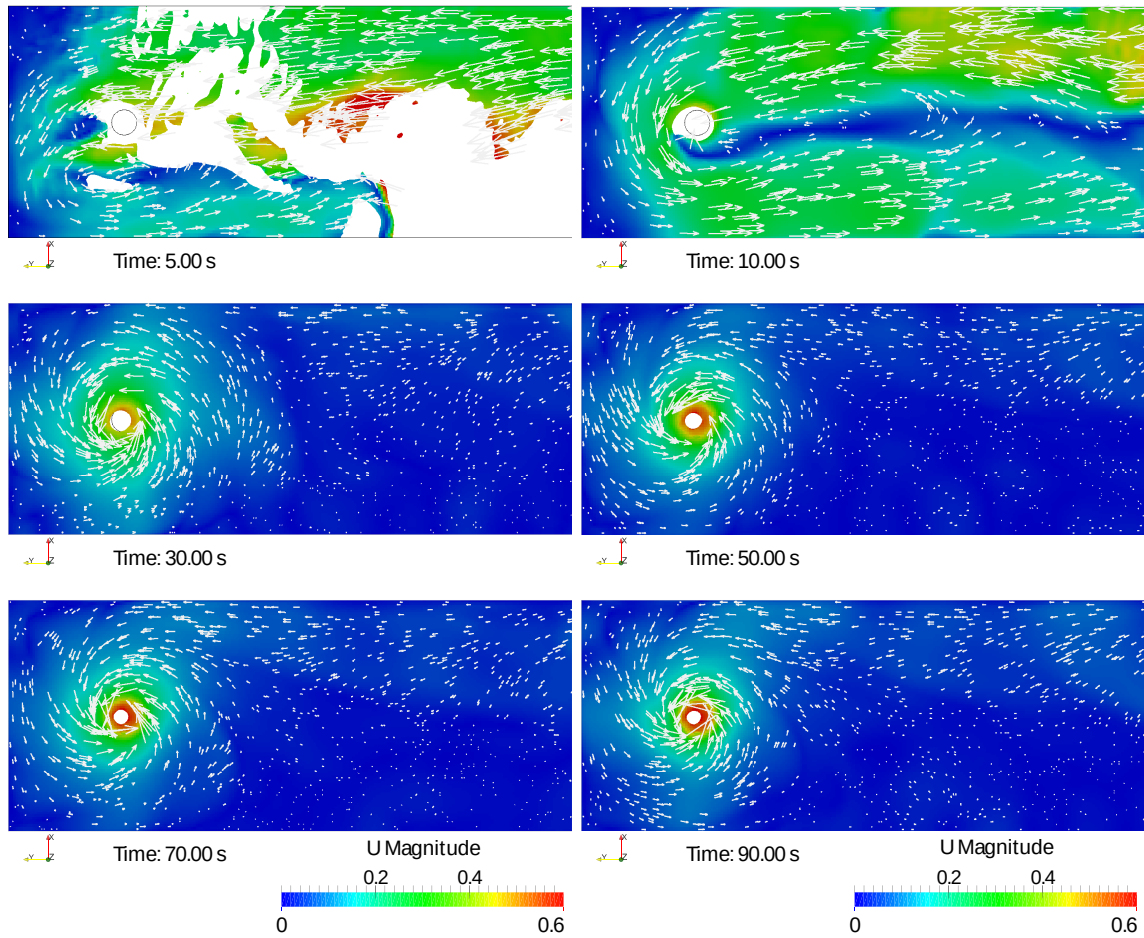


FIGURE 4.4 – Champs de vitesse instantanés dans la phase liquide. Nappe horizontale placée à 2 mm du fond de la boîte ($z = 2$ mm)

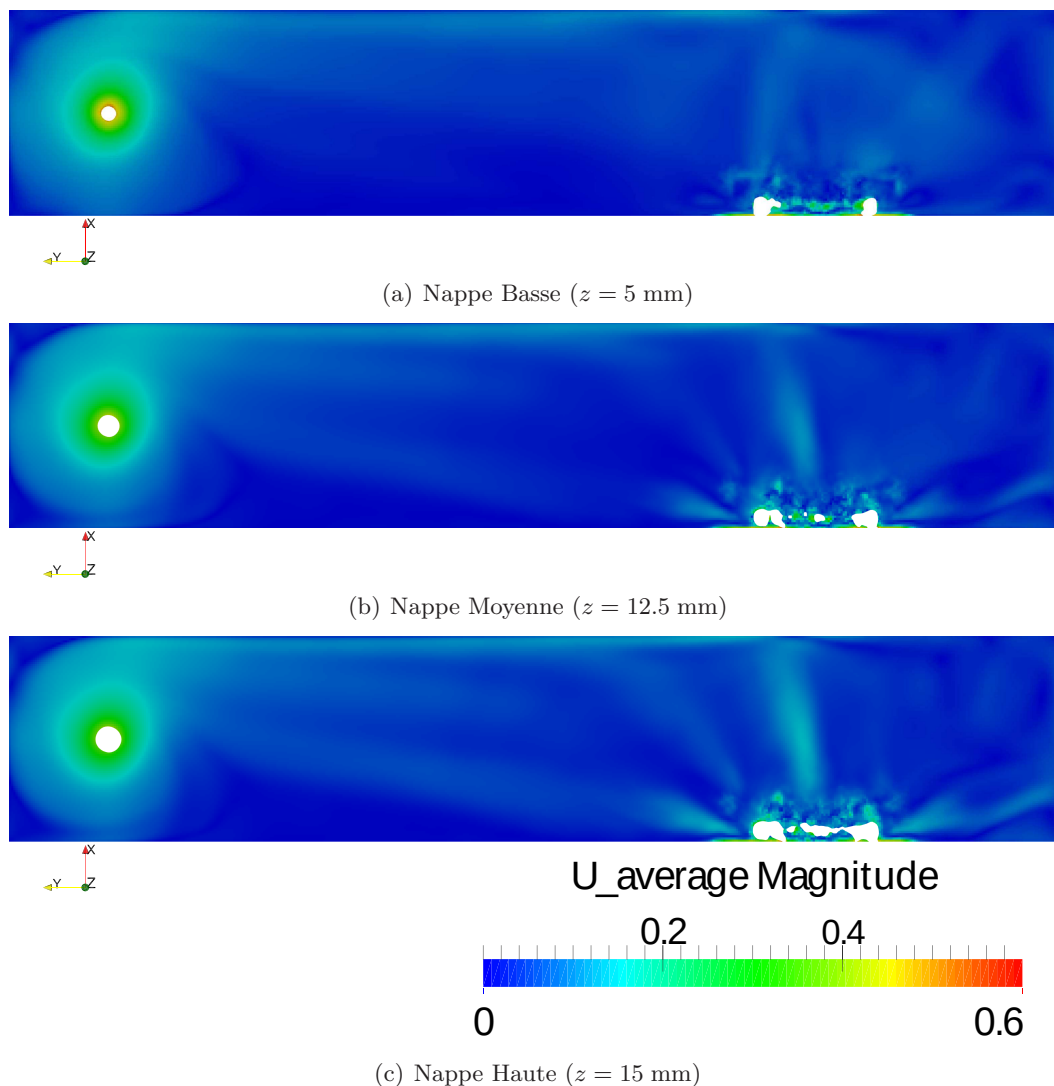


FIGURE 4.5 – Champs de vitesse moyens dans la phase liquide, nappes horizontales

duquel le niveau d'eau est stable. Ici, l'écoulement moyen a été calculé à partir de $t = 60$ s jusqu'à la fin de la simulation, soit une période de 37 s. Le champ de vitesse obtenu est représenté pour 3 hauteurs de nappe¹ dans la figure 4.5. Elle permet d'observer la topologie globale de l'écoulement et la manière dont il longe la paroi latérale pour venir s'enrouler autour du trou d'évacuation.

Au niveau du trou, la figure 4.5 montre l'augmentation du noyau d'air avec la hauteur de nappe. Les vitesses à proximité du noyau d'air augmentent lorsque la hauteur de nappe diminue. Ce comportement est notamment dû au diamètre plus faible du noyau d'air, puisque la vitesse augmente en se rapprochant du centre du tourbillon. En complément, la figure 4.6 représente ce même champ de vitesse moyen, mais représenté dans le plan vertical centré sur le trou d'évacuation, de la même manière que le plan vertical mesuré expérimentalement dans le chapitre 3. L'image montre une dissymétrie de l'écoulement : l'épaisseur de la couche d'eau s'écoulant le long de la paroi du tuyau est plus importante à gauche (côté d'où provient l'écoulement amont) qu'à droite. Le noyau d'air est décalé vers la droite par l'écoulement

1. Les hauteurs de nappe sont définies en suivant la norme mise en place dans le chapitre 2

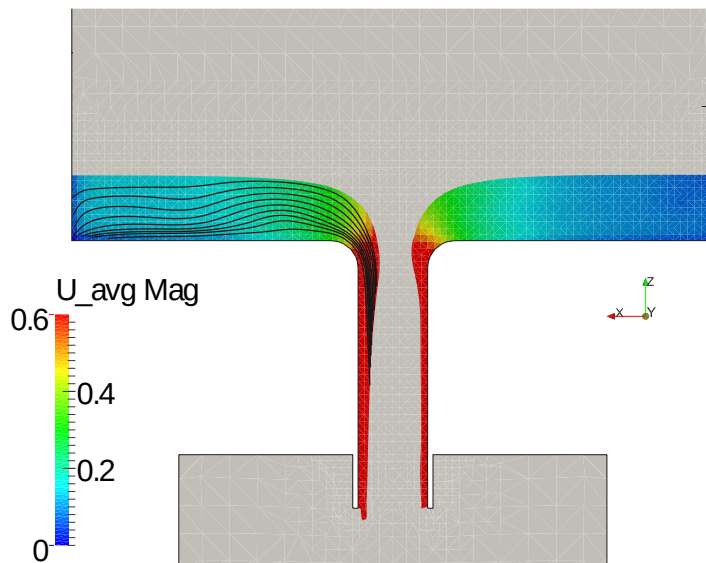


FIGURE 4.6 – Champ de vitesse moyen dans la phase liquide, nappe verticale. Lignes de courant représentées en noir sur la moitié gauche du champ

amont. La distribution de vitesse est elle aussi différente, principalement au fond de la boîte à proximité du trou d'évacuation.

Les lignes de courant tracées sur la partie gauche du champ de la figure 4.6 sont proches de celles observées expérimentalement : les lignes sont ascendantes puis descendantes en se rapprochant du noyau d'air. Ce comportement est nettement moins marqué que sur les champs expérimentaux, mais le niveau d'eau de la simulation est aussi nettement plus faible. L'étude des profils de vitesse permettra par la suite de comparer plus finement la structure des écoulements expérimentaux et numériques.

4.1.4 Noyau d'air

Le problème majeur de l'écoulement étudié ici réside dans l'existence du noyau d'air au coeur du tourbillon, celui-ci réduisant très fortement le débit d'évacuation. La simulation numérique permet de reproduire ce noyau d'air et de l'étudier plus finement, notamment dans des zones inaccessibles pour des mesures expérimentales.

Topologie du noyau d'air

La figure 4.7(a) représente l'isosurface de fraction volumique $\alpha = 0.5$. Elle correspond donc à l'interface air/eau et permet de visualiser la géométrie et la position du noyau d'air. La partie située au-dessus du fond a l'allure caractéristique du noyau d'air dans un tourbillon de vidange, mais la simulation permet aussi d'observer le noyau à l'intérieur du tuyau d'évacuation, ce qui n'est pas réalisable expérimentalement. Il est ainsi possible de voir que le noyau d'air atteint un diamètre minimum en $z = -8$ mm, soit 2 mm avant d'atteindre la fin de l'arrondi du tuyau d'évacuation, qui s'apparente ici à un convergent. Le noyau croît de nouveau ensuite pour ne laisser qu'un film d'eau le long des paroi, donnant naissance à l'écoulement annulaire qui a été observé expérimentalement dans le jet de sortie. Le noyau

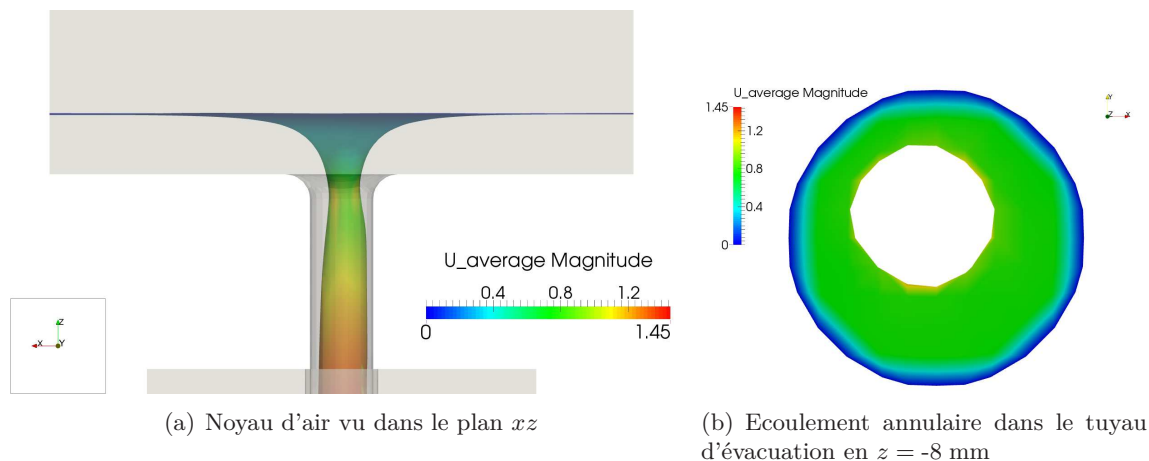


FIGURE 4.7 – Visualisation du noyau d’air au coeur du tourbillon et de sa position dans le tuyau d’évacuation. Résultats issus de la simulation numérique

d’air n’est pas symétrique à cause du décalage de son axe de rotation par rapport à l’axe du trou d’évacuation. Au-dessus de l’évacuation, le désaxage du noyau d’air dans la simulation est identique à celui mesuré expérimentalement dans la partie 3.1.3 avec un décalage de -1 mm en x et de 3 mm en y . Ce décalage est mis en évidence dans la figure 4.7(b) qui représente l’écoulement d’eau en $z = -8$ mm. Le noyau d’air (disque blanc au centre) atteint ici sa section minimale et son décalage est bien visible. L’écoulement amont arrive de la partie inférieure droite de l’image et pousse donc le tourbillon vers le coin opposé. Dans le tuyau d’évacuation, l’écoulement d’eau conserve son mouvement de rotation.

Pour mesurer précisément le rayon du noyau d’air à partir de la simulation, la section du noyau d’air est relevée pour différentes hauteurs z , puis un rayon équivalent est calculé en faisant l’hypothèse que le noyau d’air est parfaitement circulaire. La figure 4.8 a été obtenue en reconstruisant le noyau d’air à partir des rayons relevés sur la simulation : le résultat est donc parfaitement symétrique. Cela permet de voir l’évolution du noyau d’air en fonction de la hauteur et notamment la forme de col qu’il adopte en $z = -8$ mm avant d’augmenter de nouveau dans l’évacuation. Dans le tuyau, le film s’affine jusqu’à la sortie passant de 7 mm à la fin de l’arrondi à 2 mm au niveau de la sortie du tuyau. Ces valeurs sont à prendre avec précaution dans la mesure où le maillage n’a pas été travaillé pour reproduire finement l’écoulement du film.

Les mesures expérimentales sur le noyau d’air donnent des diamètres moyen allant selon les essais de 13.0 à 14.5 mm dans la configuration nominale (partie 3.1.4). Ici, le diamètre moyen vaut 14.4 mm en $z = 0$ mm. La simulation permet donc de retrouver la dimension de la base du noyau d’air mesurée expérimentalement et ce même si le niveau d’eau est différent entre la simulation et la mesure expérimentale. Cela tend aussi à confirmer que le tourbillon adopte une structure unique lorsque l’écoulement est stationnaire et que seul le niveau d’eau varie en fonction des paramètres d’entrée pour pouvoir retrouver cet état d’équilibre.

Écoulement d’air dans le noyau

La simulation numérique permet aussi d’accéder aux données à l’intérieur du noyau d’air. La figure 4.9 montre ainsi qu’il existe un écoulement d’air dans le noyau, essentiellement

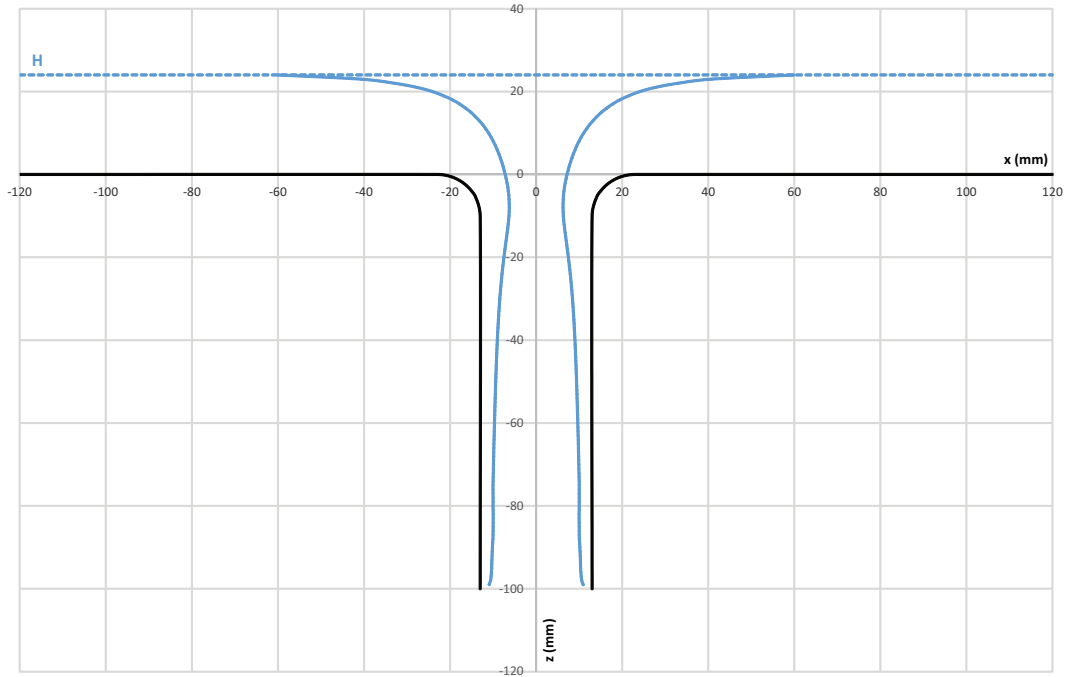


FIGURE 4.8 – Noyau d’air reconstruit à partir des rayons extraits de la simulation numérique

orienté en z et atteignant une vitesse supérieure à $7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Les données ont été extraites le long de la ligne blanche au centre du noyau, ce qui permet de tracer les évolutions de pression et vitesse le long de cette ligne dans la figure 4.10. Les données sont tracées de la hauteur correspondant à la surface libre ($z = 0.024 \text{ m}$) jusqu’à la sortie du tuyau d’évacuation ($z = -0.1 \text{ m}$).

Le tracé de la figure 4.10 montre des champs de pression et vitesse qui évoquent ceux obtenus dans un écoulement à effet Venturi : la forme de tuyère du noyau d’air entraîne en effet une accélération de l’écoulement d’air dont la vitesse est maximale en $z = -0.008 \text{ m}$, c’est-à-dire à la hauteur où la section du noyau d’air est minimale. Cette augmentation de vitesse entraîne une diminution de la pression qui passe de 0 à -77 Pa . Dans la partie divergente du noyau d’air, l’écoulement d’air ralentit alors que l’épaisseur du film liquide diminue et que sa vitesse augmente. La figure 4.11 donne les profils de la composante verticale de la vitesse à l’intérieur du tuyau d’évacuation en fonction du rayon. 3 hauteurs sont tracées : $z = -8, -40$ et -80 mm . La première correspond à la hauteur de la section minimale du noyau d’air et les deux autres sont tracés plus loin dans le tuyau d’évacuation. Les profils sont tracés en bleu dans la phase liquide et en rouge dans la phase gazeuse. Ils montrent une croissance continue de la vitesse dans le film liquide en descendant dans le tuyau d’évacuation alors que la vitesse dans le noyau d’air est divisée par 3 entre les deux profils extrêmes.

Ces tracés permettent de voir que la vitesse importante atteinte dans le noyau d’air est très locale puisqu’elle se concentre uniquement au col formé par le noyau d’air. Il faut noter que les données ont été moyennées en temps mais pas en espace. L’allure des profils dépend donc de leur position compte tenu de la dissymétrie de l’écoulement.

La présence d’un écoulement dans le noyau d’air n’a pas pu être vérifiée expérimentalement à cause de la difficulté d’accès de cette zone. Les valeurs obtenues numériquement, plus de $7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, paraissent très élevées dans la mesure où l’écoulement d’air ne peut être généré que

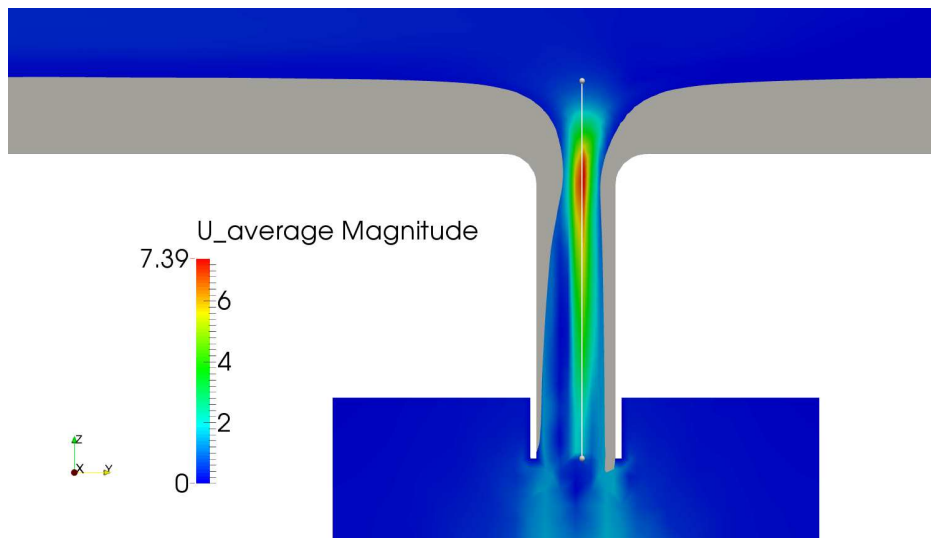


FIGURE 4.9 – Vitesse moyenne dans le noyau d'air. La surface grise correspond à la position moyenne de la phase eau

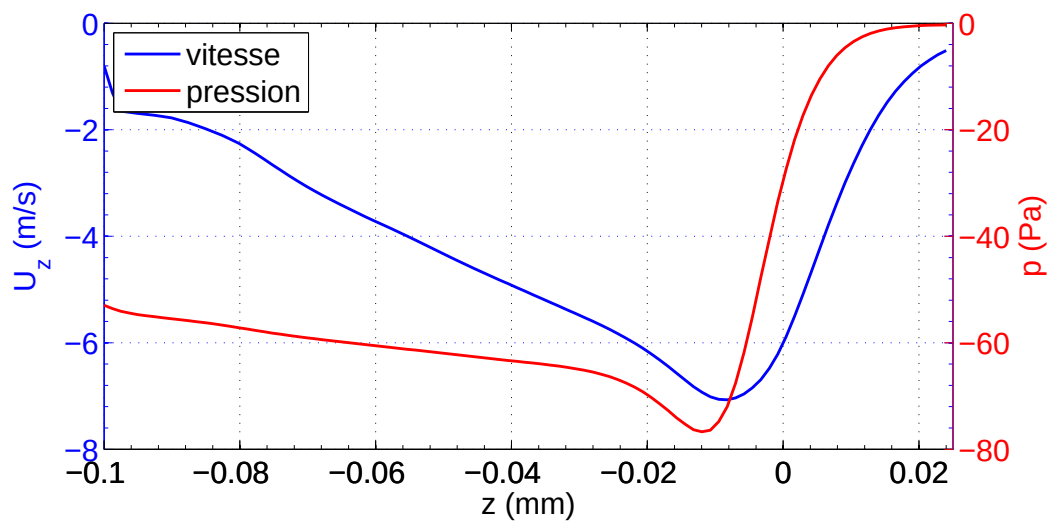


FIGURE 4.10 – Evolution des valeurs moyennes de vitesse U_z et pression p en fonction de z à l'intérieur du noyau d'air

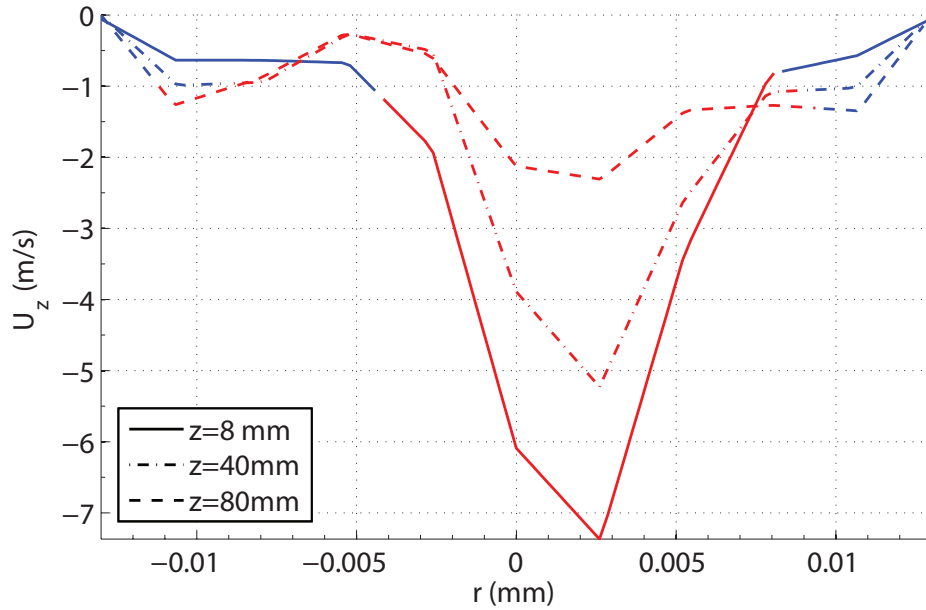


FIGURE 4.11 – Profils des valeurs moyennes de vitesse U_z en fonction du rayon pour différentes valeurs de z à l'intérieur du tuyau d'évacuation. La partie bleue du profil correspond à la phase liquide et la partie rouge à la phase gazeuse

par entraînement dû au mouvement d'eau. La présence d'un effet Venturi pourrait justifier de telles valeurs au niveau du col à condition qu'une différence de pression existe entre l'intérieur de la boîte et la zone de sortie du jet afin de pouvoir initier un écoulement d'air. La figure 4.10 montre que pression et vitesse sont proches de 0 à hauteur de la surface libre. En revanche à la sortie du tuyau d'évacuation, en $z = -0.1$ m, la vitesse est inférieure à $1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ alors que la pression vaut toujours -53 Pa. En prolongeant ce profil de vitesse à l'extérieur du tuyau d'évacuation, l'écoulement subit une recompression en passant de -53 Pa en $z = -0.1$ m à -7 Pa en $z = -0.14$ m.

L'observation des données temporelles montre que l'air est initialement entraîné par les gouttes d'eau traversant l'évacuation. A mesure que le tourbillon s'amorce et que le film liquide se met en place sur les parois du tuyau, la dépression augmente dans le tuyau et l'écoulement d'air accélère. Des zones de dépression locales apparaissent périodiquement au niveau de l'interface mais elles n'entraînent pas de vitesses parasites et la vitesse augmente essentiellement au centre du noyau d'air et non au contact de l'interface. Le phénomène ne semble donc pas être dû à l'amplification de courants parasites à proximité de l'interface, comportement pouvant apparaître avec le modèle VOF.

Le chapitre 3 a montré que le HVAC génère une dépression dans la boîte à eau et que celle-ci est responsable d'une modification temporaire de la structure du noyau d'air conduisant à une diminution du niveau d'eau. La présence d'un écoulement d'air dans le noyau et d'une dépression dans le tuyau d'évacuation sont des éléments importants à prendre en compte pour expliquer l'effet du HVAC sur l'écoulement. En effet, la dépression générée va modifier le comportement de l'écoulement d'air dans le noyau en modifiant la différence de pression entre la boîte et le tuyau d'évacuation.

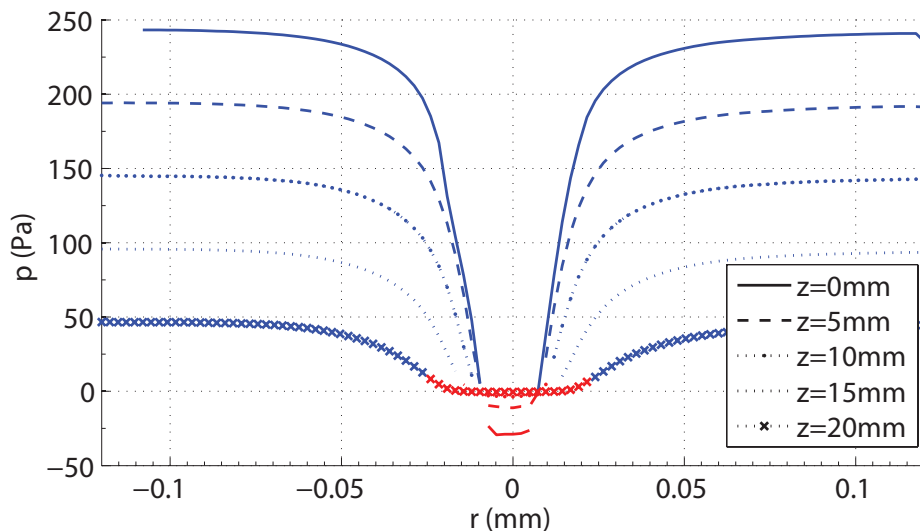


FIGURE 4.12 – Profils de pression statique p en fonction du rayon r pour différentes valeurs de z entre le fond de la boîte et la surface libre. La partie bleue du profil correspond à la phase liquide et la partie rouge à la phase gazeuse

Distribution de pression

La formation du noyau d'air s'explique par la présence d'une dépression au centre du tourbillon. Cette dépression, générée par l'augmentation de vitesse dans le tourbillon, a pour effet de creuser la surface libre puis de conduire à la formation d'un noyau d'air à mesure que le tourbillon se développe et que la pression diminue. La figure 4.12 permet d'observer la distribution de pression statique en fonction du rayon, et ce pour différentes hauteurs dans la couche d'eau. A proximité des parois, la vitesse de l'eau tend vers zéro et le profil tend vers la valeur de la pression hydrostatique (soit 250 Pa en $z = 0$ mm). La pression à l'extérieur du tourbillon diminue donc avec z . A l'inverse, dans la phase air au centre du tourbillon, la pression tend vers zéro quand z est important et la pression diminue en se rapprochant du fond à cause de l'accélération de l'écoulement d'air évoquée dans la partie précédente. La différence de pression entre l'extérieur et le centre du profil est donc d'autant plus importante que celui-ci est proche du fond.

Dans la mesure où il y a continuité de la pression à l'interface, la dépression générée par l'écoulement d'air dans le noyau permet d'avoir une interface plus proche du centre du tourbillon. La figure 4.13 montre le champ de pression de l'écoulement ainsi que les lignes d'iso-contour $\alpha = 0.5$ correspondant à la position de l'interface et $p = 10$ Pa correspondant à la pression statique à l'interface à l'extérieur du tourbillon. Les deux lignes sont confondues à l'extérieur du tourbillon mais la ligne d'iso-contour de pression se détache de l'interface à l'intérieur du tourbillon. Cette ligne de pression correspondrait à la position (fictive et non physique) de l'interface si la pression dans l'air était constante. Du fait de la présence d'un écoulement d'air et d'une dépression dans le noyau, la position de l'interface est plus proche du centre du tourbillon. La distance minimale entre l'axe de rotation et la surface libre est située dans la partie où la pression dans l'air est la plus faible.

L'observation de la distribution de pression dans le tourbillon montre qu'il y a un couplage important entre l'écoulement d'eau et d'air : la dépression générée dans l'eau par le tourbillon forme un noyau dans lequel un écoulement d'air est initié. Cet écoulement agit sur la position

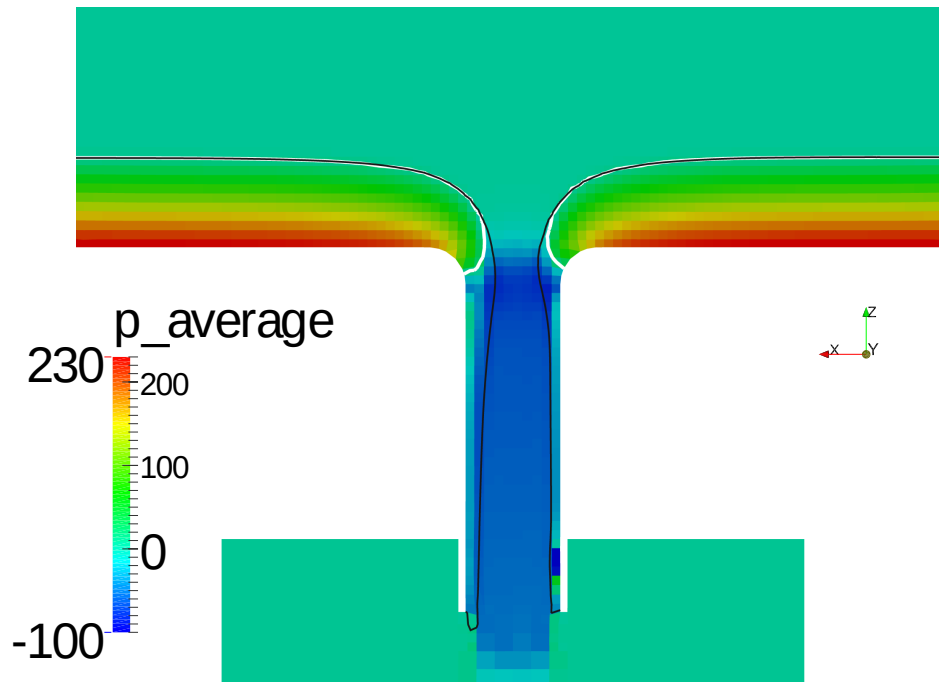


FIGURE 4.13 – Champ de pression statique dans une nappe verticale traversant le tuyau d'évacuation. La ligne d'iso-contour $\alpha = 0.5$ est représentée en noir et celle pour $p = 10$ Pa en blanc

de l'interface de part la dépression qu'il génère. Ce comportement est d'autant plus important dans la configuration HVAC. Dans ce cas, la boîte est mise en dépression : il y a donc une modification de la pression hydrostatique à l'extérieur du tourbillon, ainsi qu'une différence de pression avec l'air autour du jet de sortie. Cette mise en dépression de la boîte génère une contraction temporaire du noyau d'air qui retrouve sa forme initiale après stabilisation.

La présence d'une dépression ou d'un écoulement d'air dans le noyau du tourbillon n'ont pas pu être mis en évidence expérimentalement de par la difficulté d'accès de cette zone. Des tentatives de mesure de pression ou de visualisation à l'aide d'une canne à fumée ont été vaines. Des bruits de succion d'air sont néanmoins audibles dans certaines conditions², ce qui semble indiquer l'existence au moins transitoire d'un écoulement d'air dans le noyau bien qu'aucune mesure ne permette de le confirmer.

4.1.5 Comparaison des résultats numériques et expérimentaux

Tout comme pour les données expérimentales, les profils de vitesse obtenus numériquement sont extraits en se plaçant dans le repère du tourbillon. Les profils de vitesse expérimentaux et numériques sont comparés dans les figures 4.14, 4.15 et 4.16, respectivement pour les composantes de vitesse radiale, tangentielle et axiale.

Sur la vitesse radiale tout d'abord, les résultats pour la nappe basse, figure 4.14(a), présentent un assez bon accord entre la simulation et les mesures expérimentales. Les vitesses maximales sont comprises entre -0.13 et $-0.16 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, soit une différence maximale de 20.4%

2. vidange du réservoir, déstabilisation du tourbillon lors d'un changement de sens de rotation pendant le remplissage...

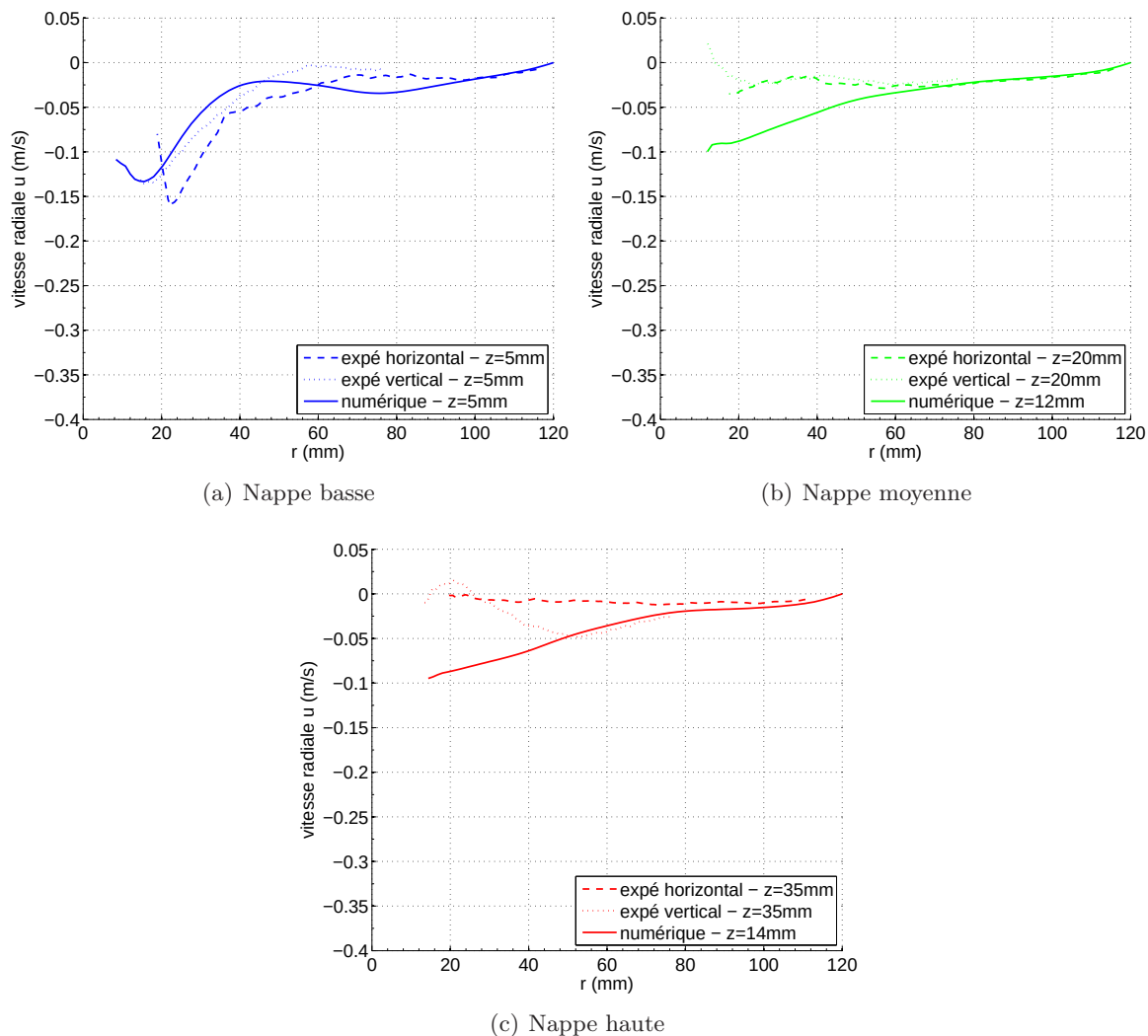


FIGURE 4.14 – Comparaison des résultats expérimentaux et numériques : composante de vitesse radiale (u) sur les 3 hauteurs de nappe

entre la simulation et la mesure dans le plan horizontal. L'accord est bien meilleur pour la mesure dans le plan vertical avec un écart se limitant à 1.9%. Sachant que les mesures dans les deux plans ont une différence de 15%, l'accord avec la simulation est correct. Cet accord ne se retrouve pas dans les résultats des nappes moyennes et hautes, respectivement figures 4.14(b) et 4.14(c), où la simulation s'écarte des mesures expérimentales à proximité du coeur du tourbillon, avec des différences allant jusqu'à 87%. La différence majeure réside dans l'allure du profil de vitesse : sur la simulation, la vitesse évolue assez linéairement en se rapprochant du centre du tourbillon alors que les mesures expérimentales montrent des vitesses quasi-constantes et qui ont tendance à tendre vers zéro à proximité du centre du tourbillon. Ces différences peuvent s'expliquer par la différence de niveau d'eau entre simulation et expérimentation : les débits étant égaux, le niveau nettement plus faible de la simulation impose une vitesse radiale qui doit être globalement plus importante que sur les résultats expérimentaux.

Au niveau de la vitesse tangentielle, figure 4.15, les profils expérimentaux ont des valeurs plus faibles que les profils numériques bien que leur allure soit identique. Ici aussi, la diffé-

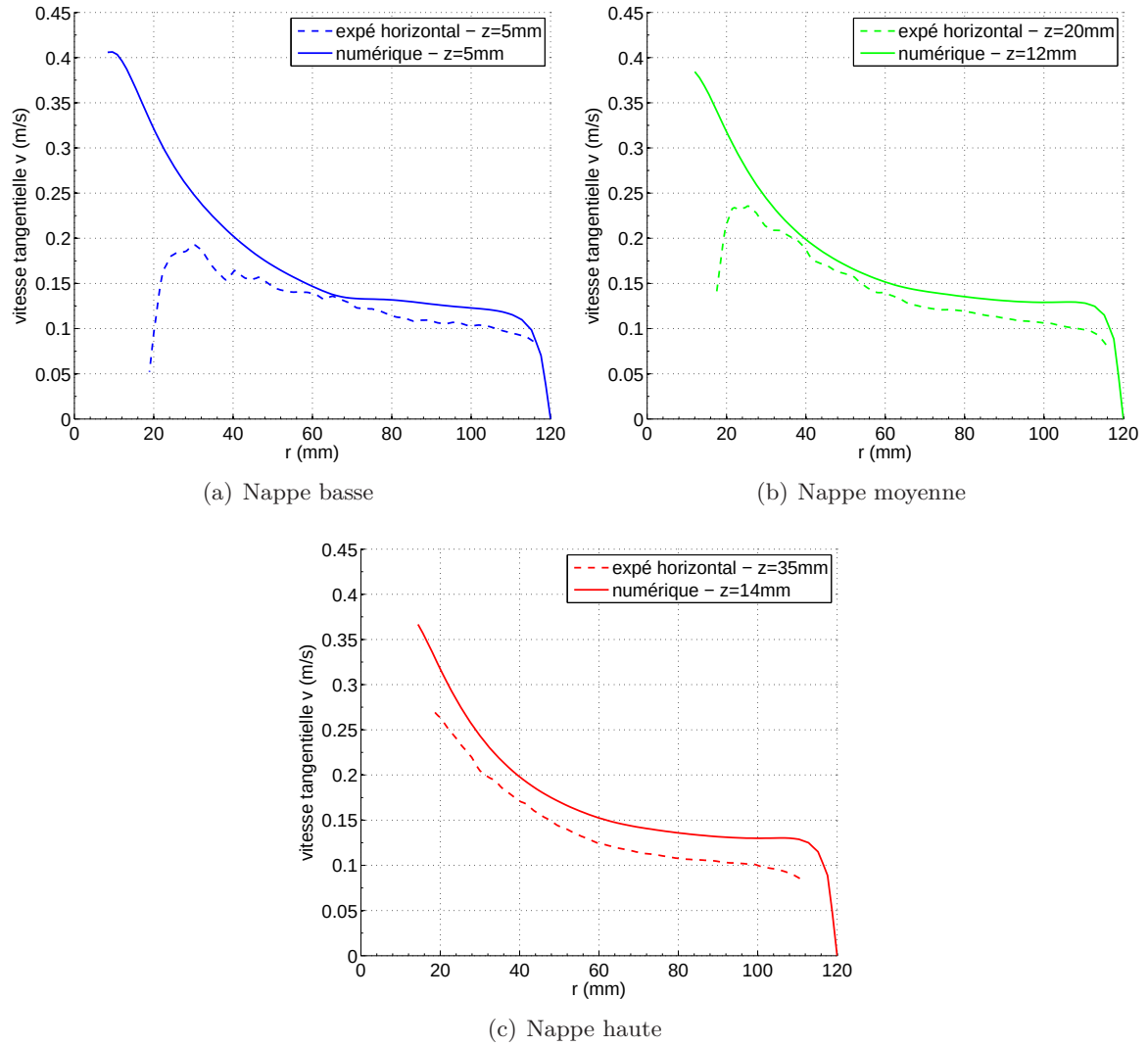


FIGURE 4.15 – Comparaison des résultats expérimentaux et numériques : composante de vitesse tangentielle (v) sur les 3 hauteurs de nappe

rence majeure se concentre à proximité du centre du tourbillon. Les profils numériques se superposent quelle que soit la hauteur de nappe et la vitesse augmente jusqu'à la coupure au niveau de l'interface avec le noyau d'air. La vitesse maximale ne dépend que de la position de cette interface : plus elle est proche du centre et plus la vitesse est importante. Les profils expérimentaux quant à eux montrent une augmentation de la vitesse en se rapprochant du centre jusqu'à une valeur maximale au-delà de laquelle la vitesse décroît de nouveau jusqu'à l'interface avec le noyau d'air. Dans la littérature, le rayon pour lequel la vitesse tangentielle est maximale correspond à la transition entre le coeur du tourbillon, où les effets visqueux sont prépondérants, et l'écoulement potentiel à l'extérieur du coeur. Ces notions sont clairement établies dans la littérature pour les tourbillons en régime sous-critique. Ici, il s'agit de savoir si le noyau d'air se forme à l'intérieur du coeur du tourbillon ou à l'extérieur. Le premier cas correspondrait aux profils obtenus expérimentalement alors que le second s'apparenterait aux profils numériques. Ce point sera discuté dans la partie 5.2.5.

Enfin la vitesse axiale, figure 4.16, est la plus concluante avec le meilleur accord entre les profils obtenus numériquement et expérimentalement. Les profils sont proches sur toutes les

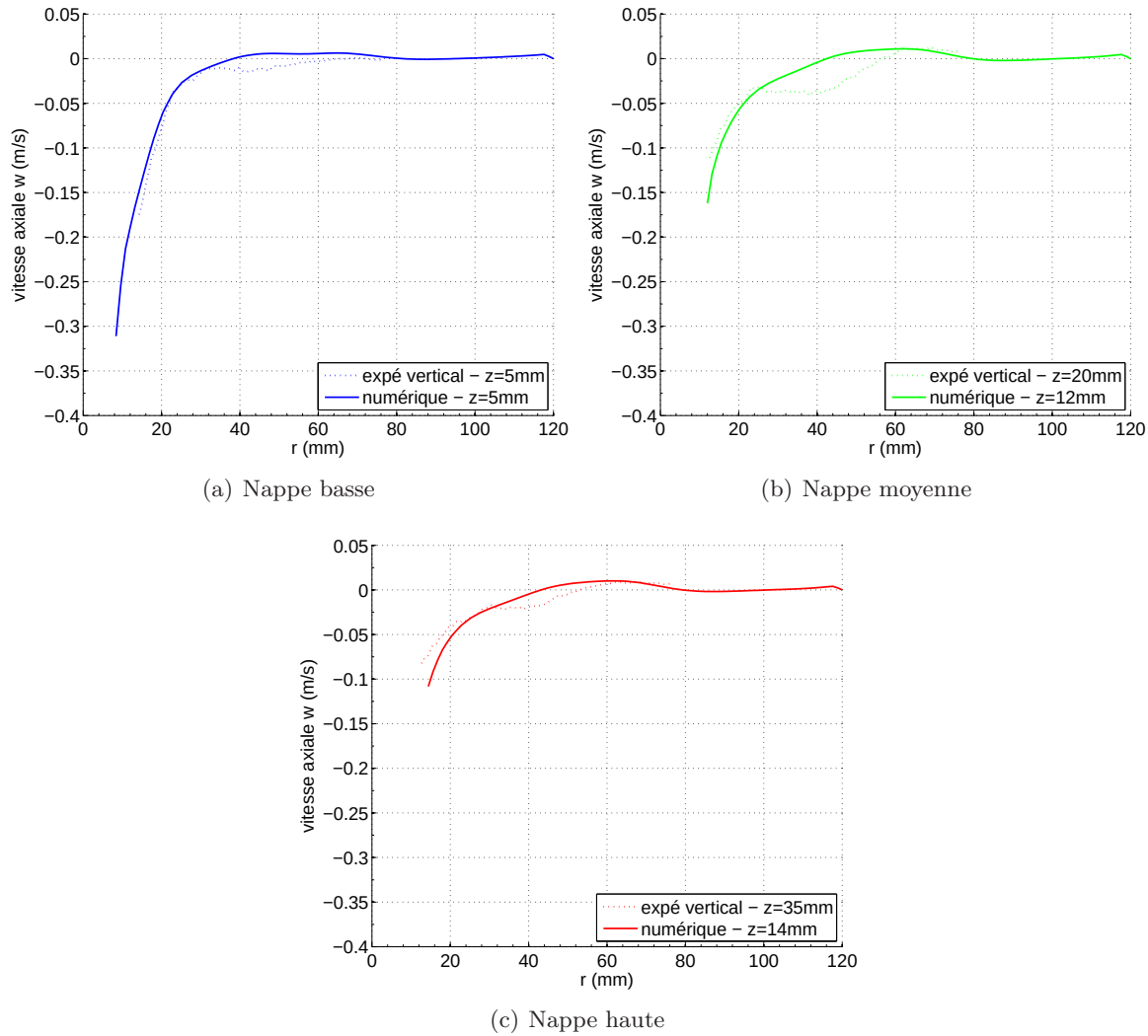


FIGURE 4.16 – Comparaison des résultats expérimentaux et numériques : composante de vitesse axiale (w) sur les 3 hauteurs de nappe

hauteurs de nappe, mis à part autour de $r = 40$ mm où les profils expérimentaux subissent une diminution plus rapide avant de se rapprocher de nouveau des profils numériques pour $r < 30$ mm. La différence sur les vitesses maximales des profils expérimentaux et numériques varie de 21% pour la nappe haute à 43% pour la nappe basse. Cela est dû au fait que la vitesse diminue rapidement à proximité du centre du tourbillon et que les profils numériques s'en approchent plus que les profils expérimentaux. Si la simulation numérique permet de tracer le profil jusqu'à l'interface avec le noyau d'air, ce n'est pas le cas des mesures expérimentales pour lesquelles il est difficile de s'approcher de l'interface à cause des réflexions et déformations qu'elle génère.

Bien que le niveau d'eau soit deux fois plus faible dans la simulation par rapport aux mesures expérimentales, les profils de vitesse obtenus dans les deux cas sont cohérents. La composante axiale présente un bon accord quelle que soit la hauteur de nappe alors que les composantes radiales et tangentielles ont tendance à avoir des écarts plus importants à proximité du centre du tourbillon, avec des vitesses supérieures pour la simulation numérique.

La figure 4.17(a) permet de visualiser le profil de vitesse radiale en fonction de la hauteur.

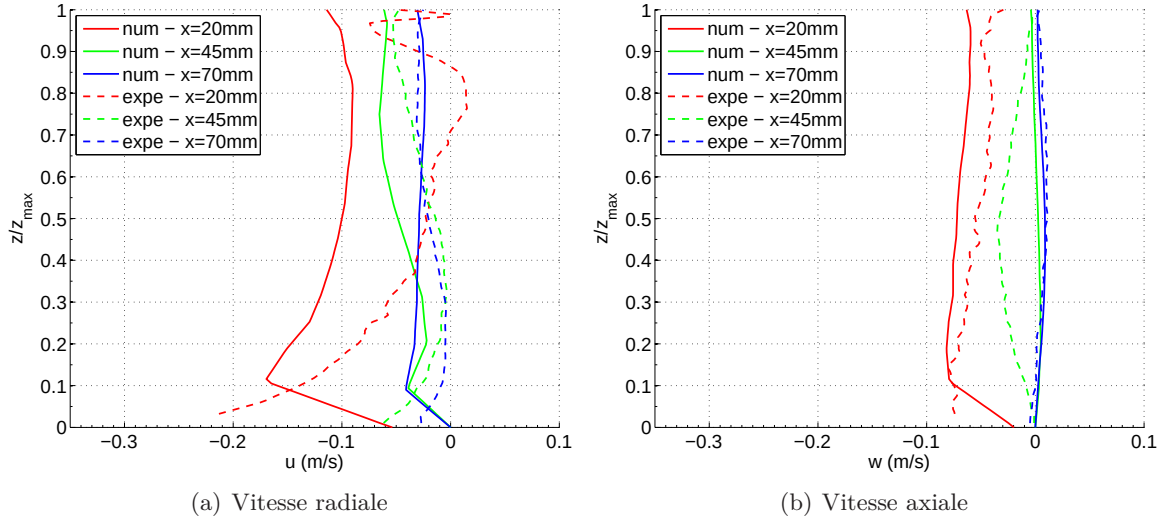


FIGURE 4.17 – Comparaison des résultats expérimentaux et numériques : profils de vitesse radiale et axiale en fonction de z/z_{max} .

L'axe z a été adimensionné par la hauteur de chaque profil afin de pouvoir comparer les résultats numériques et expérimentaux en s'affranchissant de la différence de niveau d'eau. Les profils montrent des écarts de vitesse importants entre résultats numériques et expérimentaux, particulièrement à proximité du noyau d'air, en $x = 20$ mm. Ces écarts se réduisent en s'éloignant du noyau d'air mais la simulation surestime systématiquement la vitesse, ce qui se justifie par le niveau beaucoup plus faible qu'en expérimental pour un débit identique. Les profils ont néanmoins un comportement similaire avec un écoulement radial prépondérant à proximité du fond et sous la surface libre. La simulation numérique permet donc de reproduire cette caractéristique de l'écoulement observée expérimentalement dans cette étude et dans les travaux d'Echávez et McCann [18] et Andersen *et al.* [1, 2]. Les profils de vitesse axiale en fonction de la hauteur sont tracés dans la figure 4.17(b). Ils montrent des écarts beaucoup plus faibles entre les profils numériques et expérimentaux, de l'ordre de grandeur de l'incertitude de mesure, et confirment donc le bon accord observé sur le tracé de profil de vitesse en fonction du rayon.

4.1.6 Influence des schémas numériques

Le cas de référence présente un écart important du niveau d'eau stabilisé par rapport aux résultats expérimentaux, bien que la topologie et le comportement de l'écoulement soient cohérents. Il s'agit ici de simuler le même cas mais avec une configuration différente des schémas numériques afin de vérifier qu'ils n'ont pas d'influence significative sur l'écoulement simulé, notamment sur le niveau d'eau. Le tableau 4.2 permet de comparer la mise en donnée des deux cas.

Avec cette configuration, 190 s d'écoulement ont été calculées. La courbe de niveau d'eau reportée dans la figure 4.18 montre que les résultats des deux simulations sont très proches. Les niveaux sont identiques dans la phase transitoire, puis le niveau du cas avec schémas modifié se stabilise à une valeur légèrement supérieure à la référence. L'écart est néanmoins peu significatif.

D'un point de vue qualitatif, la modification des schémas numériques influence l'allure

Type		Schémas du cas référence	Schémas du cas modifié
temps		Euler	Euler
grad.	default	Gauss linear	Gauss linear
	gradient	—	cellLimited Gauss linear 1
div.	$\text{div}(\rho\phi, U)$	Gauss upwind	Gauss linearUpwindV gradient
	$\text{div}(\phi, \alpha)$	Gauss vanLeer	Gauss vanLeer
	$\text{div}(\phi_{\text{irb}}, \alpha)$	Gauss interfaceCompression	Gauss interfaceCompression
	$\text{div}(\phi, k)$	Gauss linearUpwind	Gauss upwind
	$\text{div}(\phi, \epsilon)$	Gauss linearUpwind	Gauss upwind
	$\text{div}(\phi, R)$	—	Gauss upwind
	$\text{div}(R)$	—	Gauss linear
	$\text{div}(\phi, \nu_{\text{Tilda}})$	—	Gauss upwind
	$\text{div}((\nu_{\text{Eff}} * \text{dev}(T(\dots \text{grad}(U))))))$	Gauss linear	Gauss linear
lapl.		Gauss linear corrected	Gauss linear corrected
interp.		Linear	Linear

TABLE 4.2 – Schémas d'intégration utilisés pour étudier l'influence des schémas numériques sur l'écoulement simulé.

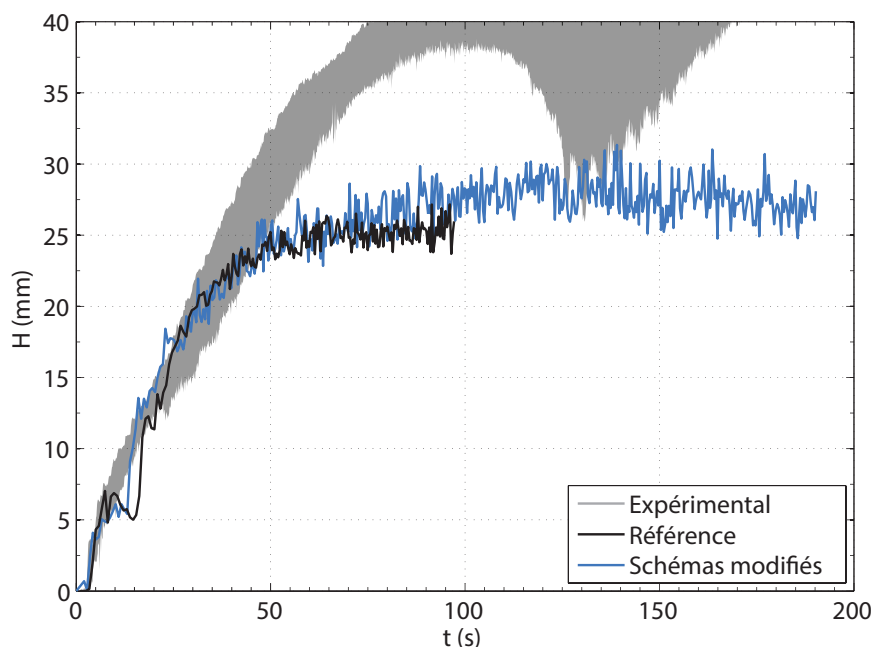


FIGURE 4.18 – Evolution du niveau d'eau en fonction du temps. Comparaison des niveaux obtenus par simulation dans le cas de référence, le cas avec schémas numériques modifiés et la plage de niveaux mesurée expérimentalement (surface grise)

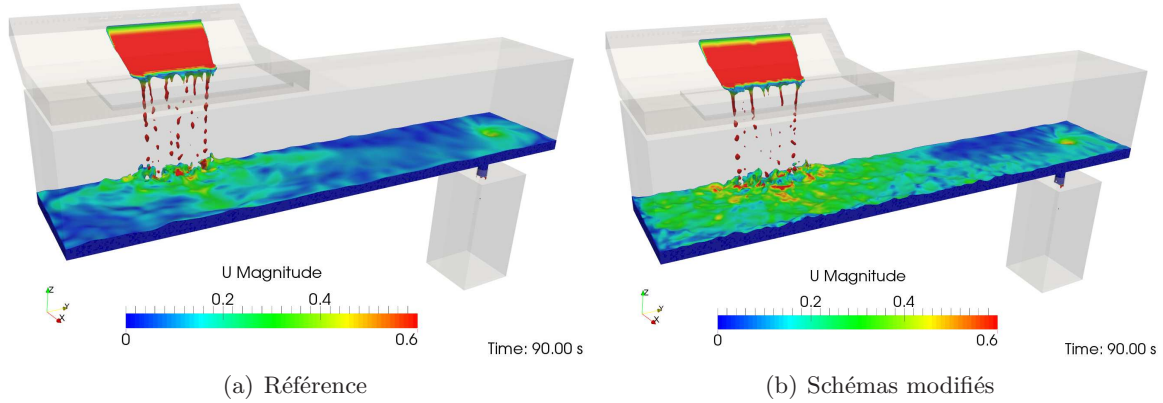


FIGURE 4.19 – Visualisation de la phase liquide obtenue par simulation à $t = 90$ s. Comparaisons du cas de référence et du cas avec schémas modifiés. La surface libre est colorée en fonction de la vitesse

de la surface libre. La figure 4.19 montre en effet que les ondes de surface ont une longueur d'onde plus courte avec les schémas modifiés que dans le cas de référence. Les vitesses sont aussi globalement supérieures.

Sur un plan plus quantitatif, le tracé des profils de vitesse moyenne dans le tourbillon (figure 4.20) permet de voir qu'il existe des différences entre les deux cas, essentiellement sur la composante radiale. Les composantes tangentielle et axiales présentent de faibles écarts. Le tracé de fraction volumique ne montre pas d'écarts significatifs sur la taille ou la position du noyau d'air.

La modification des schémas numériques a donc bien un impact sur le résultat et il peut être nécessaire de se concentrer sur cet aspect pour améliorer les corrélations avec l'expérimental sur des points bien précis. Les différences restent néanmoins faibles et la modification des schémas ne permet pas de justifier l'importante différence sur les niveaux d'eau obtenus expérimentalement et numériquement.

4.1.7 Influence du maillage

L'autre piste de réflexion pour justifier l'écart de niveau entre simulations et mesures concerne la finesse du maillage utilisé. A partir du cas de référence, trois maillages différents sont réalisés : un maillage plus large et deux maillages plus fins. Leurs caractéristiques sont synthétisées dans le tableau 4.3. Dans ce tableau, trois zones de raffinement sont distinguées. Le volume de raffinement situé au fond de la boîte est découpé en deux : un carré de 120×120 mm centré sur le trou d'évacuation (*Fond proche tuyau*) permet de raffiner cette zone de manière distincte du reste du fond de la boîte (*Fond de boîte*). Enfin, le maillage à l'intérieur du tuyau constitue lui aussi une zone de raffinement. Les maillages sont aussi caractérisés par le nombre de maille total et par la dimension de la maille initiale (de niveau 0) ce qui permet de connaître les dimensions des mailles dans les différentes zones de raffinement mentionnées précédemment.

Les deux maillages fins ont un nombre de mailles similaire mais ils se distinguent par la manière dont sont réparties ces mailles. Le premier conserve une maille initiale de 10 mm de côté et le fond à proximité du tuyau ainsi que le tuyau sont raffinés au niveau 3, ce qui

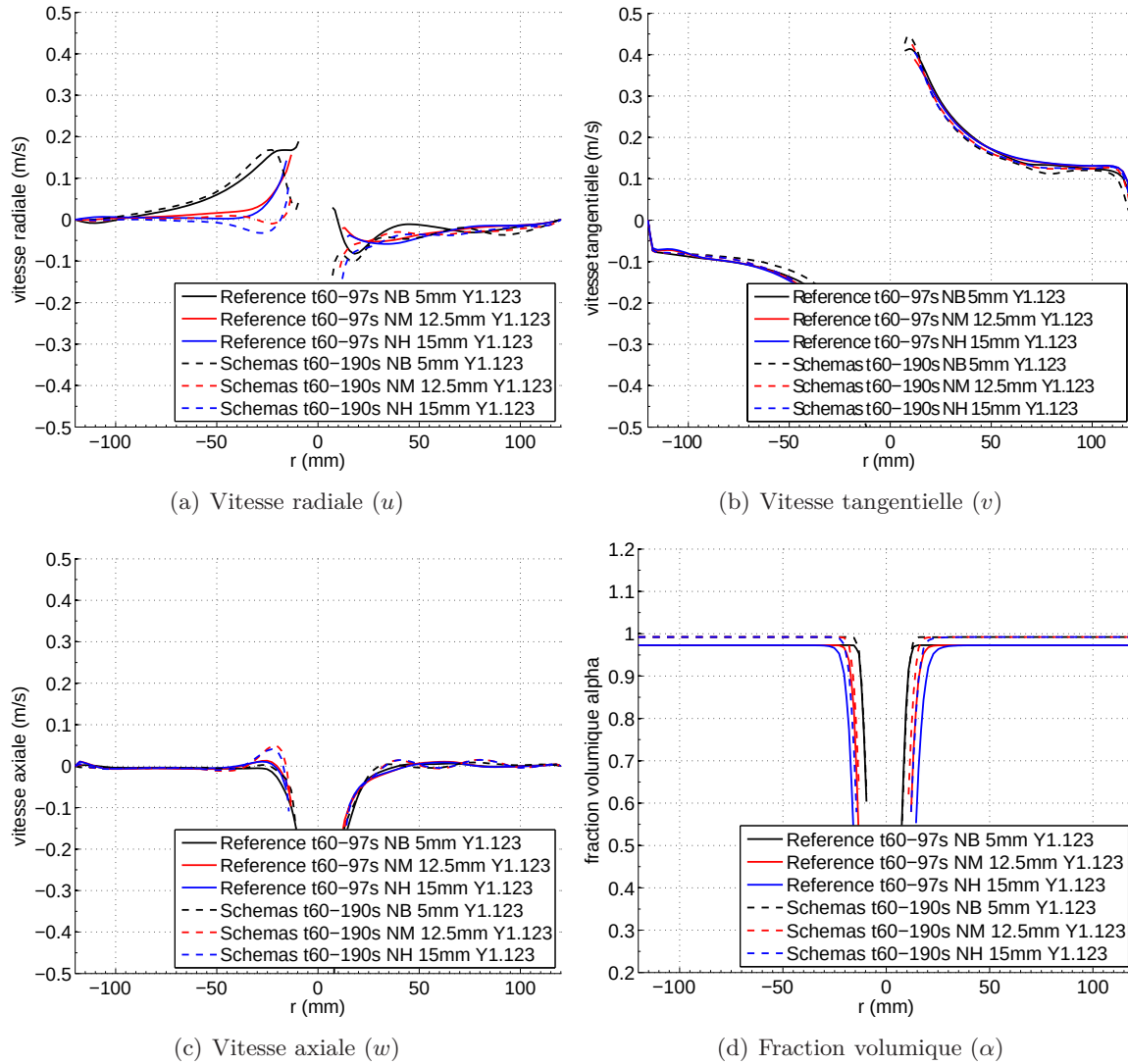


FIGURE 4.20 – Profils de vitesse moyenne dans la phase liquide et profil de fraction volumique. Comparaison du cas de référence avec le cas aux schémas modifiés

Cas	Nb de mailles	Taille maille niv.0	Niveaux de raffinement
Référence	1 332 800	10 mm	Fond de boîte 2
			Fond proche tuyau 2
			Tuyau 2
Maillage large	53 700	10 mm	Fond de boîte 0
			Fond proche tuyau 1
			Tuyau 2
Maillage fin 1	2 558 000	10 mm	Fond de boîte 2
			Fond proche tuyau 3
			Tuyau 3
Maillage fin 2	2 301 400	8 mm	Fond de boîte 2
			Fond proche tuyau 2
			Tuyau 2

TABLE 4.3 – Synthèse des caractéristiques des quatre maillages testés.

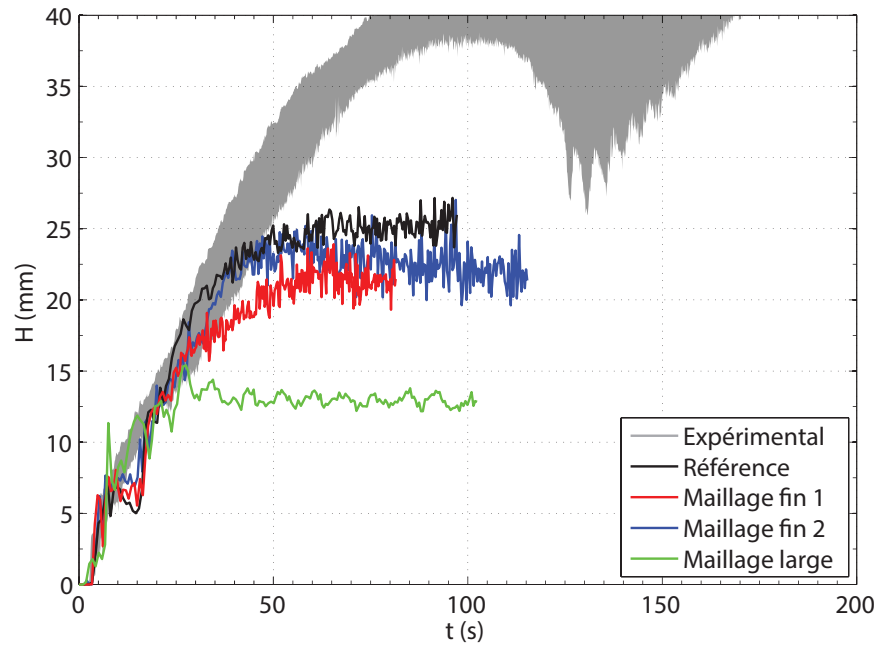


FIGURE 4.21 – Evolution du niveau d’eau en fonction du temps. Comparaison des niveaux obtenus par simulation pour quatre maillages différents avec la plage de niveaux mesurée expérimentalement (surface grise)

permet d’obtenir des mailles de 1.25 mm de côté. Le reste du fond de boîte n’est raffiné qu’à un niveau 2 et il y a donc une discontinuité du niveau de raffinement dans le fond de boîte. Les capacités de la machine utilisée pour générer le maillage n’ont pas permis de mailler tout le fond au niveau 3. Le maillage fin 2 utilise donc une stratégie différente en gardant les mêmes niveaux de raffinement que le cas de référence, mais en diminuant la taille de maille initiale de manière à obtenir un maillage plus fin dans le domaine tout en conservant un niveau de raffinement homogène en fond de boîte. Mis à part le maillage, le reste de la mise en données est identique au cas de référence. Les trois cas supplémentaires ont été simulés jusqu’à stabilisation du niveau d’eau. Les niveaux sont tracés sur la figure 4.21 et comparés avec le cas de référence et la mesure expérimentale.

Le maillage le plus large montre un net écart à la fois avec les mesures expérimentales et avec les autres simulations en générant une stabilisation du niveau d’eau autour de 14 mm. Les deux maillages fins sont nettement plus proches du cas de référence : les courbes se confondent sur les 30 premières secondes d’écoulement, puis le maillage fin 1 se stabilise autour de 22 mm alors que le cas de référence est autour de 25 mm. Le maillage fin 2 est plus proche du cas de référence dans la zone de transition mais se stabilise à un niveau intermédiaire.

Les champs moyens sont calculés sur des périodes de 37, 62, 24 et 62 s, respectivement pour le cas de référence, le maillage large, le maillage fin 1 puis le maillage fin 2. Les profils de vitesse moyenne sont tracés dans la figure 4.22. Le cas du maillage large peut être mis à part dans la mesure où il s’écarte systématiquement des autres profils. Concernant les autres cas, les écarts sont assez faibles. Dans la hiérarchie des profils, le cas de référence a tendance à avoir une vitesse tangentielle supérieure et une vitesse radiale inférieure aux deux maillages fins. Les profils de vitesse axiale sont quant à eux superposés dans les trois cas. Sur la fraction volumique, les trois cas montrent très peu de différences et des valeurs de diamètre de noyau d’air similaires.

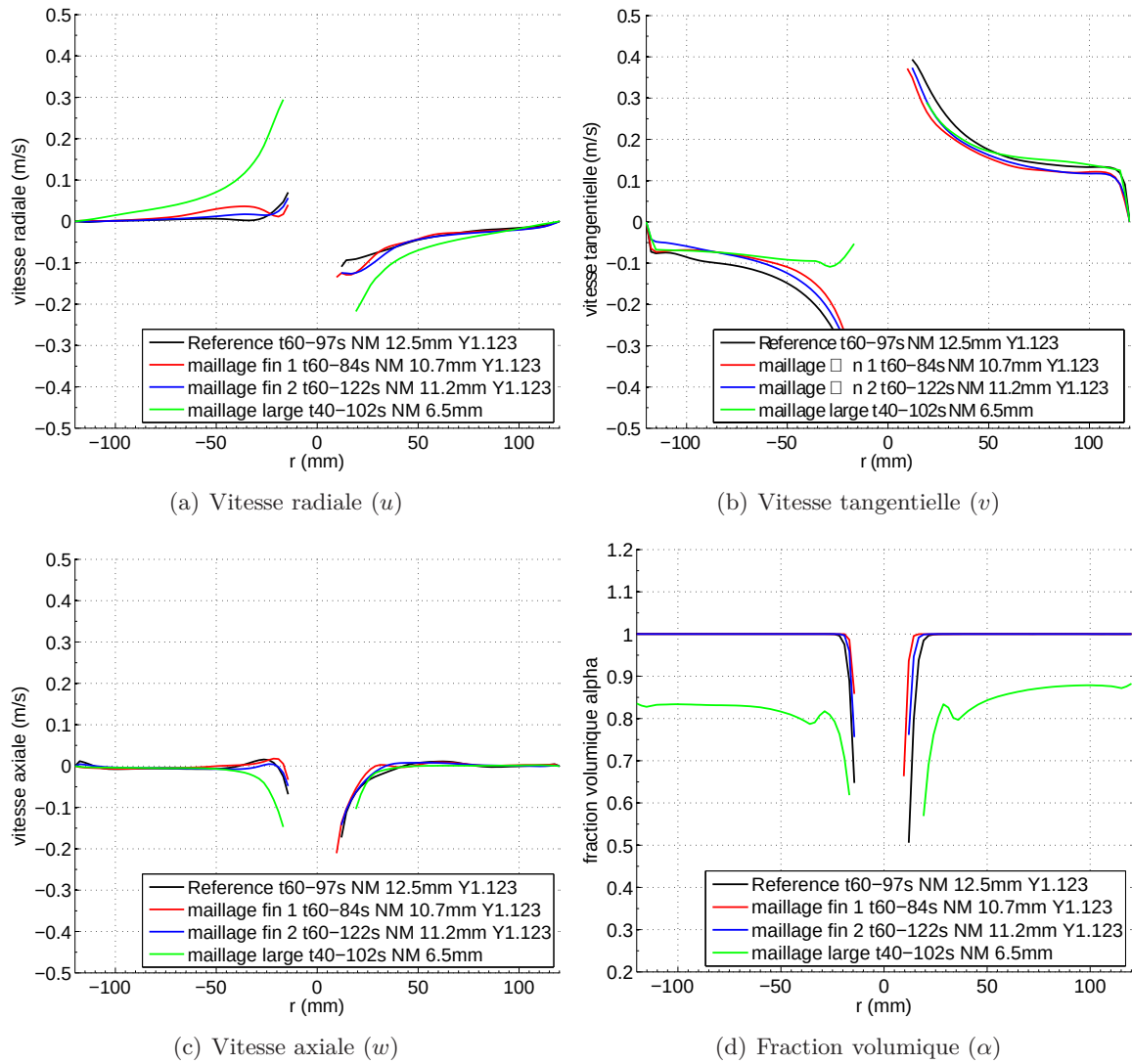


FIGURE 4.22 – Profils de vitesse moyenne dans la phase liquide et profil de fraction volumique extraits sur une hauteur de nappe moyenne. Comparaisons des profils obtenus pour quatre maillages différents

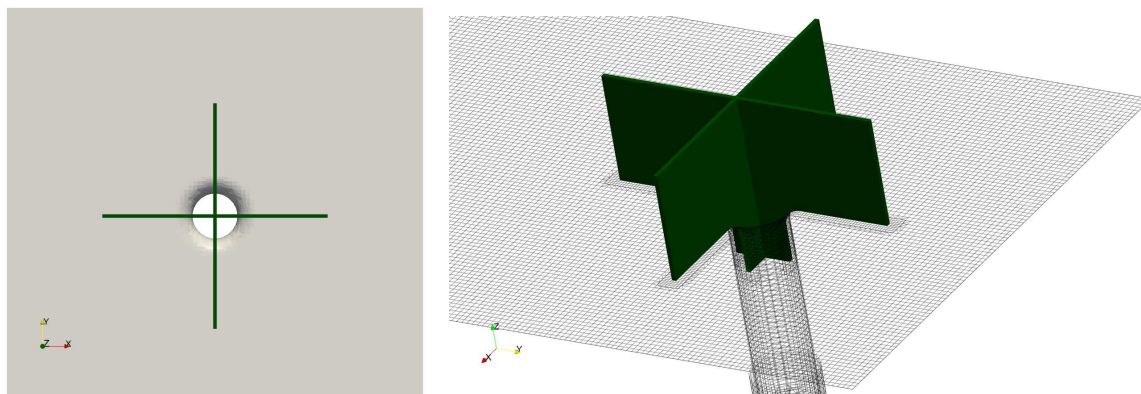


FIGURE 4.23 – Géométrie et position des ailettes sur l'évacuation

4.1.8 Configuration “ailettes”

Les résultats des simulations présentés précédemment montrent des écarts très importants sur le niveau d'eau par rapport aux mesures expérimentales bien que la topologie de l'écoulement soit identique et qu'un tourbillon de vidange se forme effectivement dans les cas simulés. Puisque la stabilisation du niveau d'eau dépend directement du tourbillon de vidange, il se pose la question de la capacité du code de calcul à reproduire correctement le phénomène du tourbillon de vidange. Afin de pouvoir clarifier ce point, il faudrait disposer d'une configuration d'écoulement permettant d'éviter la formation du tourbillon de vidange. C'est le but de la configuration “ailettes” présentée ici.

Géométrie

La configuration se base sur la géométrie simplifiée de boîte à eau dotée un système d'ailettes placées sur le trou d'évacuation dans l'objectif de détruire le tourbillon de vidange. La géométrie et le positionnement des ailettes sur l'évacuation sont illustrés dans la figure 4.23.

Il s'agit de quatre ailettes positionnées à 90° et centrées sur le trou d'évacuation. Elles suivent la courbure du trou et s'enfoncent de 26 mm (1D) dans le trou. Les ailettes s'étendant de 52 mm (2D) au delà du trou d'évacuation. Leur hauteur est de 50 mm de manière à ce que le haut des ailettes soit au-dessus de la surface libre.

D'un point de vue maillage, la configuration du cas de référence est conservée. La seule différence concerne le maillage surfacique des ailettes : celui-ci est réalisé au niveau 3 afin de représenter correctement les ailettes dont l'épaisseur est de 2 mm. Le maillage volumique résultant comporte 1 389 000 cellules, soit 56 200 cellules de plus que le maillage du cas de référence.

Résultats

Cette configuration fait partie des dispositifs de contrôle ayant été testés expérimentalement afin de diminuer le niveau d'eau dans la boîte. Ces travaux visent principalement une application industrielle et ne sont pas détaillés dans ce document. Les mesures de niveaux

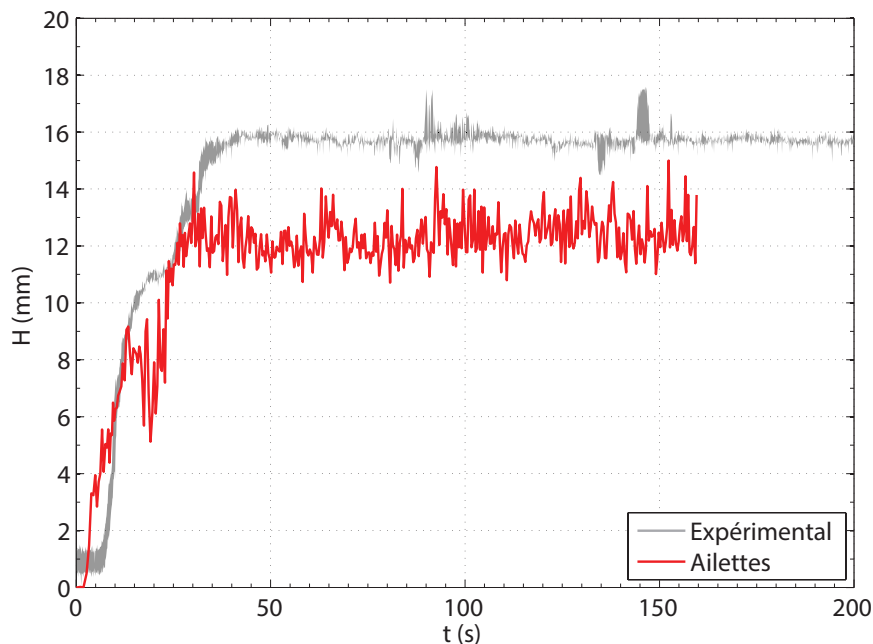


FIGURE 4.24 – Evolution du niveau d’eau en fonction du temps. Comparaison du niveau obtenu par simulation dans la configuration “ailettes” avec la plage de niveaux mesurée expérimentalement (surface grise)

correspondant à cette configuration sont reportées dans la figure 4.24. Le niveau d’eau se stabilise à 16 mm au bout de 40 s d’écoulement.

Quant à la simulation, elle génère un écoulement se stabilisant à 12 mm après 30 s d’écoulement. L’écart avec les mesures expérimentales est donc de 4 mm, ce qui est nettement plus faible que les écarts relevés dans la configuration précédente. Il est ici du même ordre de grandeur que l’incertitude sur la mesure de niveau (± 4 mm). Il n’en demeure pas moins que du fait du faible niveau d’eau, ces 4 mm représentent un écart de 25% entre l’expérimental et la simulation.

Concernant la topologie de l’écoulement, les ailettes ont pour effet d’empêcher la formation d’un tourbillon de vidange. La figure 4.25 permet de visualiser le champ de vitesse moyen, calculé sur une période de 130 s. Il montre que l’écoulement conserve la même topologie que dans le cas de référence : l’écoulement amont arrive essentiellement par la droite du trou d’évacuation puis s’enroule en longeant les parois latérales. Cette fois, les ailettes empêchent l’amorçage du tourbillon de vidange. En revanche, elles ne permettent pas d’acheminer l’eau de manière optimale vers l’évacuation. Du côté où l’écoulement amont arrive sur l’évacuation, il bute sur l’ailette puis la contourne, ce qui a pour effet de générer une dépression derrière l’ailette et donc une diminution locale du niveau d’eau : la surface libre a la forme d’une cuvette dans cette zone et cette portion du trou d’évacuation n’est pas utilisée pour la vidange de la boîte.

Il n’en demeure pas moins que ce cas donne de meilleurs résultats que les précédents, à configuration et maillage identique. Il semble donc que les écarts importants constatés dans le cas de référence soit dus à une difficulté à reproduire convenablement le tourbillon de vidange.

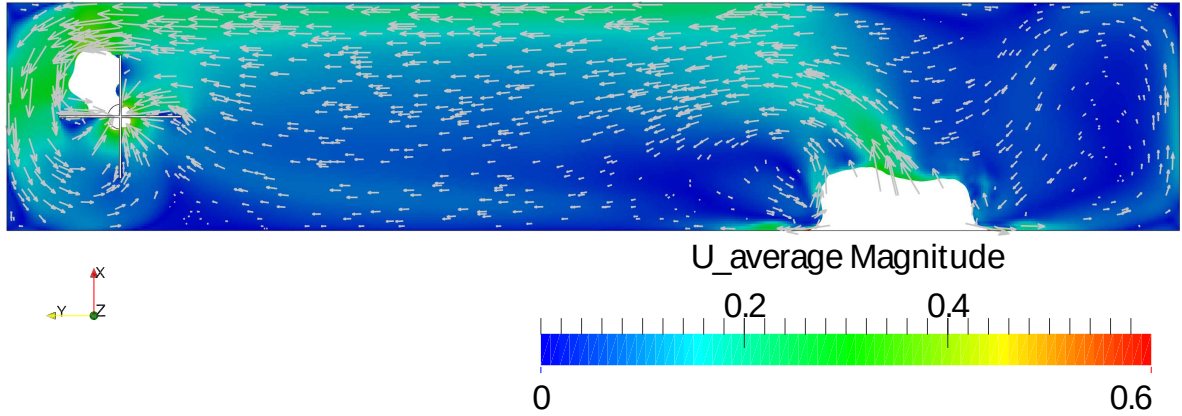


FIGURE 4.25 – Champ de vitesse moyenne dans la configuration ailettes. Visualisation d'une nappe horizontale à $z = 5$ mm.

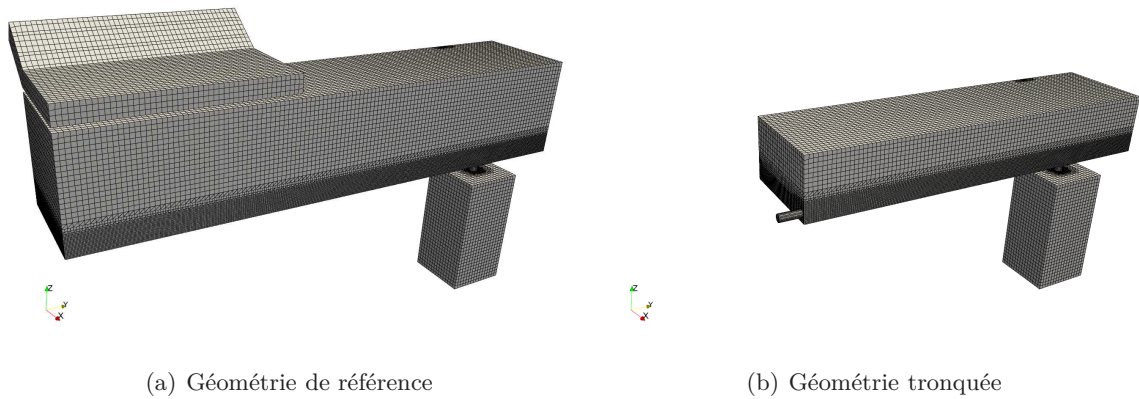


FIGURE 4.26 – Comparaison de la géométrie de référence et de la géométrie tronquée avec injection d'eau dans le fond de la boîte

4.2 Géométrie avec injection d'eau en fond de boîte

Pour compléter l'investigation autour de la simulation du tourbillon de vidange, une dernière géométrie a été réalisée. Elle a deux objectifs principaux. Tout d'abord, simplifier la géométrie de référence en supprimant la grille d'auvent et la simulation du film sur le plan incliné afin d'alléger le calcul. Ensuite, fournir une configuration dans laquelle les conditions d'entrée favorisent la formation d'un écoulement tourbillonnaire au-dessus de l'évacuation.

4.2.1 Géométrie, maillage et mise en données du cas

Pour atteindre les deux objectifs précédemment évoqués, la géométrie de référence est tronquée : la longueur de la boîte à eau passe de 1240 à 940 mm et sa hauteur de 240 à 150 mm. La différence entre les deux géométries est visible sur la figure 4.26. Dans cette configuration, l'eau est injectée par un tuyau de 50 mm de long et de 18 mm de diamètre. Il est placé sur la paroi opposée au trou d'évacuation, à 10 mm du fond et 5 mm de la paroi latérale. En sortie de boîte, la configuration est identique au cas de référence.

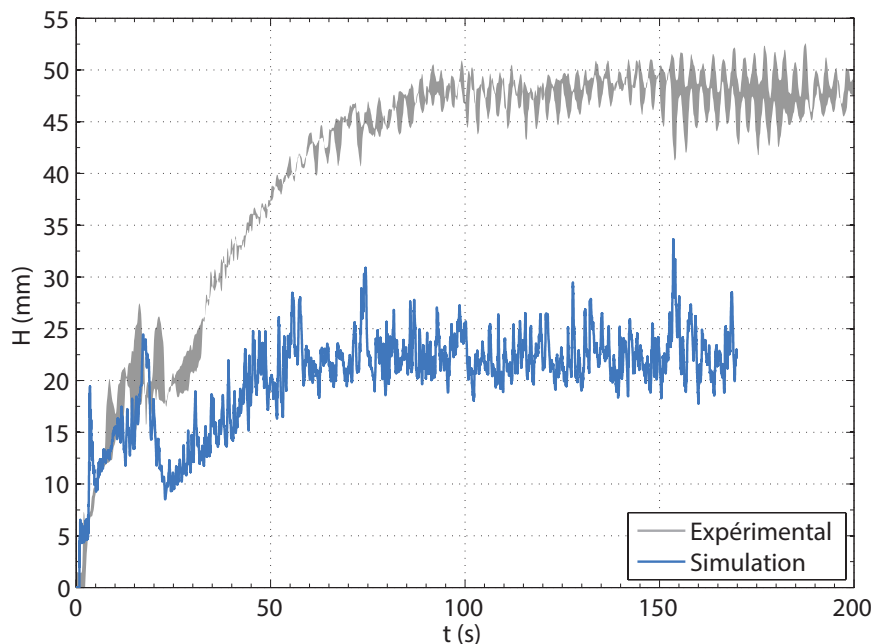


FIGURE 4.27 – Evolution du niveau d’eau en fonction du temps. Comparaison du niveau obtenu par simulation et par expérimentation avec la géométrie tronquée et injection d’eau en fond de boîte (surface grise)

Au niveau du maillage, la stratégie est identique au cas de référence et le gain en taille de maillage est obtenu grâce à la suppression d’une portion du domaine. Le maillage résultant comporte 723 600 cellules (contre 1 332 800 pour le cas de référence).

Les conditions aux limites imposent une injection d’eau dans le tuyau d’entrée avec un débit de $16 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$. Toutes les parois verticales sont des parois solides et la paroi supérieure est “ouverte” : elle dispose des mêmes conditions aux limites que les surface n°2 et 3 dans le tableau B.2 disponible en annexe. Le reste des conditions aux limites (notamment au niveau de la sortie) sont identiques au cas de référence.

4.2.2 Résultats

Cette géométrie tronquée a aussi été étudiée expérimentalement afin de confronter les mesures de niveau aux résultats de la simulation. Les résultats sont tracés figure 4.27. L’écart de niveau entre la simulation et la mesure est du même ordre de grandeur que le cas de référence puisque les niveaux se stabilisent respectivement à 22 et 48 mm. Jusqu’à $t = 15 \text{ s}$, la mesure et la simulation sont corrélées. Dans les deux cas, le niveau diminue brutalement entre 15 et 20 s avant d’augmenter de nouveau. Cette diminution est plus marquée dans la simulation, où le niveau diminue de 15 mm. Les résultats sont ensuite décorrélés et le niveau obtenu par simulation se stabilise plus rapidement et à une valeur plus faible que ce qui a pu être observé expérimentalement.

Cette brusque diminution du niveau d’eau lors de la phase transitoire correspond à un évènement qui a pu être observé expérimentalement : pendant le remplissage de la boîte, après une dizaine de secondes l’intensité du tourbillon diminue avant que celui-ci ne disparaisse. La disparition du noyau d’air dans l’évacuation a pour effet d’augmenter le débit de sortie et

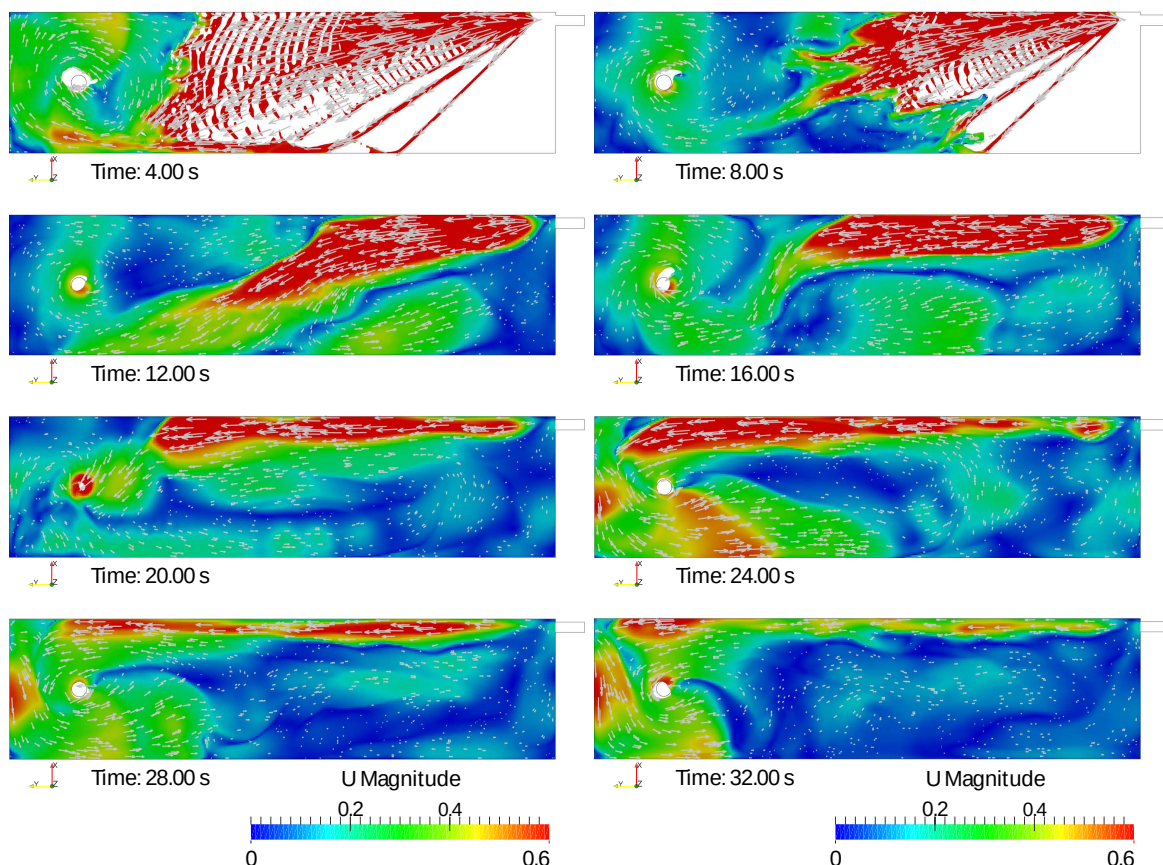


FIGURE 4.28 – Champs de vitesse instantanée dans la configuration tronquée avec injection d'eau en fond de boîte. Nappe horizontale traversant la phase liquide à $z = 1$ mm

donc de faire diminuer rapidement le niveau d'eau. Cette phase ne dure que quelques secondes avant que le tourbillon ne se forme de nouveau, mais en sens inverse. Ce comportement a pu être observé expérimentalement sur la géométrie correspondant au cas de référence, mais il n'était pas systématique et difficilement reproductible. Dans la configuration tronquée, ce comportement est parfaitement reproductible : le tourbillon s'initialise dans le sens anti-trigonométrique puis disparaît avant de se reformer dans le sens trigonométrique.

La figure 4.28 montre que le même type de phénomène est obtenu numériquement. Les champs de vitesse instantanés permettent d'observer le comportement de l'écoulement dans sa phase transitoire, ce qu'il n'était pas possible de faire expérimentalement avec l'équipement à disposition. Le conduit d'injection d'eau étant à proximité de la paroi latérale, le jet rebondit sur celle-ci et est dévié vers le côté opposé. Le phénomène est particulièrement visible sur la figure 4.28 aux temps $t = 4$ et 8 s. Cet effet de bord pousse le tourbillon à s'initialiser en sens anti-trigonométrique. A mesure que le niveau d'eau augmente, le jet d'entrée ne débouche plus dans l'air mais dans l'eau et l'effet de bord diminue : le jet longe la paroi latérale et s'oppose à la rotation du tourbillon autour de l'évacuation ($t = 12$ et 16 s). A $t = 20$ s, le jet a détruit le tourbillon de vidange et les vitesses au niveau de l'évacuation ont augmenté : le niveau est en train de diminuer, ce qui est confirmé par la figure 4.27. Les temps $t = 24$, 28 et 32 s sur la figure 4.28 montrent la manière dont le tourbillon de vidange se forme de nouveau, cette fois en sens trigonométrique. Du fait de la position du jet d'entrée, ce sens de rotation est stable et le niveau d'eau va progressivement se stabiliser.

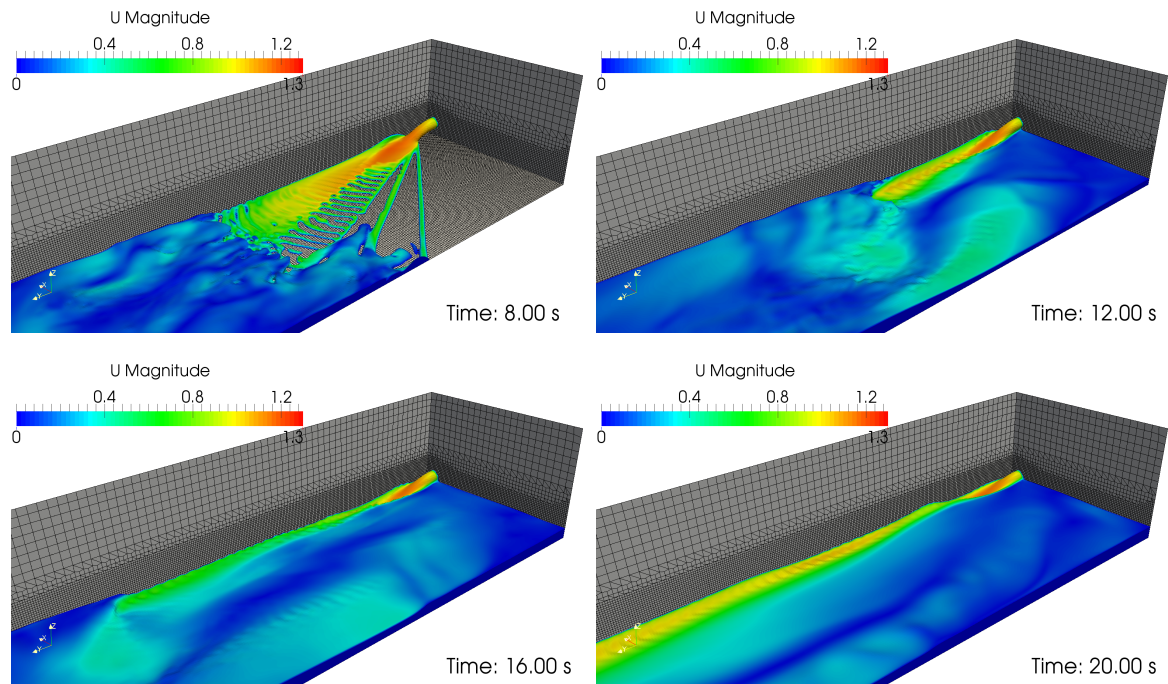


FIGURE 4.29 – Visualisation en 3D du volume d’eau simulé dans la configuration tronquée avec injection d’eau en fond de boîte

En complément, la figure 4.29 permet de visualiser la position de la surface libre par rapport au jet d’entrée. Lorsque la couche d’eau recouvre tout le fond de la boîte et que la hauteur de la surface libre dépasse la partie basse du jet d’entrée ($t = 16$ s), l’effet de bord disparaît et le jet longe la paroi latérale, entraînant le changement de sens de rotation du tourbillon.

Si ce cas ne permet pas d’obtenir une meilleure corrélation avec les données expérimentales sur les niveaux d’eau, il apporte en revanche une contribution importante pour expliquer les changements de sens de rotation du tourbillon. Ce phénomène existe aussi sur la géométrie de référence et il a été observé expérimentalement (chute du niveau pendant la phase de remplissage) sans pour autant avoir pu être expliqué.

Dans le cas de référence, l’eau entre dans la boîte par gravité depuis la grille d’auvent puis les filets d’eau sont projetés à l’impact avec le fond de la boîte ou la surface libre (figure 4.30(a)). Il en résulte une entrée d’eau diffuse et assez peu contrôlée. Globalement, les filets d’eau s’écoulent le long d’une paroi latérale et ont tendance à être projetés sur la face opposée lors de l’impact. L’écoulement amont se développe essentiellement en longeant cette face et l’écoulement est stable lorsque le tourbillon tourne en sens trigonométrique. Il arrive cependant que le tourbillon s’initialise dans le sens inverse, probablement à cause de légères perturbations sur les conditions d’écoulement tels que de petits débris ou une différence de mouillabilité sur le fond de la boîte ou sur le plan incliné. Dans ce cas, le changement de sens du tourbillon a lieu pendant la phase transitoire. Du fait de la condition d’entrée diffuse et difficilement contrôlable, le phénomène apparaît ponctuellement et est difficile à reproduire, et donc à analyser.

Dans le cas tronqué, l’injection d’eau par un tuyau au fond de la boîte permet une meilleure maîtrise des conditions d’entrée. Le jet est concentré sur une petite surface et influence plus fortement le développement de l’écoulement (figure 4.30(b)). De même, l’initialisation du

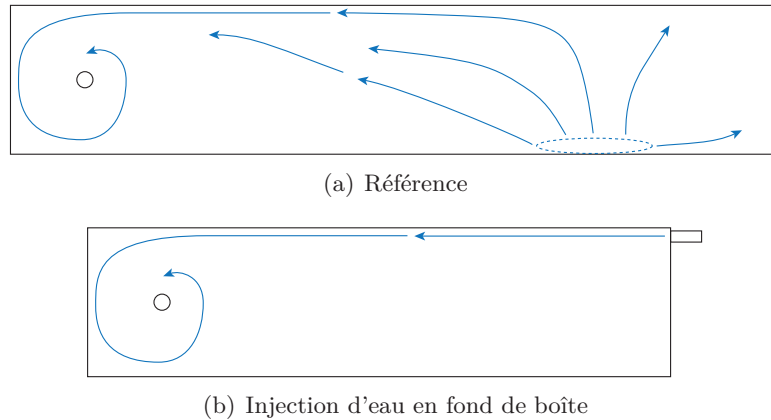


FIGURE 4.30 – Schématisation de la topologie de l'écoulement dans la géométrie de référence et dans la géométrie tronquée avec injection d'eau en fond de boîte. Vue de dessus.

tourbillon en sens inverse est ici due à une perturbation bien identifiée : l'effet de bord généré par la faible distance entre le jet et la paroi latérale. Il en résulte une meilleure reproductibilité de l'écoulement sur la phase transitoire, ce qui a permis de mettre en évidence le phénomène à la fois expérimentalement et numériquement.

4.3 Synthèse des résultats

Des simulations ont été réalisées autour de trois géométries. La première reproduit à l'identique la géométrie de la maquette expérimentale utilisée dans les chapitres précédents. Elle permet de reproduire qualitativement l'écoulement, mais présente des écarts importants sur le niveau d'eau, de l'ordre de 50%. Des simulations complémentaires ont été réalisées pour déterminer si le maillage ou le type de schémas numériques utilisés pouvaient justifier cet écart important. Ces différentes simulations n'ont pas permis de le réduire. Malgré cet écart, la simulation génère bien un tourbillon super-critique et reproduit correctement le diamètre de la base du noyau d'air ainsi que son désaxage par rapport au trou d'évacuation. Elle permet aussi de retrouver l'écoulement radial observé expérimentalement sous la surface libre et à proximité du fond de la boîte.

La deuxième géométrie est identique à la première, mais des ailettes sont disposées au-dessus du trou d'évacuation de manière à empêcher la formation du tourbillon de vidange. Dans cette configuration, le niveau simulé est toujours plus faible que le niveau mesuré expérimentalement, mais l'écart est néanmoins nettement réduit. Il est de l'ordre de grandeur de l'incertitude de mesure mais représente tout de même un écart de 25% à cause du faible niveau d'eau stabilisé obtenu dans cette configuration.

Enfin, la troisième géométrie correspond à une version tronquée de la géométrie initiale dans laquelle l'eau est injectée directement par un tuyau placée sur une paroi latérale à proximité du fond de la boîte. Contrairement à la géométrie utilisant des ailettes, celle-ci favorise la formation du tourbillon de vidange. Tout comme la géométrie de référence, un écart de l'ordre de 50% sur le niveau d'eau est constaté entre la simulation et l'expérimentation. Ce cas permet néanmoins de mettre en évidence le mécanisme mis en jeu dans le phénomène de changement de sens de rotation du tourbillon de vidange. Ce comportement, observé

pendant la phase transitoire, existe aussi avec la géométrie de référence mais il est difficilement reproductible du fait de la difficulté à contrôler les conditions d'entrée.

Il est important de noter que cette étude numérique devait être complétée par un certain nombre de travaux, notamment concernant la validation du modèle de turbulence. Elle a dû être interrompue avant son terme à cause de problèmes matériels avec le serveur de calcul.

Chapitre 5

Boîte à eau et modèles de tourbillon

Ce chapitre a pour vocation de mettre en perspective les résultats obtenus dans la thèse avec les modèles de tourbillon. La géométrie étudiée dans cette thèse a une application industrielle directe et s'éloigne donc des configurations académiques qui ont pu être étudiées dans la littérature. Il s'agit donc de voir quelles différences peuvent exister entre les données acquises au cours de la thèse et les prédictions de modèles analytiques. Il s'agit aussi de porter une réflexion plus générale sur la possibilité d'utiliser des modèles de tourbillon pour prédire le niveau d'eau dans la boîte.

5.1 Approfondissements autour des modèles analytiques

La partie 1.2.4 présente les principaux modèles de la littérature proposant des solutions analytiques permettant de décrire le champ de vitesse dans un tourbillon de vidange. Un exemple y est donné à partir d'un jeu de paramètres arbitraires. Dans l'objectif d'utiliser ces modèles dans des cas concrets, il est intéressant d'étudier l'influence de leurs paramètres d'entrée sur le résultat. Il s'agit ensuite de déterminer quels sont les paramètres connus à priori et s'ils sont suffisants pour reproduire l'écoulement dans la boîte à eau.

Selon les modèles, de trois à six paramètres sont nécessaires pour calculer la distribution de vitesse dans le tourbillon. Ceux-ci sont synthétisés dans le tableau 5.1.

Trois paramètres principaux sont présents dans les quatre modèles présentés : le rayon r , le rayon visqueux r_c et la circulation Γ . Les profils sont tracés en fonction du rayon r qui est donc imposé. Les profils de vitesse sont ici tracés de $r = 0$ (axe du tourbillon) à $r = 0.12$ m

Modèle	Paramètres d'entrée
Rankine [56]	r, r_c, Γ
Rott [64]	$r, r_c, \Gamma, z, \nu, a$
Hite et Mih [32]	r, r_c, Γ, z, ν_e
Chen <i>et al.</i> [14]	$r, r_c, \Gamma, z, \nu, b$

TABLE 5.1 – Synthèse des paramètres d'entrée des principaux modèles de tourbillon ayant une solution analytique

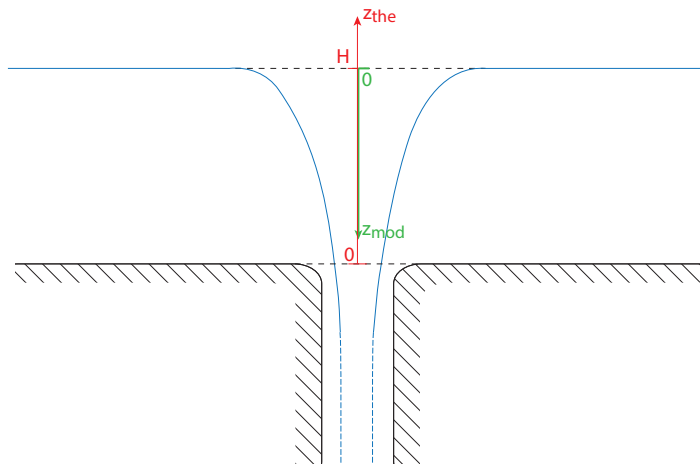


FIGURE 5.1 – Schéma décrivant la position des axes verticaux z_{mod} et z_{the} utilisés respectivement dans les modèles de tourbillon et dans la thèse.

(position de la paroi latérale¹). Il faut noter que dans la géométrie réelle, les profils de vitesse tendent vers 0 en $r = 0.12$ m du fait de la couche limite au niveau de la paroi latérale. Ceci n'est pas reproduit dans les modèles qui considèrent généralement un écoulement infini loin du tourbillon. Le paramètre r_c correspond au rayon marquant la transition entre l'écoulement en rotation solide dans le coeur du tourbillon et l'écoulement potentiel à l'extérieur du coeur. Il est donc lié au débit d'évacuation et à la viscosité du fluide. Rott [64] et Odgaard [49] le calculent en utilisant respectivement l'expression $r_c = \sqrt{2\nu/a}$ et $r_c = \sqrt{2.5\nu/a}$. Enfin, la circulation Γ correspond à l'intégrale de la vitesse sur un contour fermé incluant l'axe du tourbillon. Cette grandeur peut-être obtenue grâce aux données expérimentales ou numériques mais elle n'est pas connue à priori.

En dehors du modèle de Rankine [56] qui est le modèle le plus ancien et le plus simple, les trois autres font intervenir la position du profil en fonction de z . Rott [64] et Hite et Mih [32] intègrent cette dépendance en z uniquement dans la composante axiale alors que Chen *et al.* [14] se sont efforcés de modifier le modèle de Hite et Mih [32] pour rendre les trois composantes de vitesse dépendantes de leur position en z . Il faut noter que dans ces modèles, l'axe vertical z est orienté vers le bas et son origine est placée au niveau de la surface libre. Dans les chapitres précédents, le repère utilisé a un axe vertical dirigé vers le haut et une origine placée au niveau du fond de la boîte (figure 5.1). Afin d'assurer la cohérence et de pouvoir comparer les modèles aux données mesurées ou simulées ici, il est donc nécessaire d'appliquer un changement de repère faisant intervenir la hauteur d'eau :

$$z_{\text{mod}} = H - z_{\text{the}} \quad (5.1)$$

Contrairement à Rankine [56], les trois derniers modèles font intervenir ν , la viscosité cinématique du fluide. Hite et Mih [32] se distinguent en employant la viscosité effective ν_e qui est la somme de la viscosité cinématique du fluide et de la viscosité tourbillonnaire. Cette dernière a pour but d'ajouter artificiellement de la viscosité pour compenser la dissipation due aux effets de turbulence. Par définition, ce paramètre est inconnu et les auteurs qui

1. Le décalage de l'axe du tourbillon par rapport à l'axe du trou d'évacuation a été constaté expérimentalement mais il n'est pas pris en compte ici.

l'utilisent (Odgaard [49], Hite et Mih [32], Stepanyants et Yeoh [70]) s'en servent de variable d'ajustement pour améliorer les corrélations entre le modèle et les données expérimentales.

Le modèle de Rott [64] fait intervenir le gradient de vitesse a . Il est exprimé par Rott [64] à partir du débit de sortie : $a = Q_s / (2\pi H^3)$. Il utilise ensuite la formule de Torricelli pour déterminer la valeur de Q_s , ce qui n'est pas applicable ici. En revanche, le débit de sortie est connu à partir du moment où le niveau d'eau est stabilisé dans la boîte.

Enfin, Chen *et al.* [14] utilisent un coefficient b afin de décrire la dépendance de la vitesse tangentielle à la position en z . Il s'agit là aussi d'une variable d'ajustement dont ils déterminent la valeur de manière à obtenir la meilleure corrélation possible avec leurs données.

L'influence des différents paramètres d'entrée sur le comportement des modèles est étudiée en annexe C.

5.2 Application des modèles et comparaison avec les résultats

Dans cette partie, il s'agit d'appliquer les solutions analytiques du tourbillon de vidange disponibles dans la littérature aux conditions d'écoulements rencontrées dans la boîte à eau. Les résultats des modèles sont confrontés aux résultats expérimentaux et numériques.

5.2.1 Définition des paramètres d'entrée

Le tableau 5.2 donne les paramètres utilisés dans chacun des modèles pour les trois composantes de vitesse. Les détails sur l'influence de chaque paramètre sur le profil de vitesse sont disponibles en annexe C.

Modèle	u	v	w
Rankine [56]	–	r, r_c, Γ	–
Rott [64]	r, a	r, Γ, ν, a	a, z
Hite et Mih [32]	r, r_c, ν_e	r, r_c, Γ	r, r_c, z, ν_e
Chen <i>et al.</i> [14]	r, r_c, z, ν, b	r, r_c, Γ, z, b	r, r_c, z, ν, b

TABLE 5.2 – Paramètres utilisés par chaque composante de vitesse des modèles analytiques du tourbillon de vidange

Afin d'évaluer la capacité des modèles analytiques à reproduire la structure de l'écoulement observée expérimentalement et numériquement, il est nécessaire de définir les jeux de paramètres adéquats. Les paramètres géométriques, telle que le rayon r où la hauteur z sont connus, tout comme la viscosité du fluide. Le rayon du coeur du tourbillon n'est pas connu a priori mais il peut être identifié à partir des données comme le rayon correspondant à la vitesse tangentielle maximale, lorsque ce point est visible. Les paramètres a et b ne sont pas connus.

La circulation Γ est quant à elle une grandeur essentielle agissant sur la valeur de la vitesse tangentielle maximale. Cette grandeur n'est pas connue a priori, mais elle a été calculée à partir des données expérimentales et numériques. Les profils de circulation en fonction du rayon sont tracés dans la figure 5.2. Les profils augmentent avec le rayon puis diminuent légèrement à l'approche de la paroi. Les modèles se basent sur l'hypothèse d'écoulement

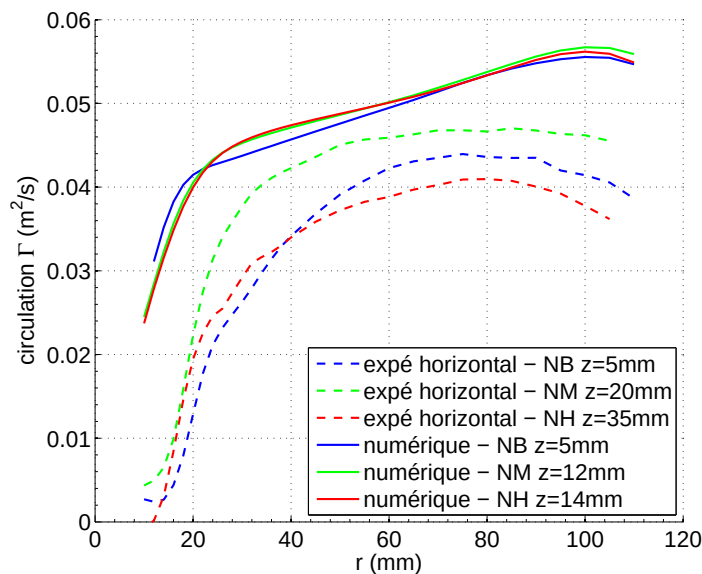


FIGURE 5.2 – Profils de circulation en fonction du rayon, calculés à partir des données expérimentales et numériques

	Γ expérimental (m ² · s ⁻¹)	Γ numérique (m ² · s ⁻¹)	Différence
Nappe basse	0,044	0,056	20,9%
Nappe moyenne	0,047	0,057	17,1%
Nappe haute	0,041	0,056	27,1%

TABLE 5.3 – Circulation maximale calculée à partir des données expérimentales et numérique

potentiel à l'extérieur du coeur du tourbillon, ce qui implique que la valeur de la circulation devrait être constante. Ce n'est pas le cas pour les profils issus de la simulation. Ceux issus des mesures expérimentales présentent un plateau autour de $r = 80$ mm avant de diminuer. La valeur de circulation retenue pour appliquer les modèles sera la valeur maximale du profil. Les valeurs extraites des profils sont synthétisées dans le tableau 5.3

La circulation est supérieure pour les données issues de la simulation numérique. Cette grandeur étant calculée comme l'intégrale de la vitesse sur un contour fermé autour du tourbillon de vidange, cela implique sur les données expérimentales d'intégrer des vitesses erronées sur une partie du contour (la zone d'ombre due au noyau d'air masquant la nappe laser). Les valeurs expérimentales de circulation peuvent donc être sous-estimées. Les profils de vitesse présentent néanmoins des valeurs globalement plus faibles que le numérique, ce qui tend à confirmer une circulation plus faible.

5.2.2 Application des modèles sur la nappe moyenne

Les modèles sont ajustés en commençant par la composante de vitesse tangentielle. Le modèle de Rott [64] nécessite de définir les paramètres suivants :

- $r = [0; 120]$: le rayon est défini de 0 (centre du tourbillon) à la paroi (à 120 mm, dans l'hypothèse où le tourbillon est centré sur l'évacuation)

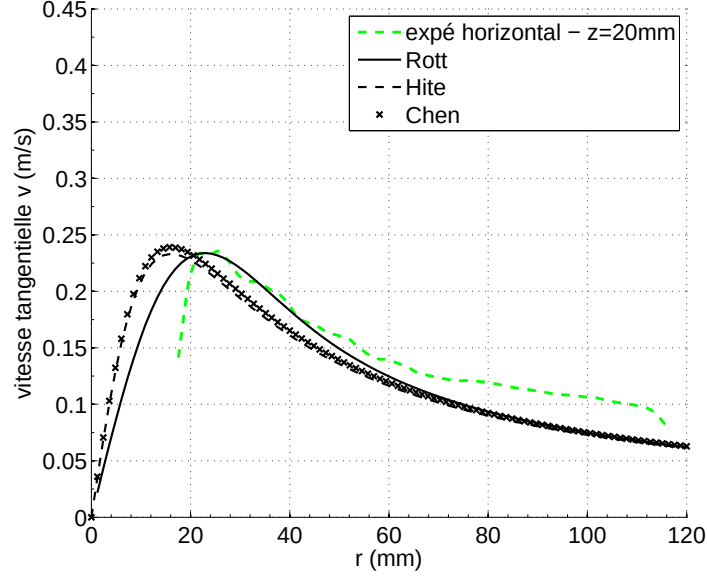


FIGURE 5.3 – Profils de vitesse tangentielle en fonction du rayon. Comparaison de la mesure expérimentale avec les modèles de Rott [64], Hite et Mih [32], Chen *et al.* [14]. Paramètres : $r_c = 0.0227$ m, $\Gamma = 0.047$ m² · s⁻¹, $z = 20 \cdot 10^{-3}$ m, $H = 46 \cdot 10^{-3}$ m, $\nu = 1 \cdot 10^{-6}$ m² · s⁻², $a = 4.8 \cdot 10^{-3}$ s⁻¹, $b = 1$

- $\nu = 1 \cdot 10^{-6}$ m² · s⁻² : viscosité cinématique de l'eau
- $\Gamma = 0.047$ m² · s⁻¹ : valeur extraite du tableau 5.3. Données expérimentales pour la nappe moyenne

Afin d'ajuster le profil du modèle au profil expérimental, il s'agit alors de jouer sur le paramètre a , dernier paramètre intervenant dans le calcul de la vitesse tangentielle pour le modèle de Rott [64] (tableau 5.2). Pour les deux autres modèles, la même démarche est appliquée, en conservant les paramètres fixés pour le modèle de Rott [64]. Le modèle de Hite et Mih [32] utilise le rayon visqueux r_c qui correspond à la frontière entre le coeur du tourbillon, dominé par les effets visqueux, et l'extérieur correspondant à un écoulement potentiel. Stepanyants et Yeoh [70] donnent l'expression de la vitesse tangentielle maximale en fonction de r_c et Γ en se basant sur le modèle d'Odgaard [49] :

$$v_{\max} = \frac{\Gamma}{2\pi r_c} (1 - e^{-\vartheta}) \quad (5.2)$$

Avec $\vartheta \equiv 1.256$. Cette expression est utilisée pour calculer r_c en se basant sur les valeurs numériques et expérimentales de Γ et $v_{\max}$.

Enfin, le modèle de Chen *et al.* [14] utilise le paramètre z , fixé ici à 20 mm, ce qui correspond à la hauteur de la nappe moyenne sur les données expérimentales. Il est associé à la valeur du niveau d'eau, $H = 46$ mm, du fait du changement de repère évoqué dans la partie 5.1. Enfin le paramètre b est utilisé pour définir l'évolution des vitesses en fonction de la hauteur. La capacité du modèle de Chen *et al.* [14] à reproduire les évolutions de vitesse en fonction de z sera abordée ultérieurement et la valeur est ici fixée à 1.

Les résultats sont tracés sur la figure 5.3. En ajustant a , le modèle de Rott [64] s'aligne sur la vitesse maximale des données expérimentales. Le modèle de Hite et Mih [32], en utilisant

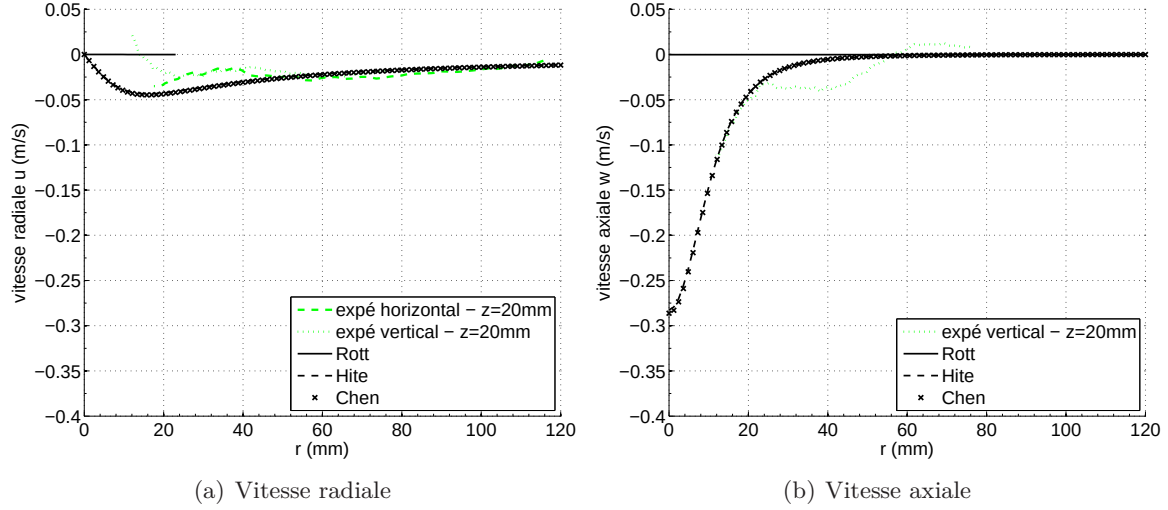


FIGURE 5.4 – Profils de vitesse radiale et axiale en fonction du rayon. Comparaison de la mesure expérimentale avec les modèles de Rott [64], Hite et Mih [32], Chen *et al.* [14]. Paramètres : $r_c = 0.0227$ m, $\Gamma = 0.047$ m²·s⁻¹, $z = 20 \cdot 10^{-3}$ m, $H = 46 \cdot 10^{-3}$ m, $\nu = 1 \cdot 10^{-6}$ m²·s⁻², $\nu_e = 0.35 \cdot 10^{-3}$ m²·s⁻², $a = 4.8 \cdot 10^{-3}$ s⁻¹, $b = 1$

la valeur de r_c calculée à l'aide de l'équation (5.2), permet aussi d'obtenir la bonne amplitude du profil. Le modèle de Chen *et al.* donne des résultats identiques à celui de Hite et Mih pour $b \rightarrow 0$. Avec $b = 1$ le profil obtenu est donc très proche de celui de Hite et Mih [32]. En revanche, il y a un décalage des profils des deux derniers modèles par rapport aux données expérimentales. Pour rappel, les modèles analytiques ont été développés dans l'hypothèse d'un tourbillon en régime sous-critique et il ne prennent donc pas en compte la présence du noyau d'air. Celui-ci semble ici jouer un rôle sur la distribution de vitesse tangentielle dans la mesure où elle diminue plus tôt sur les données expérimentales que sur les modèles. Enfin, sur la partie extérieure du profil, les vitesses expérimentales sont supérieures à celles prédites par les modèles. Cette différence peut s'expliquer par la contribution de l'écoulement amont qui ajoute de la quantité de mouvement dans cette zone. Contrairement aux modèles et aux expériences de la littérature, ici l'écoulement ne peut être considéré comme axisymétrique et l'alimentation du tourbillon par l'écoulement amont se fait essentiellement au niveau de la zone où est extrait le profil de vitesse.

Une fois ce résultat obtenu, il est possible d'ajuster les profils des composantes radiale et axiale. Les expressions très simples de ces composantes dans le modèle de Rott [64] n'autorisent aucun ajustement et sont très loin des profils expérimentaux. Le modèle de Hite et Mih [32] permet d'ajuster les deux composantes indépendamment de la vitesse tangentielle à l'aide de la viscosité effective ν_e qu'Odgaard [49] exprime :

$$\nu_e = \nu + k\Gamma \quad (5.3)$$

Ici le meilleur résultat est obtenu pour $\nu_e = 0.35 \cdot 10^{-3}$ m²·s⁻². Cette valeur correspond à $k = 7.4 \cdot 10^{-3}$, ce qui est inférieur au coefficient appliqué par Hite et Mih [32] ($k = 41 \cdot 10^{-3}$).

Grâce à l'ajustement de la viscosité effective, le profil de vitesse radiale du modèle de Hite et Mih [32], figure 5.4(a), est cohérent avec les mesures expérimentales, au moins en ordre de grandeur. L'allure du profil est similaire à celui de la mesure dans le plan vertical, bien qu'il

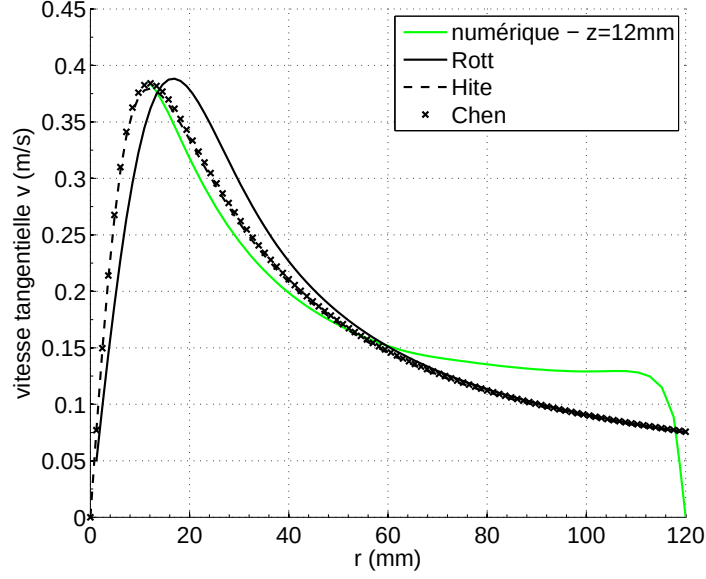


FIGURE 5.5 – Profils de vitesse tangentielle en fonction du rayon. Comparaison de la simulation numérique avec les modèles de Rott [64], Hite et Mih [32], Chen *et al.* [14]. Paramètres : $r_c = 0.0169$ m, $\Gamma = 0.057$ m² · s⁻¹, $z = 12 \cdot 10^{-3}$ m, $H = 24 \cdot 10^{-3}$ m, $\nu = 1 \cdot 10^{-6}$ m² · s⁻², $a = 9 \cdot 10^{-3}$ s⁻¹, $b = 1$

il y ait un décalage pouvant être là aussi justifié par la présence du noyau d'air. Sur la vitesse axiale, figure 5.4(b), l'accord est bon pour $r < 24$ mm.

Le modèle de Chen *et al.* [14] utilise initialement la viscosité ν pour les composantes radiales et axiales indépendamment de la composante tangentielle. Les valeurs calculées dans ce cas sont très nettement inférieures aux vitesses expérimentales : les vitesses maximales atteignent seulement $0.13 \cdot 10^{-3}$ m · s⁻¹ pour la composante radiale et $0.08 \cdot 10^{-3}$ m · s⁻¹ pour la composante axiale. Pour palier à ce problème, Chen *et al.* [14] appliquent leur modèle en utilisant la viscosité effective ν_e . Les profils des figures 5.4(a) et 5.4(b) sont donc tracés en utilisant la même valeur ν_e que le modèle de Hite et Mih [32]. Comme pour la composante tangentielle, les résultats sont donc identiques pour ces deux modèles, mis à part le léger décalage provoqué par le coefficient b dans le modèle de Chen *et al.* [14].

La même démarche est appliquée sur les données numériques, mais le niveau d'eau et la hauteur de nappe sont mis à jour ($z = 12 \cdot 10^{-3}$ m et $H = 24 \cdot 10^{-3}$ m), tout comme la valeur de la circulation (tableau 5.3). Le résultat pour la composante tangentielle est tracé dans la figure 5.5.

Contrairement aux mesures expérimentales, le profil numérique ne présente pas de décroissance de la vitesse tangentielle. Le profil prédit par le modèle de Rott [64] s'en trouve donc décalé vers l'extérieur. Ce décalage n'existe pas dans les profils des modèles de Hite et Mih [32] et Chen *et al.* [14] qui sont quant à eux plus proches du profil numérique. À l'extérieur du tourbillon, le comportement est le même que pour les données expérimentales : les valeurs calculées par les modèles sont inférieures aux données numériques, influencées par l'écoulement amont.

Les résultats sur les composantes radiale et axiale, figures 5.6(a) et 5.6(b), sont similaires à ceux obtenus pour les données expérimentales, à la différence que la viscosité effective a été fixée à $\nu_e = 0.6 \cdot 10^{-3}$ m² · s⁻², soit $k = 0.011$ d'après l'équation (5.3).

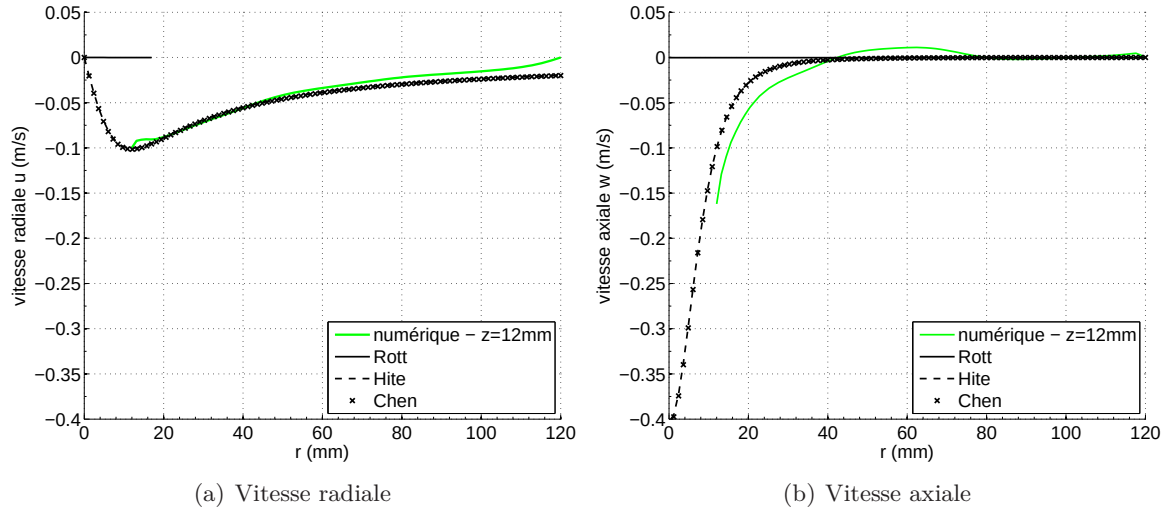


FIGURE 5.6 – Profils de vitesse radiale et axiale en fonction du rayon. Comparaison de la simulation numérique avec les modèles de Rott [64], Hite et Mih [32], Chen *et al.* [14]. Paramètres : $r_c = 0.0169$ m, $\Gamma = 0.057$ m²·s⁻¹, $z = 12 \cdot 10^{-3}$ m, $H = 24 \cdot 10^{-3}$ m, $\nu = 1 \cdot 10^{-6}$ m²·s⁻¹, $\nu_e = 0.6 \cdot 10^{-3}$ m²·s⁻¹, $a = 9 \cdot 10^{-3}$ s⁻¹, $b = 1$

5.2.3 Ajustement des trois modèles sur chaque profil de vitesse

La méthode utilisée précédemment est appliquée sur tous les profils pour faire tendre les modèles vers les données numériques et expérimentales. Ce travail est réalisé sans chercher à maintenir une cohérence des paramètres en fonction de la hauteur de nappe. Chaque profil est donc traité indépendamment. Le tableau 5.4 synthétise les résultats obtenus.

param	corrélation avec expérimental			corrélation avec numérique		
	NB	NM	NH	NB	NM	NH
r_c (m)	0.026	0.0227	0.0173	0.0157	0.0169	0,0174
Γ (m ² ·s ⁻¹)	0.044	0.047	0.041	0.056	0.057	0,056
ν (m ² ·s ⁻¹)	1.00E-6	1.00E-6	1.00E-6	1.00E-6	1.00E-6	1,00E-6
ν_e (m ² ·s ⁻¹)	4.50E-4	3.50E-4	5.50E-4	6.00E-4	6.00E-4	6,00E-4
H (m)	0.046	0.046	0.046	0.024	0.024	0,024
z (m)	0.005	0.02	0.035	0.005	0.012	0.014
a (s ⁻¹)	0.0037	0.0048	0.0085	0.01	0.009	0.0085
b	1	1	1	1	1	1

TABLE 5.4 – Synthèse des paramètres d'entrée des modèles de Rott [64], Hite et Mih [32], Chen *et al.* [14]

5.2.4 Application du modèle de Chen pour les 3 hauteurs de nappe

Le principal apport du modèle de Chen *et al.* [14] par rapport au modèle de Hite et Mih [32] concerne l'ajout de la dépendance en z des composantes de vitesse. Il s'agit donc de définir le jeu de paramètres permettant d'obtenir les résultats les plus proches des données sur les trois hauteurs de nappe à la fois. En utilisant les données disponibles, cela passe par

la définition du bon couple r_c / b , sachant que b est le coefficient définissant la dépendance linéaire de la vitesse tangentielle en fonction de z .

Chen *et al.* [14] donnent une expression de b :

$$bh_n = \frac{2}{e} \quad (5.4)$$

h_n étant la hauteur du noyau d'air et $e \approx 2.72$ le nombre d'Euler. Cette expression repose donc sur le fait que le tourbillon est en régime critique ou sous-critique et que h_n a une valeur finie, exprimée :

$$h_n = \frac{1}{g} \left(\frac{\Gamma}{2\pi r_c} \right)^2 \quad (5.5)$$

Si cette approche est appliquée aux données consignées dans le tableau 5.4, la profondeur du noyau d'air h_n prédite pour les mesures expérimentales varie de 5 mm pour la nappe basse à 19 mm pour la nappe haute : les prédictions ne sont donc pas du tout en rapport avec les données expérimentales. Sur les données numériques en revanche, h_n varie de 28 mm à 34 mm alors que le niveau d'eau H vaut 24 mm. Le bas du noyau d'air serait alors positionné entre $z = -4$ mm et $z = -10$ mm, c'est à dire dans le tuyau d'évacuation. Ce résultat est déjà plus en cohérence avec les données numériques dans la mesure où il n'existe pas d'état stable avec un noyau d'air se terminant à l'intérieur du tuyau d'évacuation : dès que le tourbillon dépasse le régime critique, le noyau d'air est entraîné et traverse l'évacuation.

Le tableau 5.5 donne les valeurs de b et h_n calculées à partir des données du tableau 5.4. Les valeurs obtenues posent deux problèmes. Pour les données numériques, un coefficient b compris entre 20 et 30 est trop important compte tenu du faible écart de vitesse tangentielle en fonction de la hauteur. Les données expérimentales montrent quant à elles des profils de vitesse tangentielle croissants avec z , ce qui impliquerait des valeurs négatives du coefficient b . Il faut noter que les comparaisons calcul/mesure dans l'article de Chen *et al.* [14] semblent être réalisées non pas avec l'équation (5.4) mais avec la relation :

$$bh_n = \frac{2}{e} - 1 \quad (5.6)$$

Dans ce cas, le coefficient résultant est négatif. Les valeurs sont données dans la dernière ligne du tableau 5.5 mais ne permettent pas de résultats satisfaisants sur les données disponibles ici.

param	données expérimentales			données numériques		
	NB	NM	NH	NB	NM	NH
h_n (m)	0,006	0,009	0,019	0,034	0,030	0,028
b [eq.(5.4)]	132,47	80,62	38,14	21,83	24,75	26,26
b [eq.(5.6)]	-47,57	-28,95	-13,70	-7,84	-8,89	-9,43

TABLE 5.5 – Calculs des paramètres b et h_n selon Chen *et al.* [14] à partir des données du tableau 5.4

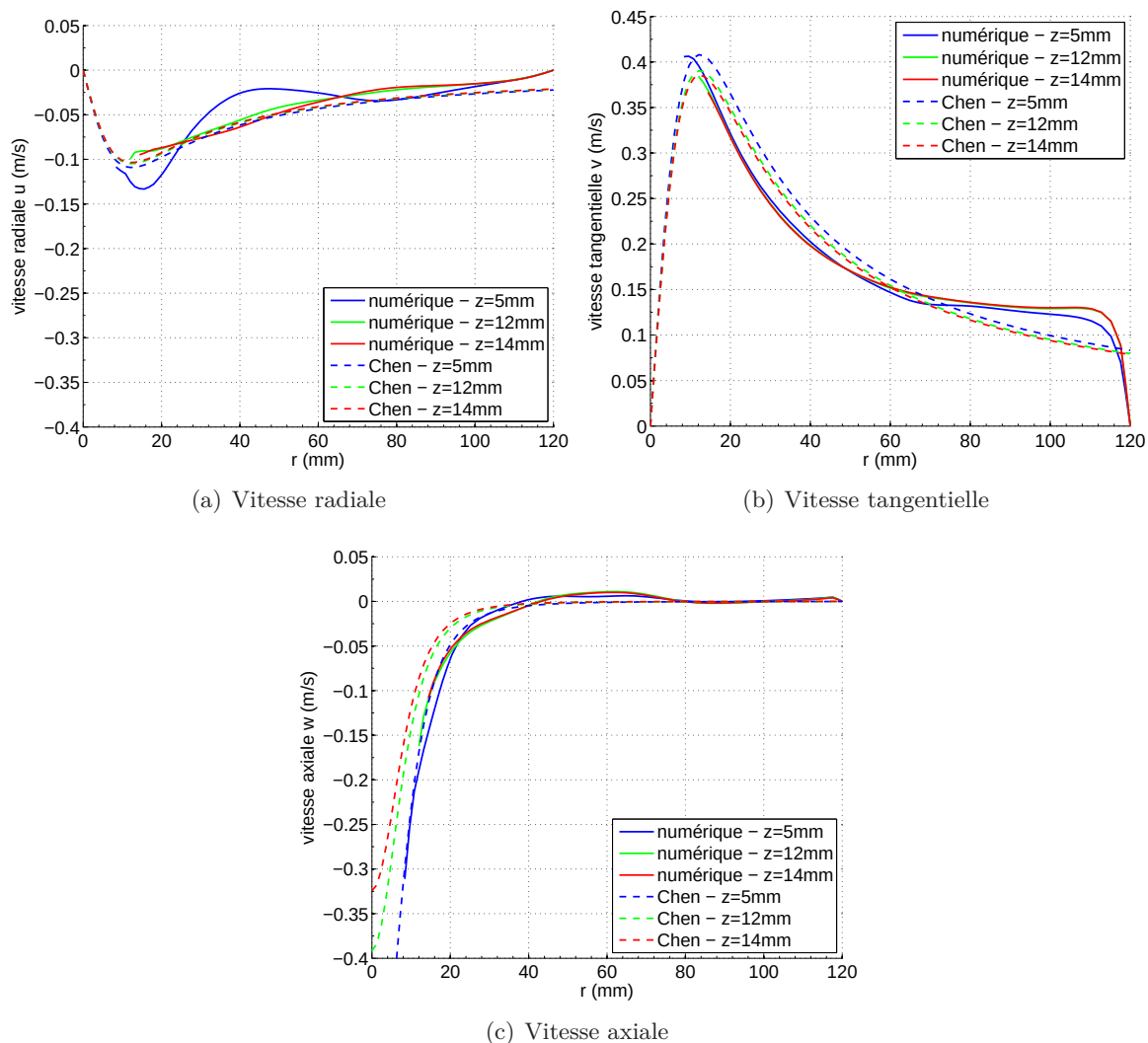


FIGURE 5.7 – Comparaison des résultats numériques avec le modèle de Chen *et al.* [14]. Paramètres $r_c = 0.0175$ m, $\Gamma = 0.056$ m² · s⁻¹, $H = 24 \cdot 10^{-3}$ m, $\nu_e = 0.6 \cdot 10^{-3}$ m · s⁻², $b = 7$

Le mode de calcul proposé par Chen *et al.* [14] ne permet donc pas ici de s'approcher au mieux des données disponibles. A partir des données numériques, dont les vitesses tangentielles varient peu en fonction de la hauteur, les meilleurs résultats ont été obtenus pour $b = 7$ et sont présentés dans la figure 5.7. L'ajustement se fait sur la valeur de r_c et de b , les autres paramètres étant fixés par les données numériques.

Les résultats présentés dans la figure 5.7 montrent que l'amplitude des profils de vitesse tangentielle est respectée et que le modèle de Chen *et al.* [14] permet de retrouver, dans une certaine mesure, la dépendance en z de la vitesse tangentielle. Les profils de vitesse radiale montrent peu d'écart en fonction de z et sont proches des profils numériques mis à part pour la nappe basse dont l'allure diffère des autres hauteurs. Enfin sur les profils de vitesse axiale, les données numériques ne présentent que très peu d'écart. La relation de dépendance à z utilisée dans le modèle de Chen *et al.* [14] donne des écarts plus importants en fonction de z . Les nappes moyennes et hautes s'éloignent donc des données numériques alors que la nappe basse en est très proche. Le tableau 5.6 permet de comparer les vitesses tangentielles maximales obtenues numériquement et par calcul grâce au modèle.

	Données numériques	Modèle de Chen	Ecart relatif
NB - $z=5$ mm	0.41	0.40	-0.57%
NM - $z=12$ mm	0.38	0.39	0.53%
NH - $z=14$ mm	0.37	0.38	4.01%

TABLE 5.6 – Vitesses tangentielles maximales (en $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$). Comparaison de la simulation numérique aux valeurs calculées avec le modèle de Chen *et al.* [14]

Pour l'application du modèle sur les données expérimentales, la circulation est choisie à partir de la valeur moyenne des trois hauteurs de nappe, soit $\Gamma = 0.044 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. En suivant la même procédure que pour les données numériques, les paramètres r_c et b sont ajustés à partir des profils de vitesse tangentielle de manière à retrouver les mêmes valeurs maximales. Les résultats obtenus sont présentés dans la figure 5.8.

La valeur maximale de vitesse tangentielle pour les nappes basse et moyenne est atteinte pour $0.025 < r < 0.03$ m. D'après la définition du rayon visqueux de Rott [64], celui-ci devrait donc être placé dans cet intervalle. Or l'utilisation de ces valeurs dans le modèle de Chen *et al.* [14] donne des vitesses nettement inférieures aux données. La bonne amplitude a pu être obtenue ici pour $r_c = 0.0165$ m. Dans cette configuration, le modèle permet de reproduire correctement les valeurs maximales de la vitesse tangentielle sur les différentes hauteurs de nappe. Les valeurs obtenues sont synthétisées dans le tableau 5.7 et l'écart relatif maximal est compris entre 0.52% et 3.17%. En revanche, la figure 5.8 montre que les profils de vitesse tangentielle sont décalés à cause de la valeur fixée pour r_c . Les résultats sont moins concluants sur la vitesse radiale, bien que les valeurs calculées par les modèles soient dans la même plage que celles mesurées. Du fait de la valeur négative du coefficient b , la vitesse radiale augmente avec z , ce qui n'est pas le cas des mesures. Enfin pour les vitesses axiales, le meilleur résultat est obtenu sur la nappe basse, comme pour le cas précédent avec les données numériques. Les deux autres profils sont néanmoins proches des données expérimentales et l'évolution des profils en fonction de z est cohérente avec les données.

	Données expérimentales	Modèle de Chen	Ecart relatif
NB - $z=5$ mm	0.19	0.20	1.40%
NM - $z=20$ mm	0.24	0.24	0.52%
NH - $z=35$ mm	0.27	0.28	3.17%

TABLE 5.7 – Vitesses tangentielles maximales (en $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$). Comparaison des mesures expérimentales aux valeurs calculées avec le modèle de Chen *et al.* [14]

5.2.5 Impact du noyau d'air sur les profils de vitesse

Les solutions analytiques utilisées ici se limitent toutes à des tourbillons en régimes critiques ou sous-critiques. Le régime super-critique est en effet un cas mathématiquement difficile à traiter du fait des conditions d'écoulement à priori indéfinies qui règnent dans le tuyau d'évacuation. La présence du noyau d'air impose néanmoins des contraintes sur la distribution de vitesse dans le tourbillon.

Au niveau de la vitesse axiale, le noyau d'air a pour effet de limiter la section de passage de l'eau dans l'évacuation. La distribution de vitesse axiale doit donc en tenir compte afin de

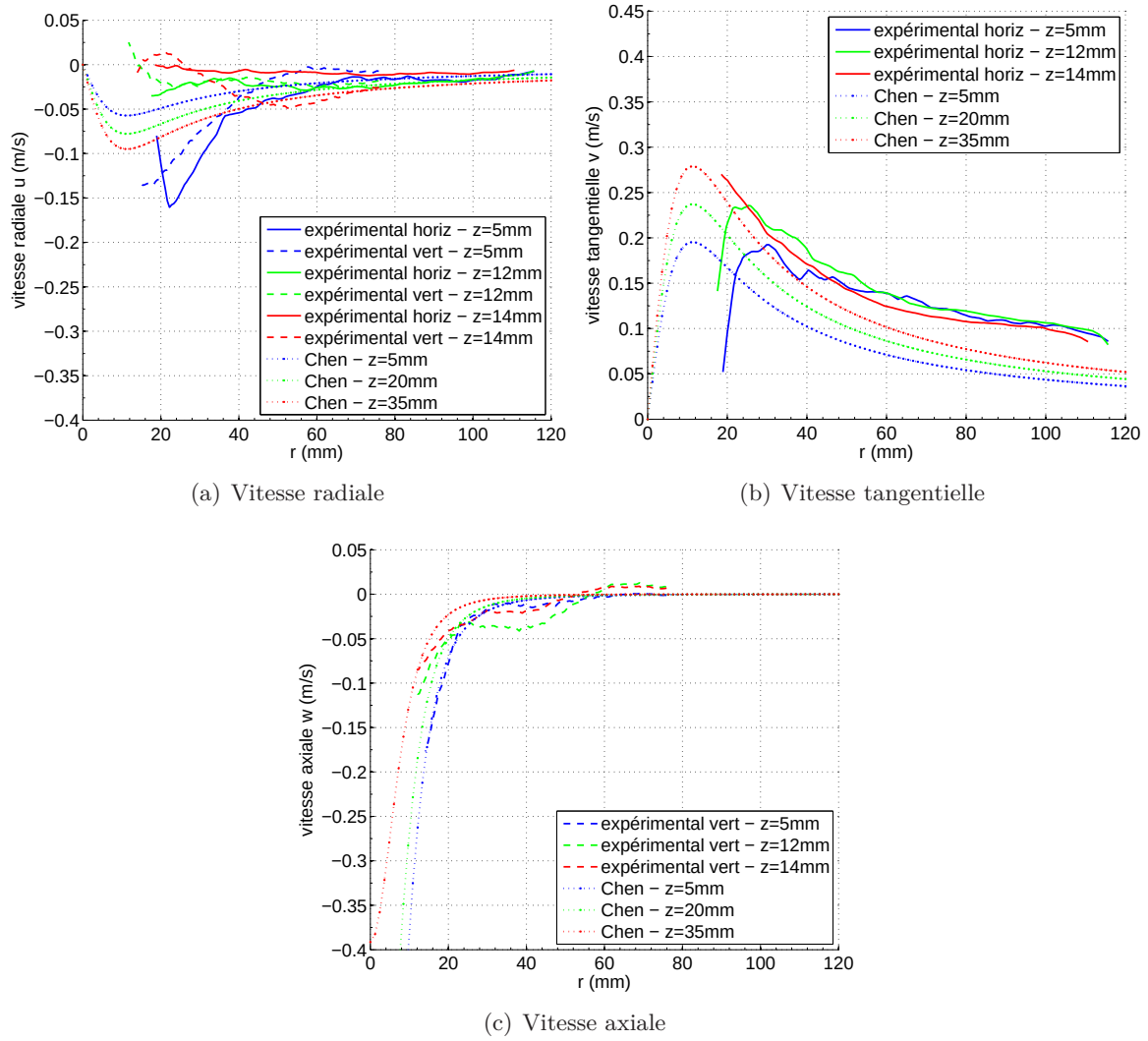


FIGURE 5.8 – Comparaison des résultats expérimentaux avec le modèle de Chen *et al.* [14]. Paramètres $r_c = 0.0165$ m, $\Gamma = 0.044$ m² · s⁻¹, $H = 46 \cdot 10^{-3}$ m, $\nu_e = 0.6 \cdot 10^{-3}$ m · s⁻², $b = -8$

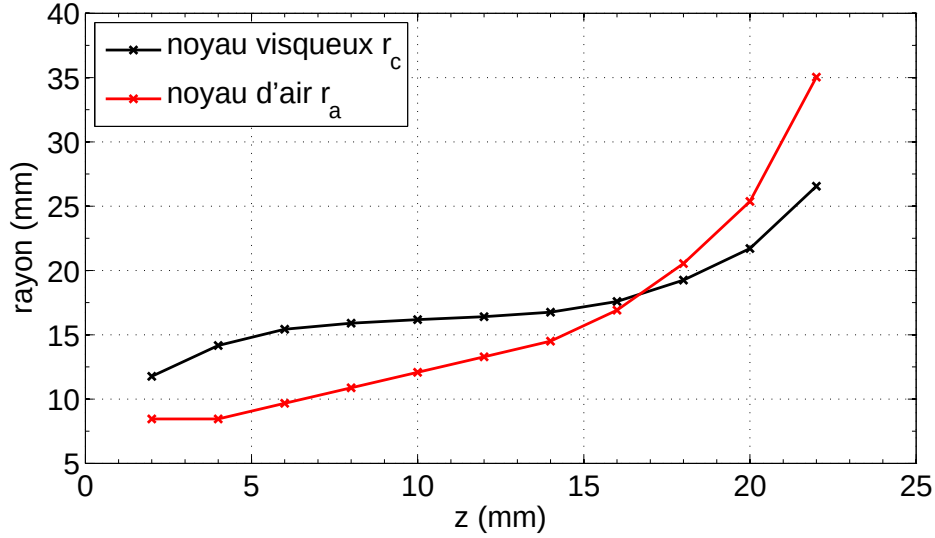


FIGURE 5.9 – Rayon visqueux r_c et rayon du noyau d'air r_a tracés en fonction de la hauteur z . Données issues de la simulation numérique et calcul de r_c avec l'équation (5.2)

pouvoir retrouver le bon débit de sortie. Dans le cas étudié ici, la vitesse moyenne de l'eau dans l'évacuation doit être de $0.50 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ pour respecter un débit de sortie de $16 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$ si toute la section du tuyau est utilisée. Le diamètre du noyau d'air dans cette configuration a été mesuré dans le chapitre 3 et vaut 13.6 mm. Dans ce cas, la vitesse moyenne doit être de $0.69 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ pour respecter le débit de sortie.

La vitesse tangentielle est nulle au niveau de l'axe de rotation, en $r = 0$. La littérature sur le tourbillon de vidange s'accorde à dissocier le coeur du tourbillon dans lequel les effets de viscosité génèrent une rotation solide du volume d'eau et l'écoulement potentiel dans la partie extérieure. En revanche, rien n'indique quelle peut être la position de l'interface dans le cas d'un tourbillon super-critique. En s'appuyant sur le modèle de Lundgren [44], Klimenko [38] montre que pour un tourbillon de forte intensité la vitesse axiale tend vers l'infini pour $r \rightarrow 0$. Dans un écoulement réel, cette singularité est évitée soit par la présence d'un noyau visqueux, soit par la présence d'un noyau d'air. La simulation numérique permet ici de connaître les dimensions du noyau d'air en fonction de la hauteur. A partir des valeurs de circulation et de vitesse tangentielle maximale, l'équation (5.2) permet par ailleurs de calculer le rayon visqueux. Les deux grandeurs sont tracées dans la figure 5.9 en fonction de la hauteur z .

La figure 5.9 montre d'une part que le rayon visqueux r_c augmente avec la hauteur et d'autre part qu'il y a intersection entre le rayon visqueux et le noyau d'air. Pour $z < 16,6 \text{ mm}$, le rayon visqueux est plus grand que le noyau d'air alors qu'entre $z = 16,6 \text{ mm}$ et la surface libre, c'est le noyau d'air qui dépasse le rayon visqueux. Ce comportement est décrit par Guyon *et al.* [27] qui expriment le profil $h(r)$ de la surface libre en distinguant deux zones : la première, à l'extérieur du noyau visqueux, donne une surface libre d'allure hyperbolique. Elle est raccordée à un profil parabolique dans la deuxième zone, à l'intérieur du noyau visqueux (dans le cas d'un tourbillon en régime sous-critique). Les auteurs précisent que ce résultat est approché dans la mesure où un écoulement réel ne présente pas de limite franche entre les deux zones.

Compte tenu de ces remarques, il est clair que la présence d'un noyau d'air au coeur du tourbillon va modifier la distribution de vitesse et ajouter des conditions supplémentaires.

Il est donc nécessaire de traiter ce cas particulier de manière indépendante pour pouvoir reproduire la réalité physique de l'écoulement. C'est particulièrement vrai pour le tourbillon en régime super-critique dont le comportement est couplé à l'écoulement de sortie.

5.2.6 Synthèse

Trois modèles de la littérature proposant des solutions analytiques au tourbillon de vidange ont été appliqués aux conditions d'écoulement rencontrées dans la boîte à eau. Les prédictions de ses modèles ont été comparées aux données expérimentales et numériques obtenues dans le cadre de la thèse.

De manière générale, ces modèles permettent de retrouver les mêmes ordres de grandeur que les données disponibles et les mêmes types de distribution de vitesse en fonction du rayon. Les modèles de Hite et Mih [32] et Chen *et al.* [14] sont ceux qui permettent de s'approcher au mieux des données obtenues au cours de la thèse. Ce sont aussi les solutions analytiques les plus récentes. Ces deux modèles donnent des résultats similaires mais le modèle de Chen *et al.* [14] permet de décrire l'évolution des profils de vitesse en fonction de la hauteur. Cette dépendance à la hauteur n'est toutefois pas toujours cohérente avec celles observées dans les données.

Un travail sur le modèle de Chen *et al.* [14] permettrait probablement d'améliorer les prédictions du modèle par rapport aux données, par exemple en modifiant les fonctions décrivant les dépendances des composantes de vitesse en fonction de la hauteur. Il s'agirait cependant d'ajustement liés à une configuration particulière d'écoulement. De plus, les solutions analytiques utilisées ici ne reproduisent pas explicitement le noyau d'air et reposent toutes sur l'hypothèse d'un tourbillon en régime critique ou sous-critique, ce qui est un frein important à l'application de ces modèles sur le tourbillon de boîte à eau.

Les arguments évoqués dans la dernière partie mettent en effet en évidence que le noyau d'air impose des conditions supplémentaires dans la définition des distributions de vitesse dans le tourbillon. Les modèles analytiques peuvent tout de même être appliqués au tourbillon en régime sous-critique dans la mesure où le noyau d'air n'occupe qu'une portion de la hauteur d'eau totale et que les hypothèses établies dans le modèle restent valables, en particulier à proximité du trou d'évacuation. Le cas super-critique génère en revanche un noyau d'air présent sur toute la hauteur d'eau et il modifie les conditions de l'écoulement de sortie, ce qui impose de traiter ce cas de manière indépendante.

Plusieurs modèles ont été proposés dans la littérature afin de s'affranchir des limites des modèles analytiques et de pouvoir notamment exprimer explicitement le comportement de la surface libre dans un tourbillon de vidange. Ces modèles, nécessitant une résolution numérique, ont été notamment proposés par Lundgren [44], Andersen *et al.* [1, 2], Lautrup [40] et Stepanyants et Yeoh [70, 69] pour des conditions d'écoulement variées. (rotation du réservoir, faible déformation de la surface libre, tourbillon en régime sous-critique...) Stepanyants et Yeoh [70, 69] se sont notamment attachés à proposer un modèle permettant de traiter, sous certaines conditions, le régime super-critique. Ces modèles sont plus complexes et nécessitent une résolution numérique, mais ils constituent des pistes particulièrement intéressantes. Le cas super-critique reste néanmoins peu traité et délicat à modéliser.

5.3 Utilisation des modèles pour prédire la hauteur d'eau dans la boîte à eau

En dehors de la mise en évidence des phénomènes intervenant dans les écoulements de boîte à eau, l'un des enjeux de la thèse est d'évaluer s'il est possible de mettre en place un outil simple d'aide au dimensionnement permettant de prédire le niveau d'eau dans la boîte à partir des données disponibles (débit, paramètres géométriques...).

La première étape consiste donc à être capable de relier d'une manière ou d'une autre la hauteur H à ces données. Cela peut par exemple passer par une loi permettant de décrire le profil de la surface libre.

5.3.1 Expression du profil de surface libre

Comme indiqué dans la partie 5.2.5, Guyon *et al.* [27] expriment le profil $h(r)$ de la surface libre en distinguant la partie hyperbolique du profil à l'extérieur du tourbillon et la partie parabolique dans le noyau visqueux. Le profil de surface libre à l'intérieur du noyau visqueux est problématique dans la mesure où le tourbillon est en régime super-critique et que le profil de surface libre est par conséquent discontinu.

Pour la zone extérieure, où l'écoulement est potentiel, Guyon *et al.* [27] utilisent l'équation de Bernoulli écrite à l'interface $z = h(r)$:

$$p + \rho gh(r) + \frac{1}{2}\rho v^2 = p_0 + \rho gH \quad (5.7)$$

Guyon *et al.* [27] considèrent que la pression à l'interface est égale à la pression atmosphérique et donc que $p = p_0$. Ils expriment le profil de vitesse tangentielle à partir du modèle de Rankine [56] :

$$v = \Gamma/(2\pi r) \quad (5.8)$$

Ils obtiennent alors l'expression du profil de surface libre :

$$h(r) = -\frac{\Gamma^2}{8\pi^2 g r^2} + H \quad (5.9)$$

Dans la simulation numérique, le schéma utilisé par le solveur interFoam pour comprimer l'interface et limiter la diffusion de la fraction volumique a pour effet de générer un saut de pression au niveau de l'interface (voir partie 2.5.1). Dans un fluide au repos, il existe donc un décalage entre la pression atmosphérique et la pression à l'interface. Ce décalage est corrigé en modifiant l'équation 5.9 de manière à prendre en compte la pression p_0 à l'interface dans la simulation numérique. Sa valeur correspond à la pression loin du centre du tourbillon, en $h(r) = H$. Cela conduit à l'expression générale de $h(r)$:

$$h(r) = \frac{p_0}{\rho g} - \frac{v^2}{2g} + H \quad (5.10)$$

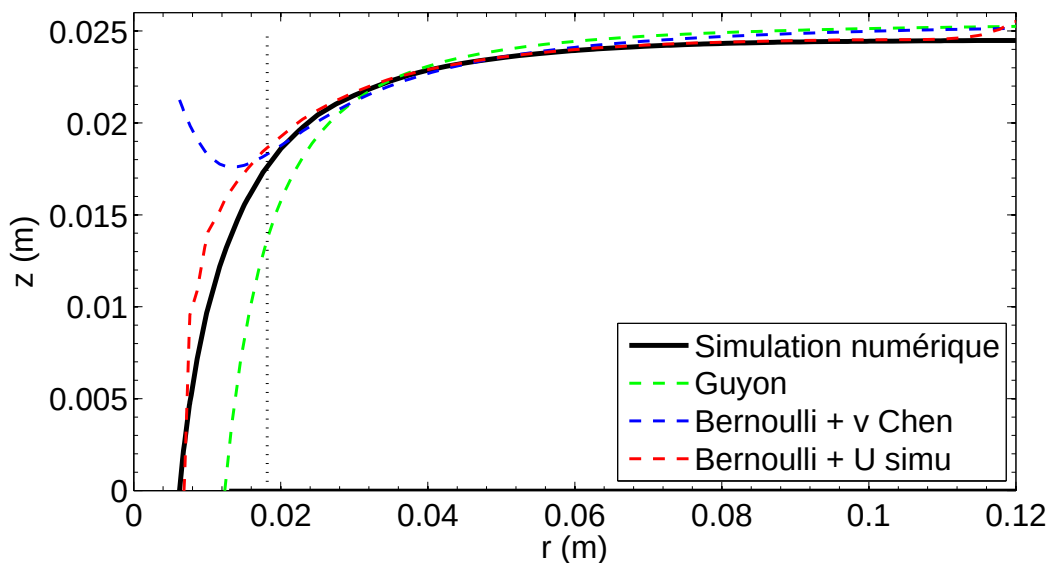


FIGURE 5.10 – Profil de la surface libre. Comparaison du profil obtenu par simulation numérique avec le profil calculé : par Guyon *et al.* [27] (trait vert), par Bernoulli en utilisant la vitesse tangentielle calculée avec le modèle de Chen *et al.* [14] (trait bleu), par Bernoulli en utilisant la norme de vitesse des trois composantes de la simulation numérique (trait rouge). Le trait discontinu noir donne la limite entre le noyau visqueux et l'écoulement potentiel

Le profil proposé par Guyon *et al.* [27] est calculé à partir des équations (5.10) et (5.8). Il est comparé au profil de surface libre obtenu par simulation numérique dans la figure 5.10. Sur la partie extérieure, le profil calculé donne une hauteur supérieure au profil numérique mais l'écart est inférieur au millimètre, ce qui donne un écart relatif de 3.2%. En se rapprochant du centre du tourbillon, le profil calculé décroît plus rapidement que le profil numérique. Au niveau du trou d'évacuation, en $z = 0$ mm, le profil numérique est positionné en $r = 6.8$ mm contre 12.4 mm pour le profil calculé.

Le profil de surface libre est ensuite calculé avec l'équation (5.10) mais en utilisant la vitesse tangentielle calculée à l'aide du modèle de Chen *et al.* [14] et des paramètres définies pour les données numériques dans la partie 5.2.4. Le résultat est tracé en bleu sur la figure 5.10 : son allure diffère du résultat précédent. Sur la partie extérieure, il donne une hauteur supérieure de 2.7% par rapport au profil numérique. En se rapprochant du centre, les deux profils se superposent jusqu'à ce que le profil calculé augmente en entrant dans le noyau visqueux. Il donne alors un résultat non physique puisque le niveau de la surface libre augmente. Ce comportement est dû au fait que la vitesse tangentielle tend vers 0 en $r = 0$ dans le modèle de Chen *et al.* [14].

Un dernier profil est calculé, toujours à partir de l'équation (5.10) mais en remplaçant v par la norme de vitesse obtenue numériquement. Le tracé, en rouge sur la figure 5.10, permet de vérifier qu'il est possible de s'appuyer sur l'équation de Bernoulli pour calculer le profil de surface libre dans la partie potentielle de l'écoulement. En effet le profil ainsi calculé est superposé au profil numérique sur sa partie extérieure. Il s'en éloigne légèrement en se rapprochant du noyau visqueux mais permet néanmoins d'en reproduire l'allure.

5.3.2 Limitations pour l'application à la boîte à eau

Les seules données connues à priori sont les caractéristiques géométriques de la boîte à eau ainsi que le débit d'eau qui l'alimente. L'objectif étant de définir le niveau d'eau à l'équilibre, le débit sortant est égal au débit entrant. La vitesse au niveau de l'évacuation va quant à elle dépendre de la section occupée par le noyau d'air. Les deux paramètres sont donc liés.

Le calcul de la hauteur d'eau H dans la boîte nécessite de connaître l'expression du profil de surface libre $h(r)$, par exemple celle proposée par Guyon *et al.* [27]. En complément de la fonction $h(r)$, il est nécessaire de connaître au moins un point particulier sur le profil pour pouvoir en déduire H . Ce point particulier peut être le rayon du noyau d'air r_a en $z = 0$. Dans ce cas, $h(r_a) = 0$ permet de déduire la valeur de H .

Dans la configuration étudiée ici, les résultats du chapitre 3 donnent l'ébauche d'une relation entre le débit et le rayon du noyau d'air. Un approfondissement de ce point serait nécessaire pour valider une relation entre les deux grandeurs. Il est nécessaire de trouver un critère qui soit valable quelque soit la géométrie, par exemple en définissant une relation permettant de calculer r_a en fonction du débit et des dimensions de l'évacuation.

D'autre part, le calcul du profil de surface libre selon Guyon *et al.* [27] nécessite de s'appuyer sur un modèle de tourbillon afin de calculer la distribution de vitesse. Les solutions analytiques qui ont été étudiées ici nécessitent toutes un jeu de paramètres dont certains ne sont pas connus à priori. Là encore, un travail supplémentaire est nécessaire d'une part pour obtenir le meilleur accord possible entre le modèle et les mesures, et d'autre part pour pouvoir définir un jeu de paramètre en fonction des conditions d'écoulement. Enfin, l'expression de $h(r)$ étudiée dans la partie précédente se limite à la partie extérieure du tourbillon. Pour pouvoir s'appuyer sur le point $h(r_a) = 0$, il est nécessaire d'avoir une expression de $h(r)$ valide dans le noyau visqueux.

Ces remarques se basent sur l'hypothèse qu'un tourbillon de vidange est systématiquement présent dans la boîte à eau. Les observations sur géométries réelles tendent à montrer que ce n'est pas toujours le cas : bien que l'écoulement s'enroule généralement autour de l'évacuation, la formation d'un tourbillon de vidange bien établi et stable n'est pas systématique, notamment pour des débits moindres, des évacuations de plus grande dimension ou des géométries particulières. Le cas du tourbillon amorcé tel qu'il est traité ici reste néanmoins dimensionnant dans la mesure où il s'agit du cas le plus pénalisant en termes de hauteur d'eau dans la boîte.

5.4 Synthèse

Ce dernier chapitre a permis de comparer les modèles analytiques de tourbillon aux résultats obtenus dans les chapitres précédents. Il a aussi permis de discuter de la possibilité de s'appuyer sur des modèles pour prédire la hauteur d'eau dans la boîte.

Trois modèles analytiques disponibles dans la littérature ont été appliqués aux données expérimentales et numériques. Ces modèles permettent globalement de retrouver les mêmes distributions de vitesse et ordres de grandeur en jouant sur leurs paramètres d'entrée. Le modèle de Chen *et al.* [14] est le plus complet dans la mesure où il permet de décrire l'évolution des composantes de vitesse en fonction de la hauteur. Le modèle de Hite et Mih [32] donne des résultats identiques mais ne permet pas de reproduire cette dépendance à la hauteur. Les

hypothèses supplémentaires induites par le noyau d'air nécessitent donc de traiter ce cas à part afin de pouvoir le reproduire de manière cohérente et rigoureuse.

Enfin, les résultats précédents sont mis en perspective avec l'un des enjeux du sujet : la mise en place d'un outil permettant de calculer la hauteur d'eau à l'équilibre dans la boîte à eau. Il s'agit dans ce cas de s'appuyer sur un modèle de tourbillon pour calculer la distribution de vitesse et de l'associer à une expression du profil de surface libre. Une proposition basée sur l'équation de Bernoulli formulée par Guyon *et al.* [27] a été testée. Elle permet dans une certaine mesure de reproduire le profil de surface libre obtenu numériquement, mais elle se limite à la zone de l'écoulement extérieure au noyau visqueux. Le développement d'un tel outil nécessite de s'appuyer sur un modèle fiable permettant de reproduire de manière précise tout le profil de surface libre. Il nécessite aussi un travail complémentaire pour caractériser le comportement de paramètres caractéristiques du tourbillon, notamment le comportement de la circulation et du noyau d'air. Les solutions numériques du tourbillon de vidange semblent être une piste de travail intéressante. Bien que plus complexes, elles ont l'avantage d'intégrer le profil de surface libre dans la résolution. Le modèle proposé par Stepanyants et Yeoh [70] est le seul permettant de traiter, dans certaines conditions, le tourbillon en régime super-critique.

Conclusion

Ce sujet de thèse est né d'un besoin de développer les connaissances autour des écoulements dans la boîte à eau d'un véhicule automobile. De nature exploratoire et très appliqué, il s'est concentré sur la thématique du tourbillon de vidange, qui peut entraîner un débordement de la boîte à eau en limitant le débit d'évacuation. Contrairement aux précédents travaux de recherche sur le tourbillon de vidange, la configuration étudiée n'impose pas une hauteur d'eau constante. Ici, la hauteur d'eau est l'inconnue principale du problème, c'est elle qui conditionne le fait que l'eau puisse déborder de la boîte et s'écouler dans le circuit de ventilation du véhicule. La hauteur d'eau se stabilise à un niveau variable en fonction des conditions d'écoulement.

Le travail de thèse a été principalement expérimental. Une géométrie simplifiée de boîte à eau a été réalisée et instrumentée de manière à disposer d'un montage expérimental permettant d'étudier ces écoulements dans une configuration représentative d'une boîte à eau réelle. Plusieurs campagnes d'essais ont été réalisées grâce à ce montage afin de caractériser l'écoulement et le tourbillon de vidange à l'aide de mesures de débit, de niveau et de vitesse d'eau ainsi que de diamètre de noyau d'air.

- Ces essais ont tout d'abord permis de caractériser la structure du tourbillon rencontré dans la boîte à eau. Les mesures de vitesse montrent une structure semblable à celle observée dans la littérature, notamment avec la présence d'un écoulement radial plus important à proximité de la surface libre et à proximité du fond de la boîte.
- Ensuite, les essais ont mis en évidence un phénomène d'interaction entre l'écoulement d'air dans la boîte et le tourbillon de vidange : lorsque la ventilation est activée, de l'air circule dans la boîte à eau et entraîne une diminution du niveau d'eau. Les mesures de diamètre de noyau d'air ont montré que la baisse de niveau est due à la contraction temporaire du noyau d'air lorsqu'un écoulement d'air est généré dans la boîte. Le mécanisme mis en jeu est lié à la dépression générée par l'écoulement d'air qui modifie les dimensions du noyau d'air et conduit à un nouvel état d'équilibre avec un niveau d'eau inférieur au niveau initial. La diminution de niveau est proportionnelle à la dépression imposée par l'écoulement d'air.
- Enfin, le montage expérimental a permis de travailler sur plusieurs dispositifs permettant de contrôler le tourbillon de vidange de manière à diminuer le niveau d'eau dans la boîte. L'un de ces dispositifs a été présenté dans cette thèse : il est constitué d'une grille placée en amont du tourbillon de vidange. Cette grille permet d'homogénéiser l'écoulement amont et de réduire le niveau d'eau de plus de 50% dans la géométrie simplifiée. Ce dispositif a fait l'objet d'un dépôt de brevet et il fait partie des solutions innovantes pouvant potentiellement être appliquées afin d'améliorer les performances de la boîte à eau.

L'un des enjeux autour de ce sujet de thèse est de pouvoir reproduire par simulation numérique les écoulements dans la boîte à eau. A ce titre, les essais ont permis de constituer

une base de données permettant de valider les simulations numériques. La seconde partie de la thèse a donc été consacrée à la mise en place de simulations numériques à l'aide du code de calcul OpenFOAM. Ces simulations d'écoulements diphasiques s'appuient sur les approches *Reynolds-Averaged Navier-Stokes* (RANS) et *Volume Of Fluid* (VOF). Ce choix est lié à des contraintes industrielles. Le temps nécessaire à la stabilisation du niveau d'eau dans la boîte est de l'ordre d'une centaine de seconde, ce qui devient vite très coûteux en temps de calcul. Les simulations ont été réalisées avec une géométrie identique à la géométrie expérimentale.

- Les résultats montrent que la simulation permet de reproduire la topologie d'écoulement observée expérimentalement. Le tourbillon de vidange est présent avec un noyau d'air en son coeur. Celui-ci traverse entièrement l'évacuation, ce qui est conforme à l'écoulement réel. La valeur du noyau d'air à proximité du fond de la boîte ainsi que son désaxage par rapport au trou d'évacuation sont identiques à ceux mesurés expérimentalement. En revanche, la simulation donne un niveau d'eau nettement inférieur au niveau mesuré. Les composantes de vitesse radiale et axiale sont similaires aux mesures mais les vitesses tangentielles sont supérieures, ce qui conduit à une circulation plus importante sur les données numériques que sur les données expérimentales. Une simulation réalisée sur une configuration où le tourbillon de vidange est absent donne de bons résultats sur le niveau d'eau. Cela indique une difficulté à reproduire certaines caractéristiques du tourbillon de vidange dans la simulation.
- La simulation permet de compléter les mesures expérimentales en donnant accès à des zones où des mesures sont difficilement réalisables. Elle montre ainsi qu'il existe un écoulement important dans le noyau d'air au coeur du tourbillon et que cet écoulement est continu.
- Enfin, la simulation a permis de reproduire un phénomène transitoire observé expérimentalement dans certaines conditions : le changement de sens de rotation du tourbillon lors de la phase de remplissage. Le sens de rotation du tourbillon est imposé par l'écoulement amont et un seul sens est stable. Selon la manière dont l'eau est injectée dans la boîte, des effets de bord peuvent entraîner une initialisation du tourbillon en sens inverse lorsque l'écoulement démarre. Dans ce cas le tourbillon se développe jusqu'à ce que l'écoulement amont finisse par le détruire. Il se reforme ensuite dans le sens de rotation imposé par l'écoulement amont.

Les résultats expérimentaux et numériques ont été comparés aux solutions analytiques de tourbillon de vidange de la littérature. Celles-ci permettent de reproduire globalement le champ de vitesse mais elles montrent leurs limites dans la mesure où elles ne sont pas adaptées à la présence du noyau d'air du tourbillon en régime super-critique. Une modélisation rigoureuse nécessite pourtant de prendre en compte le noyau d'air et les contraintes qu'il impose aux distributions de vitesse. Une autre piste liée au sujet de thèse réside dans la possibilité de créer un outil s'appuyant sur un modèle de tourbillon afin de prédire le niveau d'eau dans la boîte à l'équilibre. Bien qu'un tel outil soit à priori réalisable, il nécessite des travaux complémentaires afin d'étudier de manière plus approfondie certains paramètres caractéristiques nécessaires à la modélisation. Les résultats obtenus au cours de la thèse montrent néanmoins qu'il existe un couplage entre l'écoulement dans le tourbillon et dans le noyau d'air ce qui peut rendre la modélisation plus complexe.

D'un point de vue industriel, cette thèse a permis de développer les connaissances sur les écoulements dans la boîte à eau. Elle a notamment mis en évidence des phénomènes jusque là inconnus et qui peuvent être potentiellement problématiques pour le bon fonctionnement de la boîte à eau. Elle a aussi permis de développer des dispositifs diminuant fortement le niveau d'eau dans la boîte en contrôlant le tourbillon. Ces travaux sont valorisés par des

brevets (Andrès, Gilliéron, Recoquillon [3] et Baudet [6]) et il existe un gain potentiellement important sur le volume de la boîte à eau s'ils sont appliqués sur des géométries réelles. La possibilité de garantir un niveau d'eau plus faible à débit égal permet en effet de réduire le volume de la boîte et donc de libérer de l'espace dans le compartiment moteur.

D'un point de vue plus académique, cette thèse contribue à l'étude du tourbillon en régime super-critique. La majeure partie de la littérature sur le tourbillon de vidange se limite aux régimes critiques ou sous-critiques mais peu de données sont disponibles pour le régime super-critique. Il est établi que la position du noyau d'air est lié à la pression dans l'air mais la thèse propose une application concrète avec l'interaction entre la dépression générée par l'écoulement d'air et la structure du noyau d'air (Recoquillon *et al.* [58, 57]).

Suite à cette thèse, plusieurs pistes de travail sont envisageables. Tout d'abord les simulations numériques nécessitent d'être approfondies pour pouvoir reproduire correctement le niveau d'eau en présence d'un tourbillon de vidange. Il s'agit avant tout de comprendre s'il s'agit d'une limite liée aux méthodes numériques utilisées ou si une mise en données adaptée peut résoudre le problème. La simulation permet de valider le bon fonctionnement de la boîte à eau en s'affranchissant des essais physiques. Cela apporte plus de souplesse dans le processus de développement. En revanche, la simulation reste coûteuse avec des temps de calcul relativement longs notamment à cause du temps physique nécessaire à l'écoulement pour se stabiliser. Il semble donc intéressant de s'appuyer sur les résultats de la thèse pour approfondir l'idée d'un outil permettant de calculer le niveau d'eau stabilisé dans la boîte. Cela nécessite d'une part des essais complémentaires, notamment sur le comportement de la circulation et du noyau d'air, et d'autre part un travail sur la modélisation du tourbillon et principalement de sa surface libre. A ce titre, il paraît particulièrement intéressant d'étudier les solutions numériques du tourbillon de vidange.

Enfin, il est nécessaire d'étudier la problématique des ingestions d'eau dues à l'arrachement et au transport de gouttes. Cet aspect a été mis de côté mais il est tout aussi important pour limiter les ingestions d'eau. Il impose aussi des contraintes sur le volume de la boîte à eau puisqu'un volume trop faible aurait pour effet d'augmenter la vitesse de l'écoulement d'air et donc de favoriser l'arrachement de gouttes.

Bibliographie

- [1] A. Andersen, T. Bohr, B. Stenum, J. Juul Rasmussen, and B. Lautrup. Anatomy of a bathtub vortex. *Phys. Rev. Lett.*, 91(10) :104502, 2003.
- [2] A. Andersen, T. Bohr, B. Stenum, J. Juul Rasmussen, and B. Lautrup. The bathtub vortex in a rotating container. *J. Fluid Mech.*, 556 :121–146, 2006.
- [3] E. Andrès, P. Gilliéron, and Y. Recoquillon. Avant de véhicule comprenant un caisson de boîte à eau doté d’un dispositif d’abaissement du niveau d’eau, janvier 2012. Brevet FR 2 985 689 - A1, Demandeur : Renault S.A.S.
- [4] A. Aroussi, D. Brewer, K.L. Lee, and B.S. AbdulNour. Analysis of the progression of rainwater film over the bonnet of a road vehicle. *SAE*, 2005-01-1513, 2005.
- [5] C. Bai and A.D. Gosman. Development of methodology for spray impingement simulation. *SAE*, 950283, 1995.
- [6] G. Baudet. Dispositif de limitation du niveau d’eau dans un boîtier de séparation air-eau en partie inférieure du pare-brise d’un véhicule automobile, 2012. Brevet, dépôt en cours, Demandeur : Renault S.A.S.
- [7] E. Berberović, N.P. van Hinsberg, S. Jakirlić, I.V. Roisman, and C. Tropea. Drop impact onto a liquid layer of finite thickness : Dynamics of the cavity evolution. *Phys. Rev. E*, 79 :036306, Mar 2009.
- [8] A. Binnie. Some experiments on the bath-tub vortex. *J. Mech. Eng. Sci.*, 6 :256–257, 1964.
- [9] F. Bottausci. *Etude expérimentale de la dynamique d’un filament de vorticité isolé*. PhD thesis, Université Paris XI Orsay, 2002.
- [10] J-P. Bouchet, P. Delpech, and P. Palier. Wind tunnel simulation of road vehicle in driving rain of variable intensity. In *MIRA Aerodynamics Conference*, 2004.
- [11] J.U. Brackbill, D.B. Kothe, and C. Zemach. A continuum method for modeling surface tension. *Journal of Computational Physics*, 100 :335–354, 1992.
- [12] J.M. Burgers. A mathematical model illustrating the theory of turbulence. *Advances in Applied Mechanics*, 1.
- [13] J. Canny. A computational approach to edge detection. *IEEE Trans. Pattern Anal. Mach. Intell.*, 8(6) :679–698, 1986.
- [14] Y-L. Chen, C. Wu, M. YE, and X-M. Ju. Hydraulic characteristics of vertical vortex at hydraulic intakes. *J. of Hydrodynamics*, 19(2) :143–149, 2007.
- [15] J. Currle. Simulation of the two-phase flow in the waterbox of a hvac system. *SAE*, 960962, 1996.
- [16] Y. Cuypers. *Turbulence produite par l’explosion d’un vortex*. PhD thesis, Universit  Paris 7 Denis Diderot, 2002.

- [17] S.S. Deshpande, L. Anumolu, and M.F. Trujillo. Evaluating the performance of the two-phase flow solver interFoam. *Computational Science & Discovery*, 5 :36, 2012.
- [18] G. Echávez and E. McCann. An experimental study on the free surface vertical vortex. *Experiments in Fluids*, 33 :414–421, 2002.
- [19] H.A Einstein and H. Li. Steady vortex flow in a real fluid. *La houille blanche*, 4 :483–496, 1955.
- [20] T. Ezure, N. Kimura, K. Hayashi, and H. Kamide. Transient behavior of gas entrainment caused by surface vortex. *Heat Transfer Engineering*, 29(8) :659–666, 2008.
- [21] V.F. De Felice. *Le tourbillon à surface libre en tant qu’instabilité (résumé)*. PhD thesis, Università degli Studi di Salerno / Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2007.
- [22] L.K. Forbes and G.C. Hocking. The bath-plug vortex. *J. Fluid Mech.*, 284 :43–62, 1995.
- [23] S.A.A. Abdul Ghani. *An investigation into water ingress through ground vehicle heating ventilation and air conditioning unit*. PhD thesis, University of Nottingham, 2002.
- [24] S.A.A. Abdul Ghani, A. Aroussi, and E. Rice. Analysis of factors affecting rainwater ingestion into vehicles hvac systems. *SAE*, 2001-01-0293, 2001.
- [25] S.A.A. Abdul Ghani, A. Aroussi, and E. Rice. Towards understanding water ingestion into vehicle hvac system - piv validation of a cfd simulation. *SAE*, 2001-01-1752, 2001.
- [26] L.S. Greenmun. Ventilation system for automobiles and the like, January 1956. United States Patent No. US2730032.
- [27] E. Guyon, J-P. Hulin, and L. Petit. *Hydrodynamique Physique*. EDP Sciences - CNRS Editions, 2001.
- [28] GE. Hecker. Fundamentals of vortex intake flow. conclusions. In J. Knauss, editor, *Swirling flow problems at intakes. IAHR hydraulic structures design manual*. Balkema, Rotterdam, 1987.
- [29] V. Herbert and S. Depardon. Véhicule automobile doté d’un auvent optimisé, Novembre 2008. Brevet FR2938213.
- [30] D.P Hill. *The Computer Simulation of Dispersed Two-Phase Flows*. PhD thesis, Imperial College of Science, London, 1998.
- [31] C.W. Hirt and B.D. Nichols. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. *J. of Computational Physics*, 39 :201–225, 1981.
- [32] J.E. Hite and W.C. Mih. Velocity of air-core vortices at hydraulic intakes. *J. of Hydraul. Eng.*, 120 :284–297, 1994.
- [33] W.H. Hucho. *Aerodynamics of Road Vehicles*. SAE, 1998.
- [34] L. Jacquin, D. Fabre, D. Sipp, and E. Coustols. Unsteadiness, instability and turbulence in trailing vortices. *C.R. Physique*, 6 :399–414, 2005.
- [35] G.R. Jewell. Motor vehicle ventilation system, March 1961. United States Patent No. US2975696.
- [36] T. Kawakubo, T. Tsuchiya, M. Sugaya, and K. Matsumura. Formation of a vortex around a sink : a kind of phase transition in a nonequilibrium open system. *Physics Letters*, 68A(1) :65–66, 1978.
- [37] K. Kissling, J. Springer, H. Jasak, S. Schütz, K. Urban, and M. Piesche. A coupled pressure based solution algorithm based on the Volume Of Fluid approach for two or more immiscible fluids. In J. C. F. Pereira and A. Sequeira (Eds), editors, *V European Conference on Computational Fluid Dynamics*, 2010.

-
- [38] A.Y. Klimenko. Evolution of vorticity in the bathtub vortex. In *13th Australasian Fluid Mechanics Conference*, Monash University, Melbourne, Australia, December 1998.
 - [39] B.E. Launder and D.B. Spalding. The numerical computation of turbulent flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 3(2) :269–289, 1974.
 - [40] B. Lautrup. *Physics of continuous matter : exotic and everyday phenomena in the macroscopic world*. Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 2005.
 - [41] B. Van Leer. Towards the ultimate conservative difference scheme. ii. monotonicity and conservation combined in a second-order scheme. *Journal of Computational Physics*, 14 :361–370, 1974.
 - [42] H-F. Li, H-X Chen, Z. Ma, and Y. Zhou. Experimental and numerical investigation of free surface vortex. *J. of Hydrodynamics*, 20(4) :485–491, 2008.
 - [43] OpenCFD Ltd. Openfoam user guide, version 2.1.0. <http://www.openfoam.org/archive/2.1.0/docs/user/>, décembre 2011.
 - [44] T.S. Lundgren. The vortical flow above the drain-hole in a rotating vessel. *J. Fluid Mech.*, 155 :381–412, 1985.
 - [45] A.W. Marris. Theory of the bathtub vortex. *J. Appl. Mech.*, 33 :11–15, 1967.
 - [46] H.R. Melene. Rain simulation in wind tunnels, 1967. Gull Engineering, Inc. Technical Report.
 - [47] J. Miles. A note on the burgers-rott vortex with a free surface. *J. of Appl Math. Phys. (ZAMP)*, 49(1) :162–165, 1998.
 - [48] F.K.H. Nallinger. Ventilating or air-conditioning system for vehicles, November 1964. United States Patent No. US3157104.
 - [49] J. Odgaard. Free-surface air core vortex. *J. of Hydraul. Eng.*, 112 :610–620, 1986.
 - [50] J. Odgaard. Closure to “free-surface air core vortex”. *J. of Hydraul. Eng.*, 114 :451–452, 1988.
 - [51] B. Oesterlé. *Ecoulements multiphasiques*. Lavoisier, 2006.
 - [52] C.T. Perkins. Air conditioner for automobiles, August 1940. United States Patent No. US2213018.
 - [53] M. Piva, M. Iglesias, P. Bissio, and A. Calvo. Experiments on vortex funnel formation during drainage. *Physica A*, 329 :1–6, 2003.
 - [54] E.J. Premo. Automotive fender air duct structures, May 1959. United States Patent No. US2888274.
 - [55] J.M.S. Prewitt. Object enhancement and extraction. In *Picture Processing and Psychopictorics*, pages 75–149. Eds. New York : Academic, 1970.
 - [56] W.J.M. Rankine. *A manual of applied mechanics*. R. Griffin Co., London/Glasgow, 1858.
 - [57] Y. Recoquillon, E. Andrès, and A. Kourta. Experimental analysis of a bathtub vortex in a simplified cowl box of automotive vehicles. In *ASME 2012 Fluids Engineering Division Summer Meeting*, Rio Grande, Puerto Rico, USA, July 2012. Paper No. FEDSM2012-72102, pp. 71-78.
 - [58] Y. Recoquillon, A. Kourta, and E. Andrès. Analyse des écoulements diphasiques dans la boîte à eau d’un véhicule automobile. *Mécanique & Industries*, 12 :169–173, 1 2011.
 - [59] F. Reverter, X. Li, and G.C.M. Meijer. Liquid-level measurement system based on a remote grounded capacitive sensor. *Sensors and Actuators A.*, 138 :1–8, 2007.

- [60] E. Sanmiguel Rojas. *Sobre el fenómeno de la autorrotación*. PhD thesis, Universidad de Málaga, 2002.
- [61] D. Roposte, D. Chenaud, and L. Gonin. Dispositif séparateur gaz-liquide, Septembre 2005. Brevet FR2890574.
- [62] L. Rosenhead. The spread of vorticity in the wake behind a cylinder. In *Proc. R. Soc. Lond. A*, volume 127, 1930.
- [63] M. Rossi, F. Bottausci, A. Maurel, and P. Petitjeans. A nonuniformly stretched vortex. *Phys. Rev. Lett.*, 92 :054504, Feb 2004.
- [64] N. Rott. On the viscous core of a line vortex. *J. of Appl Math. Phys. (ZAMP)*, 9(5-6) :543–553, 1958.
- [65] A.H. Shapiro. Bath-tub vortex. *Nature*, 196 :1080–1081, 1962.
- [66] F.Z. Shen, G.P. Backer, and D. Swanson. Hvac plenum design analysis. *SAE*, 950113, 1995.
- [67] T-H Shih, W.W Liou, A. Shabbir, Z. Yang, and J. Zhu. A new $k-\epsilon$ eddy viscosity model for high reynolds number turbulent flow. *Computers & Fluids*, 24(3) :227–238, 1995.
- [68] I. Sobel and G. Feldman. A 3x3 isotropic gradient operator for image processing. In *Presentation for Stanford Artificial Project*, 1968.
- [69] Y.A. Stepanyants and G.H. Yeoh. Burgers-rott vortices with surface tension. *J. of Appl Math. Phys. (ZAMP)*, 59(6) :1057–1068, 2008.
- [70] Y.A. Stepanyants and G.H. Yeoh. Stationary bathtub vortices and a critical regime of liquid discharge. *J. Fluid Mech.*, 604 :77–98, 2008.
- [71] D.K. Swartwout. Ventilating and heating means for conveyances, October 1927. United States Patent No. US1643966.
- [72] F. Trivellato. Anti-vortex devices : Laser measurements of the flow and functioning. *Optics and Lasers in Engineering*, 48 :589–599, 2010.
- [73] O. Ubbink. *Numerical prediction of two fluid systems with sharp interfaces*. PhD thesis, Imperial College of Science, London, 1997.
- [74] H.K. Versteeg and W. Malalasekera. *An introduction to Computational Fluid Dynamics, The finite volume method*. Pearson Education Ltd., 2nd edition, 2007.
- [75] P. Widmaier, A. Jeckel, and R. Köhler. Fresh-air intake duct for a motor vehicle, November 1992. United States Patent No. US5162019.
- [76] S. Yukimoto, H. Niino, T. Noguchi, R. Kimura, and F.Y. Moulin. Structure of a bathtub vortex : importance of the bottom boundary layer. *Theor. Comp. Fluid Dyn.*, 24 :323–327, 2010.

Annexes

Annexe A

Sonde capacitive pour la mesure de niveau d'eau

Afin de pouvoir suivre l'évolution du niveau d'eau dans la maquette de boîte à eau, des sondes de type capacitives ont été utilisées. Cette annexe en décrit le principe de fonctionnement et les limitations.

A.1 Principe de fonctionnement

Une sonde de niveau capacitive fonctionne sur le même principe qu'un condensateur : elle est composée de 2 armatures séparées par un diélectrique. La capacité C d'un condensateur dépend de la surface S_a de ses armatures ainsi que de l'épaisseur e du diélectrique qui les isole l'une de l'autre :

$$C = \varepsilon \cdot \frac{S_a}{e} \quad (\text{A.1})$$

La capacité dépend aussi de la constante du diélectrique : $\varepsilon = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r$, avec ε_0 la permittivité du vide ($8.85 \cdot 10^{-12} \text{F} \cdot \text{m}^{-1}$) et ε_r la permittivité relative du diélectrique par rapport au vide ($\varepsilon_r = 1$ pour l'air).

La sonde de niveau utilisée ici est composée d'une tige métallique isolée par une gaine en PTFE ainsi que par une seconde tige métallique parallèle et non isolée. Un schéma de la sonde est visible sur la figure A.1. Sous la surface libre, le liquide se comporte comme un conducteur et le condensateur équivalent est alors formé par la tige et l'eau en tant qu'armatures, séparées par la gaine en PTFE qui sert de diélectrique. Au-dessus de la surface libre, les deux armatures sont les parties non immergées des tiges métallique et le diélectrique est composé de l'isolant et de l'air entre les armatures. Du fait de l'épaisseur importante du diélectrique (PTFE + air) sur la partie non immergée de la sonde, il en résulte une capacité beaucoup plus faible.

Reverter *et al.* [59] ont étudié ce type de sonde et ont montré que la capacité totale de la sonde est quasiment égale à la capacité de la partie immergée uniquement. Sous la surface libre, le condensateur est formé par deux cylindres coaxiaux : la tige métallique et la surface

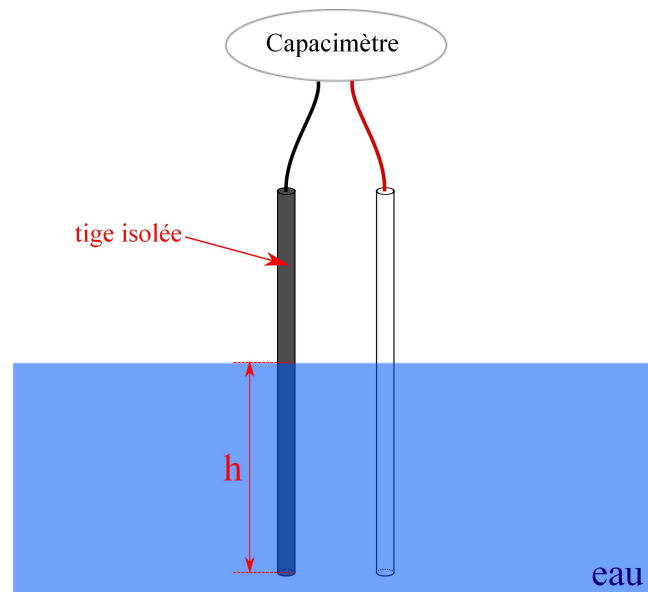


FIGURE A.1 – Schéma de la sonde de niveau capacitive.

d'eau en contact avec l'isolant, séparés par l'isolant. La valeur idéale de la capacité peut alors s'exprimer :

$$C = \frac{2\pi\epsilon}{\ln(d_2/d_1)}h \quad (\text{A.2})$$

Avec d_1 et d_2 les diamètres interne et externe de l'isolant et h le niveau d'eau. Il y a donc une variation linéaire de la capacité de la sonde avec le niveau d'eau. Après étalonnage, il est donc possible de relier directement la valeur de la capacité mesurée avec le niveau d'eau.

A.2 Validation de la sonde

La sonde utilisée dans la maquette de boîte à eau a été fabriquée à partir de deux tiges métalliques de 3 mm de diamètre et de 120 mm de longueur espacées d'une distance de 27 mm. L'une des tiges est isolée par une gaine en PTFE.

Un montage a été réalisé pour pouvoir calibrer la sonde : il est composé d'un dispositif mobile sur lequel la sonde est fixée. Il permet de l'immerger dans un réservoir d'eau. Un pied à coulisse est monté sur le dispositif pour pouvoir mesurer le déplacement de la sonde et donc la hauteur d'eau fictive vue par la sonde. La valeur de la capacité est relevée pour un niveau d'eau allant de 0 à 90 mm et la figure A.2 présente les résultats. Les deux courbes obtenues sont parfaitement linéaires : la première, en rouge, correspond à la capacité mesurée lors de la montée du niveau alors que la seconde, en bleu, correspond à la descente. Les deux courbes sont décalées, mettant ainsi en évidence un effet d'hystérésis. Cette hystérésis est due au contact de la surface libre avec la sonde.

En effet, la ligne de contact de la surface libre a tendance à "s'accrocher" à la sonde : l'orientation du ménisque ainsi formé dépend du sens de déplacement du liquide, comme

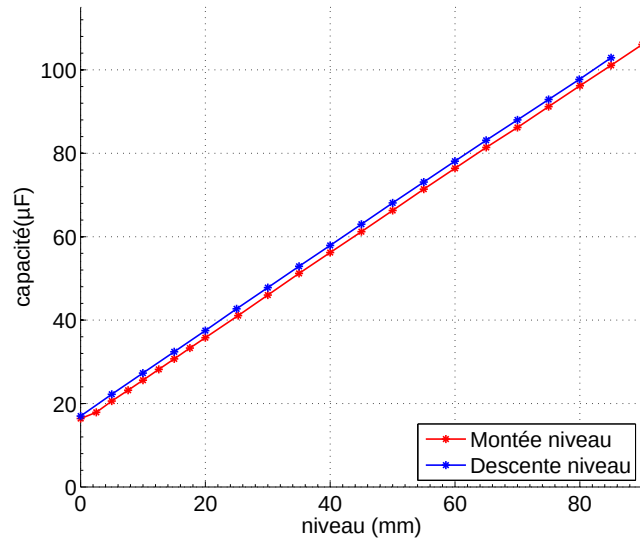


FIGURE A.2 – Calibration de la sonde de niveau : capacité en fonction de la hauteur d'eau.

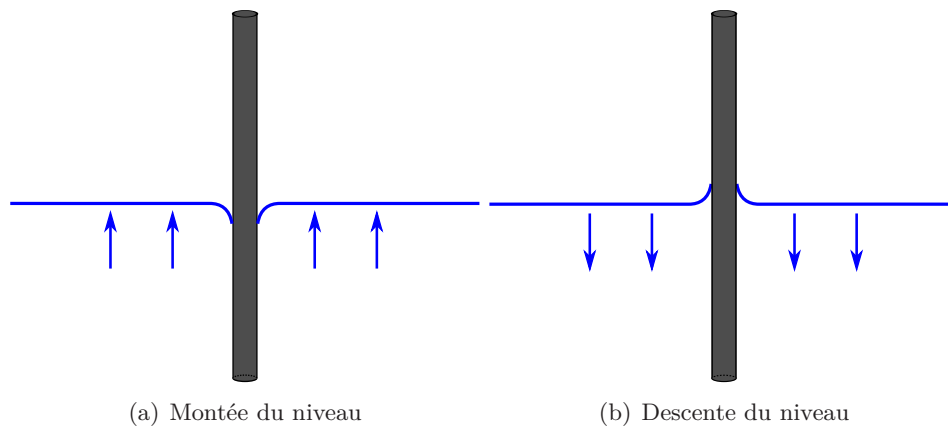


FIGURE A.3 – Schéma illustrant l'effet d'hystérésis sur la sonde de niveau

l'illustre la figure A.3. Sur les mesures de la figure A.2, à iso-capacité l'effet d'hystérésis génère un décalage d'environ 2 mm sur le niveau d'eau.

Il résulte donc une incertitude de ± 2 mm intrinsèque au fonctionnement de la sonde. Cet effet d'hystérésis a aussi été constaté par Reverter *et al.* [59]. En dehors de cet effet, la sonde fabriquée présente une réponse parfaitement linéaire de la capacité en fonction du niveau d'eau.

Ce type de sonde a l'avantage de ne pas être dépendant des propriétés électrique du liquide, pourvu qu'il ait une conductivité minimale. En revanche, du fait des faibles valeurs de capacité mesurées, la sonde tout comme le câble qui la relie au capacimètre peuvent être sensibles à leur environnement. (masse métallique, intervention à proximité de la sonde...) Par ailleurs, la sonde nécessite d'être calibrée une fois mise en place sur le montage expérimental. Cette calibration peut s'avérer délicate.

Annexe B

Compléments sur OpenFOAM

Cette annexe a pour vocation d'apporter des précisions d'ordre purement techniques sur le code de calcul OpenFOAM.

B.1 Procédure de maillage

Les géométries utilisées dans OpenFOAM sont entièrement réalisées sous ANSA, un logiciel de pre-processing développé par BETA CAE Systems. Les surfaces sont regroupées dans des PID (Property ID) en fonction de leurs propriétés (type de conditions aux limites) et de la nécessité de raffiner ou non la zone en question. Des boîtes de raffinement sont aussi définies sous ANSA afin de délimiter les zones du domaine dans lesquelles il est nécessaire d'obtenir un maillage volumique plus raffiné. L'ensemble de la géométrie à simuler est ensuite exportée dans un fichier STL et les différentes boîtes de raffinement sont quant à elles exportées dans des fichiers STL indépendants.

Voici le processus qui a été suivi pour créer les maillages utilisés dans cette étude :

1. Création de la géométrie sous ANSA
 - Création de la géométrie à simuler
 - Création de PID correspond à chaque type de condition aux limites
 - Création de PID spécifiques pour les surfaces nécessitant un traitement particulier (raffinement plus important)
 - Création de boîtes de raffinement dans les portions du domaine de calcul nécessitant un maillage volumique plus fin
 - Maillage surfacique STL
 - Export de la géométrie dans un fichier STL
 - Export des boîtes de raffinement dans des fichiers STL indépendants
2. Création du maillage initial
 - Définition du domaine et de la taille des mailles dans le fichier `blockMeshDict`
 - Execution de `blockMesh` pour créer le maillage
3. Extraction des arêtes de la géométrie
 - Execution de la fonction `surfaceFeatureExtract` sur le fichier contenant la géométrie
4. Définition des paramètres du maillage dans le fichier `snappyHexMeshDict`
 - Définition des fichiers contenant la géométrie et les boîtes de raffinement

- Définition du fichier contenant les arêtes de la géométrie
- Paramètres de raffinement des surfaces : un paramètre général + paramètres particuliers sur certaines zones identifiées par leur PID
- Paramètres de raffinement des volumes attribués à chaque boîte de raffinement
- Paramètres pour la création de couche limite : surfaces concernées, nombre de cellules dans la couche limite, taux d’expansion

5. Génération du maillage avec la fonction `snappyHexMesh`

Le processus de maillage itératif de `snappyHexMesh` peut être assez long mais il est possible d’exécuter le maillage en parallèle afin d’obtenir des gains importants sur le temps nécessaire au maillage.

B.2 Structure d’un cas de calcul

Sous openFOAM, la composition d’un cas est basée sur une structure de répertoires et de fichiers aux noms bien définis. Ainsi, un cas de calcul comportera toujours trois répertoires de base : “0”, “constant” et “system”. Le tableau B.1 présente la structure d’un cas de calcul pour une simulation RANS + VOF. Cette structure va servir de base afin de décrire les paramètres utilisés dans la mise en données des simulations de boîte à eau.

0 →	polyMesh →	[...]
	alpha1	
	epsilon	
	k	
	nut	
	p_rgh	
	U	
constant →	extendedFeatureEdgeMesh →	[...]
	polyMesh →	[...]
	triSurface →	fichiers géométrie au format STL
	g	
	porousZone	
	RASProperties	
	transportProperties	
	turbulenceProperties	
system →	controlDict	
	decomposePar	
	fvSchemes	
	fvSolution	
	setFieldsDict	
	snappyHexMeshDict	

TABLE B.1 – Arborescence classique d’un cas de calcul OpenFOAM utilisant les approches URANS et VOF. Les noms des répertoires sont en gras.

Le répertoire “system” contient tous les fichiers de paramètres nécessaires au contrôle de la simulation, à savoir les schémas numériques utilisés (fvSchemes), les algorithmes de résolution des équations (fvSolution) et les paramètres généraux de contrôle du calcul (controlDict). Le

répertoire “constant” rassemble tous les éléments n’évoluant pas avec la simulation tels que les propriétés physiques du fluide (transportProperties), la définition de la gravité (g), du modèle de turbulence utilisé (RASProperties)... Enfin le répertoire “0” comporte un fichier par variable calculée (pression, vitesse, etc...). Chaque fichier contient les conditions aux limites de la variable concernée ainsi que ses valeurs initiales.

B.3 Détail des conditions aux limites appliquées

Les tableaux B.2 et B.3 synthétisent l’ensemble des conditions aux limites appliquées au domaine de calcul. Ils s’appuient sur la numérotation des faces telle que décrite dans la figure B.1.

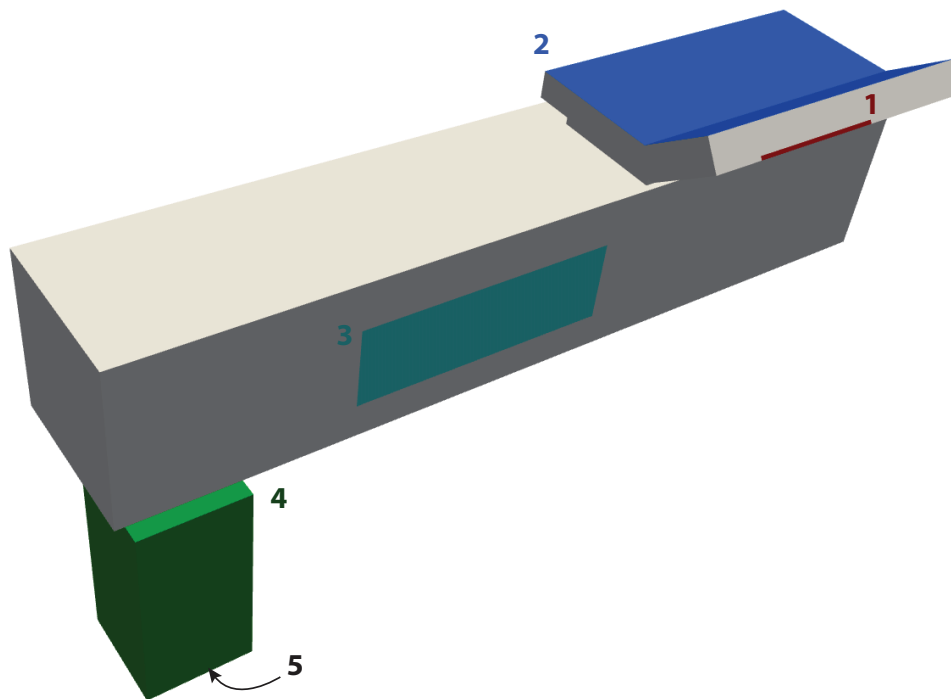


FIGURE B.1 – Visualisation des différentes conditions aux limites et des zones sur lesquelles elles sont appliquées.

Surface	fraction volumique (alpha1)		vitesse (U)		pression (P_rgh)
1	fixedValue		flowRateInletVelocity		buoyantPressure
	value	uniform 1	flowRate	constant 2.67e-4	value uniform 0
2	inletOutlet		pressureInletOutletVelocity		totalPressure
	inletValue	uniform 0	value	uniform (0 0 0)	p0 uniform 0
	value	uniform 0			value uniform 0
3	inletOutlet		pressureInletOutletVelocity		totalPressure
	inletValue	uniform 0	value	uniform (0 0 0)	p0 uniform 0
	value	uniform 0			value uniform 0
4	inletOutlet		pressureInletOutletVelocity		buoyantPressure
	inletValue	uniform 0	value	uniform (0 0 0)	value uniform 0
	value	uniform 0			
5	inletOutlet		zeroGradient		zeroGradient
	inletValue	uniform 0			
	value	uniform 0			
parois	zeroGradient		fixedValue		buoyantPressure
			value	uniform (0 0 0)	value uniform 0

TABLE B.2 – Conditions aux limites imposées sur le domaine de calcul pour les variables de pression, vitesse et fraction volumique.

Surface	énergie cinétique turbulente (k)		taux de dissipation visqueuse (epsilon)		viscosité turbulente (nut)
1	fixedValue		fixedValue		calculated
	value	uniform 1e-11	value	uniform 2e-08	value uniform 0
2	inletOutlet		inletOutlet		calculated
	inletValue	uniform 1e-11	inletValue	uniform 1e-11	value uniform 0
	value	uniform 1e-11	value	uniform 1e-11	
3	inletOutlet		inletOutlet		calculated
	inletValue	uniform 1e-11	inletValue	uniform 1e-11	value uniform 0
	value	uniform 1e-11	value	uniform 1e-11	
4	inletOutlet		inletOutlet		calculated
	inletValue	uniform 1e-11	inletValue	uniform 1e-11	value uniform 0
	value	uniform 1e-11	value	uniform 1e-11	
5	inletOutlet		inletOutlet		calculated
	inletValue	uniform 1e-11	inletValue	uniform 1e-11	value uniform 0
	value	uniform 1e-11	value	uniform 1e-11	
parois	kqRWallFunction		epsilonWallFunction		nutkWallFunction
	value	uniform 1e-11	value	uniform 1e-11	value uniform 0

TABLE B.3 – Conditions aux limites imposées sur le domaine de calcul pour les variables liées au modèle de turbulence.

B.4 Fonction de suivi de niveau d'eau

Le suivi du niveau d'eau pendant la simulation est réalisé en calculant la fraction volumique moyenne sur une surface de contrôle. OpenFOAM permet d'utiliser des "fonctions objets" permettant d'appliquer des traitements particuliers à la volée en cours de calcul pour les afficher ou les stocker dans un fichier. Le suivi de niveau d'appuie ici sur la fonction `areaAverage` qui est implémentée dans le fichier `controlDict` de la manière suivante :

```
functions
{
    suivi-niveau
    {
        type                faceSource;
        functionObjectLibs  ("libfieldFunctionObjects.so");
        enabled             true;
        outputControl       timeStep;
        outputInterval      2;
        log                 true;
        valueOutput         false;
        source              patch;
        sourceName          boite-complete_sonde;
        operation           areaAverage;
        fields              (alpha1);
    }
}
```

Cette fonction permet d'extraire la hauteur d'eau sur la sonde une fois tous les deux pas de temps. Le résultat est écrit dans un fichier qui permet de suivre l'évolution du niveau d'eau pendant la simulation.

B.5 Résolution et contrôle de la solution

Le fonctionnement du code de calcul repose sur des algorithmes de résolutions d'équations linéaires permettant de résoudre des systèmes d'équations qui, écrit sous forme matricielle, sont du type :

$$Ax = b \tag{B.1}$$

Plusieurs types d'algorithmes sont présents dans OpenFOAM (voir guide utilisateur [43]). Le tableau B.4 décrit la configuration utilisée ici ainsi que les tolérances appliquées. Deux algorithmes sont utilisés : la méthode du gradient conjugué préconditionné (PCG¹) conçu pour la résolution de matrices symétriques et son équivalent généralisé aux matrices asymétriques, la méthode du gradient biconjugué préconditionné (PBiCG²).

Il s'agit de méthodes itératives permettant d'éviter les opérations matrices-matrices pour les remplacer par des opérations matrices-vecteur, moins coûteuses en temps de calcul. Comme

1. *Preconditioned Conjugate Gradient*
 2. *Preconditioned Bi-Conjugate Gradient*

Type		
p_corr	solveur	PCG
	préconditionneur	DIC
	tolérance	1e-08
p_rgh	solveur	PCG
	préconditionneur	DIC
	tolérance	1e-06
p_rghFinal	solveur	PCG
	préconditionneur	DIC
	tolérance	1e-06
(U k epsilon)	solveur	PBiCG
	préconditionneur	DILU
	tolérance	1e-06
(U k epsilon)Final	solveur	PBiCG
	préconditionneur	DILU
	tolérance	1e-08

TABLE B.4 – Configuration des solveurs linéaires utilisés dans le cas de référence.

leur nom l'indique, les deux méthodes employées ici sont préconditionnée, c'est à dire qu'elles résolvent le système :

$$M^{-1}Ax = M^{-1}b \quad (\text{B.2})$$

La matrice M étant le préconditionneur. Le choix du préconditionneur a pour but d'accélérer la convergence du système préconditionné, comparativement à celle du système original. L'utilisation d'un préconditionneur permet une propagation plus rapide de l'information dans le maillage. Ici les préconditionneurs DIC³ et DILU⁴ sont utilisés respectivement en association avec PCG et PBiCG.

Le couplage pression/vitesse est assuré par l'algorithme PIMPLE qui correspond à la fusion des algorithmes PISO⁵ et SIMPLE⁶. Avec le paramétrage défini ici, il n'y a pas de coefficients de sous-relaxation et PIMPLE fonctionne en mode PISO exclusivement. Dans le paramétrage, visible ci-dessous, on retrouve le coefficient $C_\alpha = 1$ tel qu'évoqué dans la partie 2.5.1 ainsi que les corrections et nombre de cycles utilisés dans le calcul de α . En effet, dans les méthodes VOF la convergence et la stabilité de la solution sont très sensibles à l'équation de la fraction volumique [7]. L'une des méthodes, utilisée par **interFoam**, pour limiter le problème consiste à découper le pas de temps global en plusieurs sous-pas de temps pour calculer α :

$$\Delta t_{sc} = \frac{\Delta t}{n_{sc}} \quad (\text{B.3})$$

3. *Diagonal Incomplete-Cholesky*

4. *Diagonal Incomplete-LU*

5. *Pressure Implicit with Splitting of Operators* : résout les équations de Navier-Stokes transitoires, sans sous-relaxation mais avec phase de correction de quantité de mouvement multiple

6. *Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations* : résout les équations de Navier-Stokes stationnaires, avec sous-relaxation

Où Δt_{sc} correspond au sous-pas de temps et Δt le pas de temps global. n_{sc} correspond au nombre de sous-cycles appliqués et sa valeur est renseignée dans `nAlphaSubCycles`. Cette stratégie permet de maintenir la stabilité du calcul sans réduire le pas de temps.

```
PIMPLE
{
    momentumPredictor no;
    nCorrectors      2;
    nNonOrthogonalCorrectors 0;
    nAlphaCorr       1;
    nAlphaSubCycles  2;
    cAlpha           1;
}
```

Dans le calcul, le pas de temps n'est pas imposé. C'est le solveur qui le calcule à partir d'une valeur maximale du nombre de Courant. Cela permet d'utiliser le plus grand pas de temps possible tout en maintenant la stabilité du calcul. Le fonctionnement de ce pas de temps auto-adaptatif est détaillé par Berberović [7]. `interFoam` utilise un nombre de Courant global, et un nombre de Courant dédié à la zone interfaciale ($0.01 < \alpha < 0.99$). Le nombre de Courant effectif pour la résolution de l'équation de fraction volumique correspond au rapport du nombre de Courant interfacial sur le nombre de sous-cycle appliqué. Ici, la simulation est réalisée avec une valeur maximale des nombres de Courant de 0.8 et 2 sous-cycles pour la résolution de l'équation de fraction volumique. Le pas de temps global est donc divisé par 2 pour résoudre α et le nombre de Courant effectif faut 0.4.

Annexe C

Modèles de tourbillon de vidange : influence des paramètres d'entrée

Les solutions analytiques du tourbillon de vidange présentes dans la littérature s'appuient toutes sur plusieurs paramètres d'entrée. Certains sont liés à des grandeurs physiques, d'autres sont des variables dont les valeurs peuvent être ajustées de manière à approcher le modèle des données disponibles. Il s'agit ici de reprendre les paramètres d'entrée évoqués dans le chapitre 5 et d'étudier leur influence sur les modèles.

C.1 Influence de r_c

Dans le modèle de Rott [64], r_c n'apparaît pas explicitement mais la composante de vitesse radiale, linéaire, est uniquement définie sur l'intervalle $[0; r_c]$. Pour les modèles de Hite et Mih [32] et Chen *et al.* [14], plus la valeur de r_c est faible, plus la vitesse maximale augmente. Ce comportement, bien visible sur la figure C.1, est dû au terme en $1/r_c$ pour les composantes radiale et tangentielle et $1/r_c^2$ pour la composante axiale (voir la synthèse du tableau 1.4). En addition, la position du maximum de vitesse le long de r dépend de r_c pour les composantes radiale et tangentielle à cause du terme $2\overline{\tau}/(1 + 2\overline{\tau}^2)$.

C.2 Influence de Γ

La circulation Γ apparaît dans l'expression de la vitesse tangentielle de toutes les solutions analytiques du tourbillon de vidange. Sa valeur quantifie l'intensité de la rotation du tourbillon : plus elle est importante, plus les valeurs vitesse tangentielle augmentent et ce sur l'ensemble du profil (voir figure C.2).

Sa valeur peut-être mesurée expérimentalement, mais dans l'optique où le modèle est utilisé pour prédire le comportement de l'écoulement, il est nécessaire de pouvoir évaluer cette grandeur à priori.

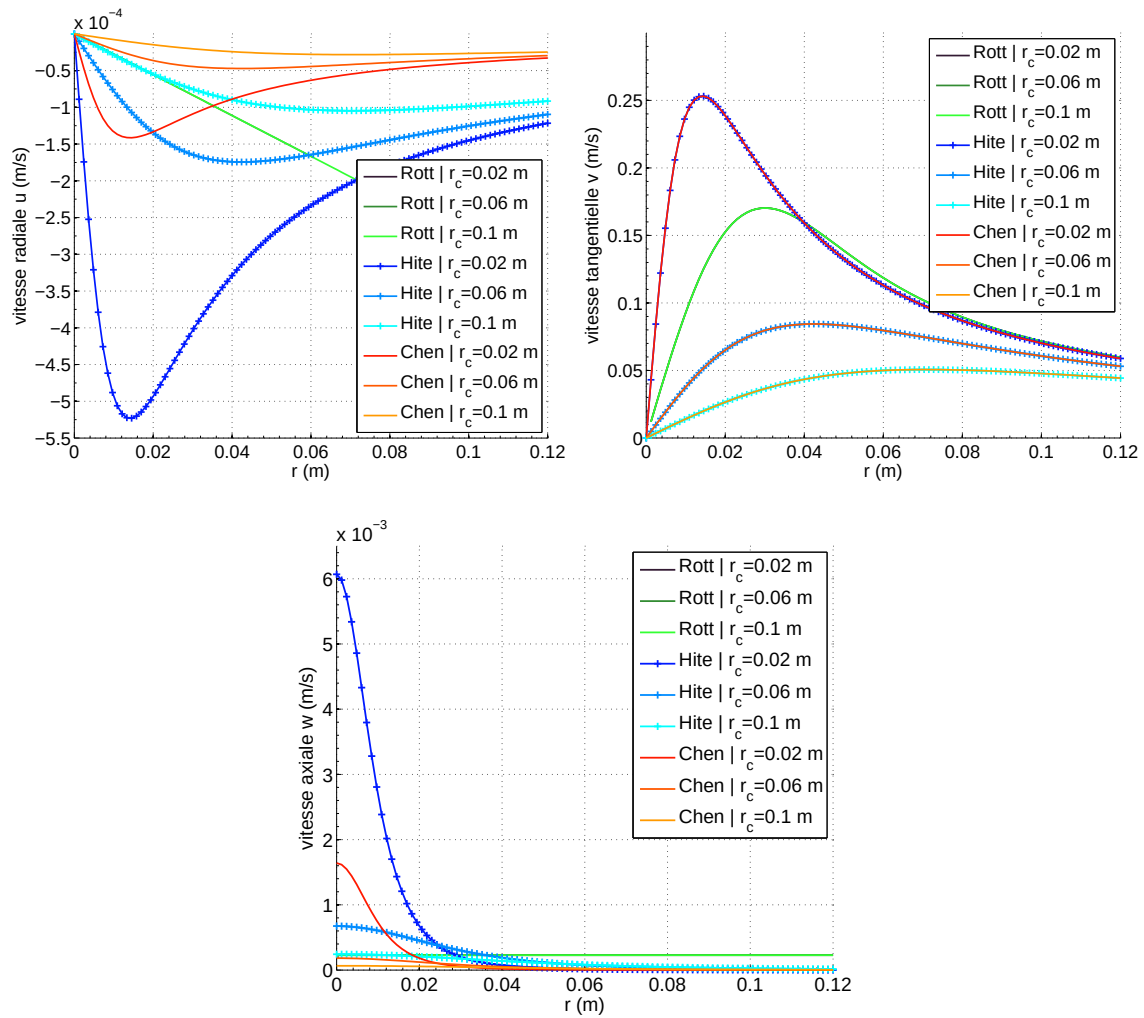


FIGURE C.1 – Influence du paramètre r_c sur les profils de vitesse des modèles de Rott [64], Hite et Mih [32], Chen *et al.* [14]. Paramètres : $\Gamma = 0.045 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, $z = 41 \cdot 10^{-3} \text{ m}$, $\nu = 1 \cdot 10^{-6} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$, $\nu_e = 3.7 \cdot 10^{-6} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$, $a = 2.8 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, $b = 1$

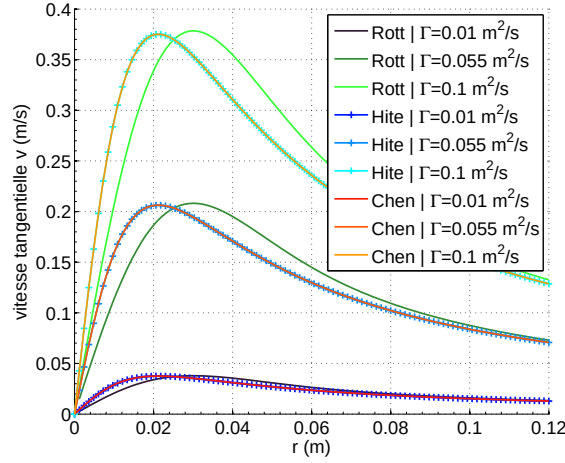


FIGURE C.2 – Influence du paramètre Γ sur les profils de vitesse tangentielle des modèles de Rott [64], Hite et Mih [32], Chen *et al.* [14]. Paramètres : $r_c = 0.03$ m, $z = 41 \cdot 10^{-3}$ m, $\nu = 1 \cdot 10^{-6} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$, $\nu_e = 3.7 \cdot 10^{-6} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$, $a = 2.8 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, $b = 1$

C.3 Influence de z

Le paramètre z intervient dans le calcul de la composante axiale des 3 modèles : Rott [64], Hite et Mih [32], Chen *et al.* [14]. La figure C.3 permet de visualiser l'influence de ce paramètre. Ici, z est exprimé dans le repère défini par les modèles ($z = z_{\text{mod}}$ dans la figure 5.1) : plus z augmente, plus le profil s'éloigne de la surface libre et plus les vitesses sont importantes. Dans le modèle de Hite et Mih [32], la vitesse axiale augmente linéairement avec z . La vitesse axiale augmente plus fortement dans le modèle de Chen *et al.* [14] en suivant une évolution en $(1+bz)/b \cdot \ln(1+bz)$ bien que cela ne soit pas visible dans la figure C.3 du fait de l'utilisation de la viscosité effective ν_e dans le modèle de Hite et Mih [32].

Sur les autres composantes de vitesse, seul le modèle de Chen *et al.* [14] intègre l'influence du paramètre z . L'augmentation de z a pour effet d'augmenter les vitesses radiales et tangentielles. Il est à noter que pour $z = 0$ les profils de vitesse tangentielle calculés avec les modèles de Hite et Mih [32] et Chen *et al.* [14] sont identiques.

C.4 Influence de ν et ν_e

La viscosité n'intervient pas sur les mêmes composantes de vitesse en fonction du modèle. Dans le modèle de Rott [64], elle intervient uniquement sur la vitesse tangentielle : celle-ci diminue lorsque la viscosité augmente et la position de la vitesse maximale s'éloigne du centre du tourbillon à cause des effets de viscosité plus importants, ce qui entraîne une augmentation du rayon visqueux (figure C.4). Dans les modèles de Hite et Mih [32] et Chen *et al.* [14], la viscosité intervient dans les vitesses radiale et axiale. Le premier utilise la viscosité effective quand le second utilise uniquement la viscosité cinématique du fluide. A iso-paramètres et pour $\nu = \nu_e$, les deux modèles se comportent de la même manière : les vitesses radiale et axiale augmentent avec la viscosité.

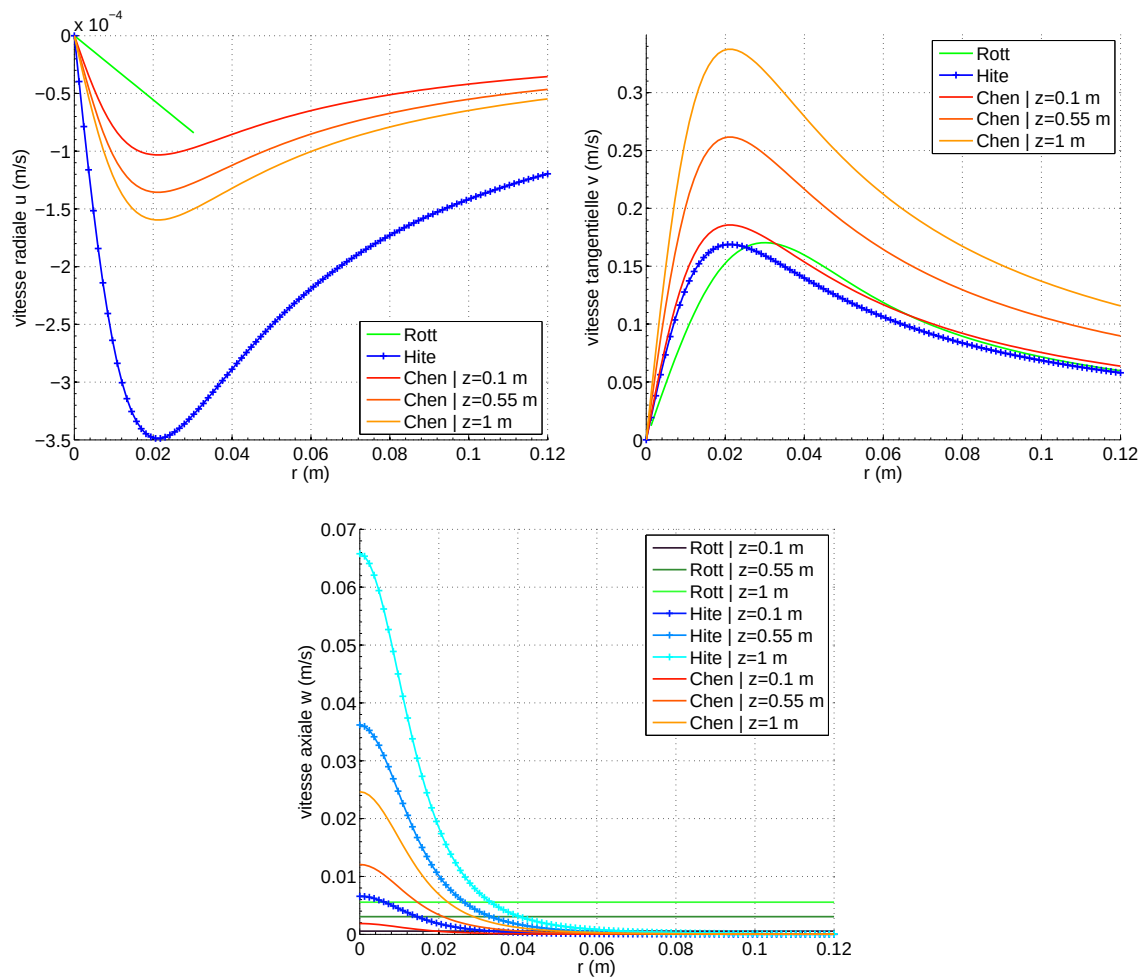


FIGURE C.3 – Influence du paramètre z sur les profils de vitesse des modèles de Rott [64], Hite et Mih [32], Chen *et al.* [14]. Paramètres : $r_c = 0.03$ m, $\Gamma = 0.045$ m² · s⁻¹, $\nu = 1 \cdot 10^{-6}$ m · s⁻², $\nu_e = 3.7 \cdot 10^{-6}$ m · s⁻², $a = 2.8 \cdot 10^{-3}$ s⁻¹, $b = 1$

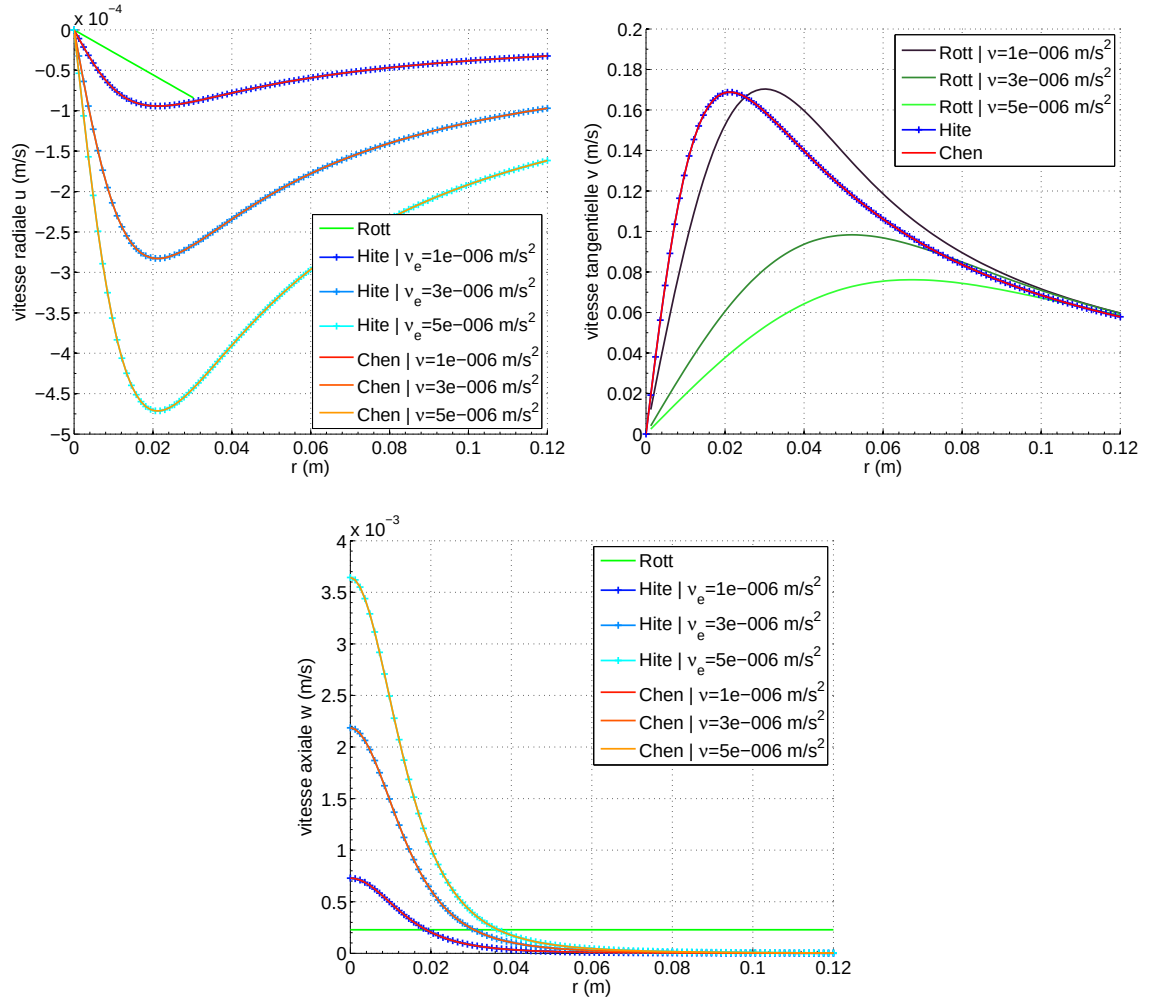


FIGURE C.4 – Influence de la viscosité sur les profils de vitesse du modèle de Rott [64], Hite et Mih [32], Chen *et al.* [14]. Paramètres : $r_c = 0.03 \text{ m}$, $\Gamma = 0.045 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, $z = 41 \cdot 10^{-3} \text{ m}$, $a = 2.8 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, $b = 1$

C.5 Influence de a

Le modèle de Rott [64] fait intervenir un gradient de vitesse a calculé grâce au débit de sortie Q_s et au niveau d'eau H :

$$a = \frac{Q_s}{2\pi H^3} \quad (\text{C.1})$$

En régime stabilisé, le niveau d'eau est constant et le débit de sortie est égale au débit d'entrée. Il est donc possible de calculer la valeur de a à partir de ces données. Rott [64] définit aussi la relation entre a et le rayon du coeur du tourbillon, r_c , qu'il nomme rayon visqueux :

$$r_c = \sqrt{\frac{2\nu}{a}} \quad (\text{C.2})$$

Odgaard [49] utilisent quant à lui une relation très proche :

$$r_c = \sqrt{\frac{2.5\nu}{a}} \quad (\text{C.3})$$

Si la valeur de r_c est connue, il est alors possible de l'utiliser pour calculer a . Ce paramètre a représente d'une certaine manière l'intensité du tourbillon : comme le montre la figure C.5, plus sa valeur augmente, plus la pente de la vitesse radiale est importante et plus la valeur (constante) de la vitesse axiale augmente. Pour la vitesse tangentielle, la valeur de a n'a quasiment pas d'influence sur les valeurs de vitesse loin du coeur. En revanche, la valeur maximale augmente avec a et se rapproche du centre du tourbillon, du fait de la relation entre a et r_c .

C.6 Influence de b

Le paramètre b est un coefficient intervenant dans le modèle de Chen *et al.* [14]. Il s'agit du coefficient de la fonction linéaire spécifiant la dépendance de la vitesse tangentielle à la variable z . En accentuant la pente de la fonction, l'augmentation de b entraîne donc une augmentation de la vitesse tangentielle (voir figure C.6). Les valeurs des vitesses radiale et axiale augmentent aussi avec b mais pas de manière linéaire.

Afin de mieux visualiser la dépendance des composantes de vitesse du modèle de Chen aux paramètres b et z , il est possible d'écrire les expressions des 3 composantes de vitesse (équations (1.24) à (1.26)) en faisant intervenir les fonctions f_u , f_v et f_w contenant les termes définissant la dépendance de la composante de vitesse à z :

$$u = -\nu \frac{8r}{r_c^2 + 2r^2} f_u \quad (\text{C.4a})$$

$$v = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{2r}{r_c^2 + 2r^2} f_v \quad (\text{C.4b})$$

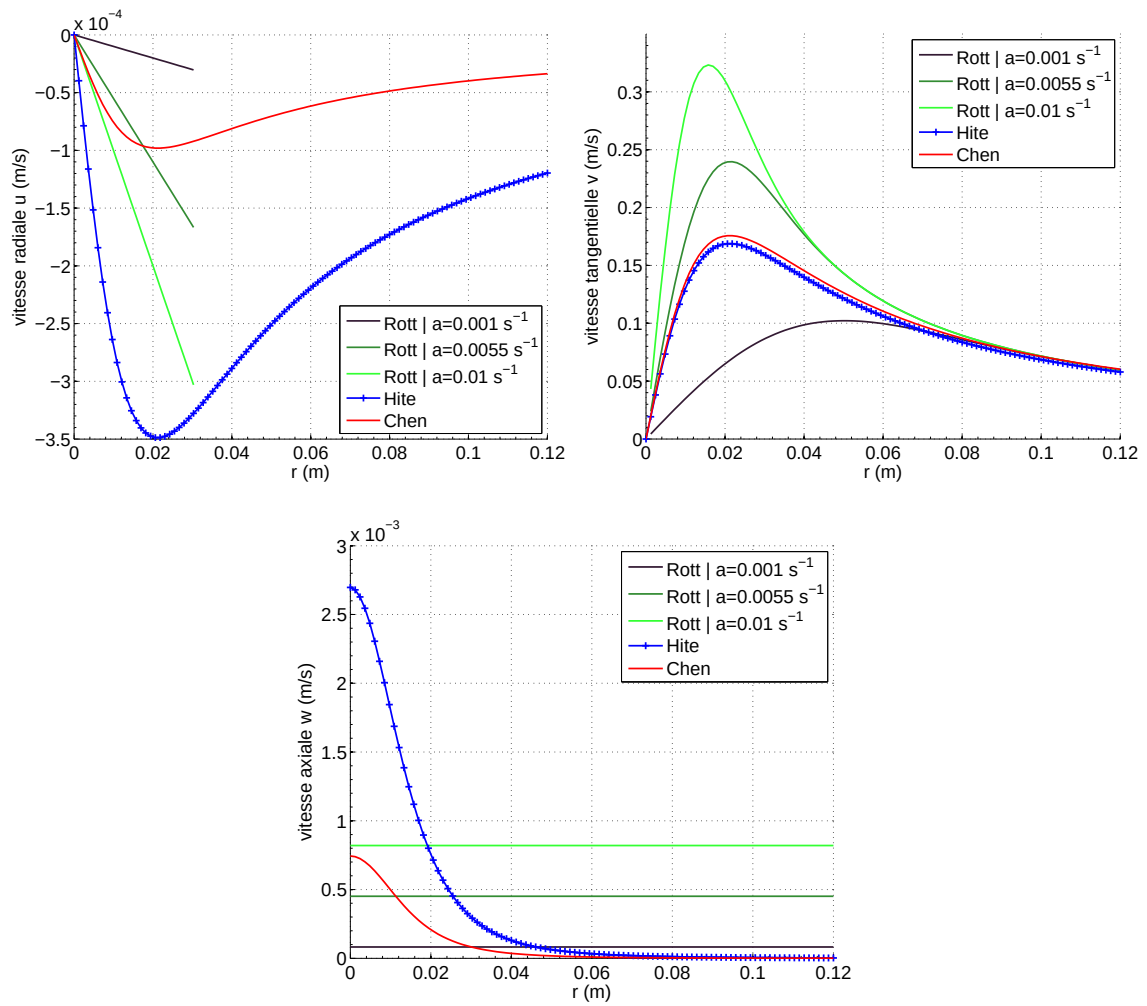


FIGURE C.5 – Influence du paramètre a sur les profils de vitesse du modèle de Rott [64]. Paramètres : $r_c = 0.03 \text{ m}$, $\Gamma = 0.045 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, $z = 41 \cdot 10^{-3} \text{ m}$, $\nu = 1 \cdot 10^{-6} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$, $\nu_e = 3.7 \cdot 10^{-6} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$, $b = 1$

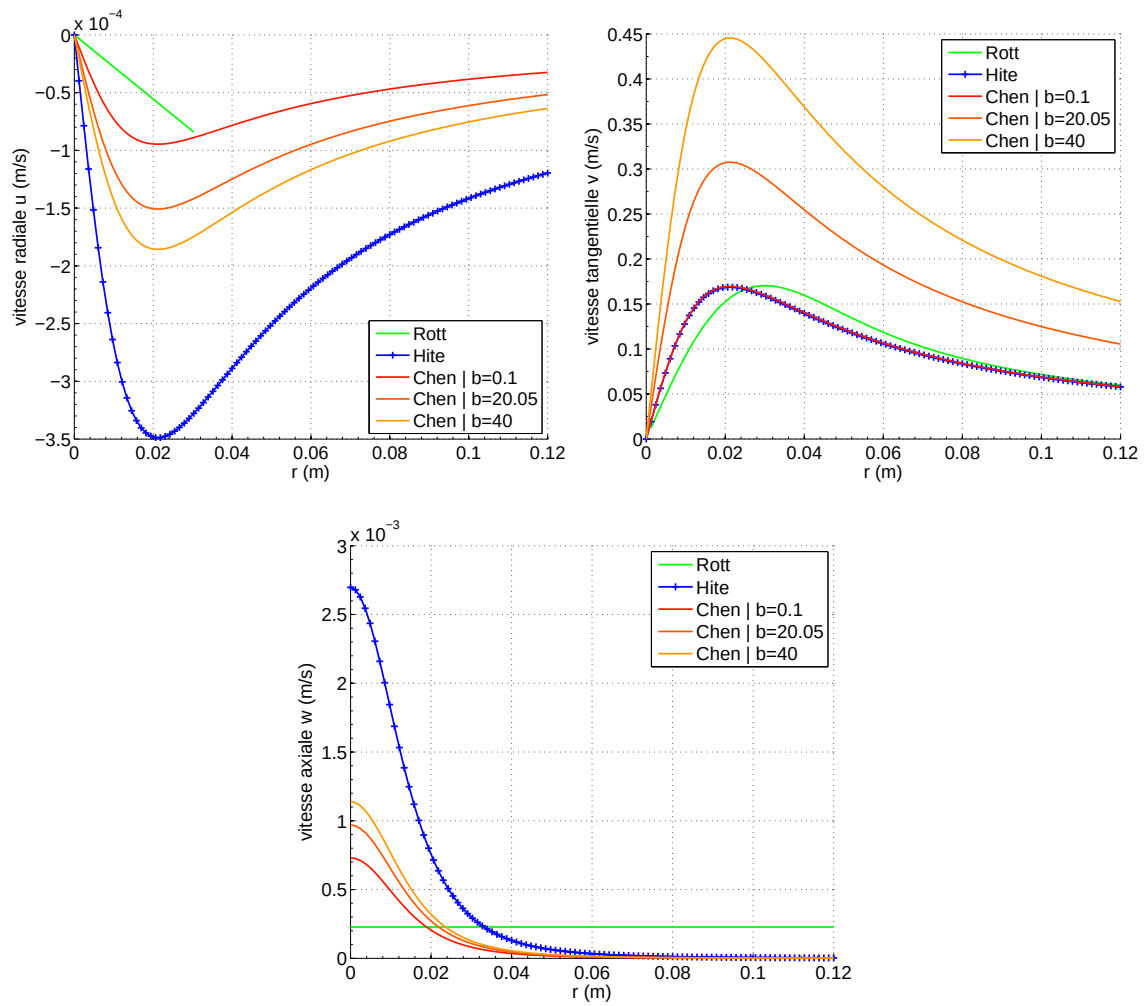


FIGURE C.6 – Influence du paramètre b sur les profils de vitesse du modèle de Chen *et al.* [14]. Paramètres : $r_c = 0.03$ m, $\Gamma = 0.045$ m² · s⁻¹, $z = 41 \cdot 10^{-3}$ m, $\nu = 1 \cdot 10^{-6}$ m · s⁻², $\nu_e = 3.7 \cdot 10^{-6}$ m · s⁻², $a = 2.8 \cdot 10^{-3}$ s⁻¹

$$w = \frac{16\nu r_c^2}{(r_c^2 + 2r^2)^2} f_w \quad (\text{C.4c})$$

Les trois fonctions donnent alors les relations liant les valeurs de vitesse à la composante z :

$$f_u = 1 + \ln(1 + bz) \quad (\text{C.5a})$$

$$f_v = 1 + bz \quad (\text{C.5b})$$

$$f_w = \left(\frac{1 + bz}{b} \ln(1 + bz) \right) \quad (\text{C.5c})$$

La figure C.7 présente l'évolution de ces 3 fonctions dépendantes de z pour différentes valeurs du coefficient b . Les 3 fonctions sont toutes strictement croissantes en fonction de z , mais c'est sur la vitesse tangentielle que la valeur de b a le plus d'impact. La bonne corrélation du modèle avec les données est donc liée à ce paramètre b qui va permettre d'ajuster la manière dont les valeurs des 3 composantes de vitesse varient avec z . Les 3 composantes suivent toutes une loi prédéfinie et il est donc nécessaire de fixer la valeur de b de manière à obtenir la meilleure corrélation possible sur les 3 composantes à la fois.

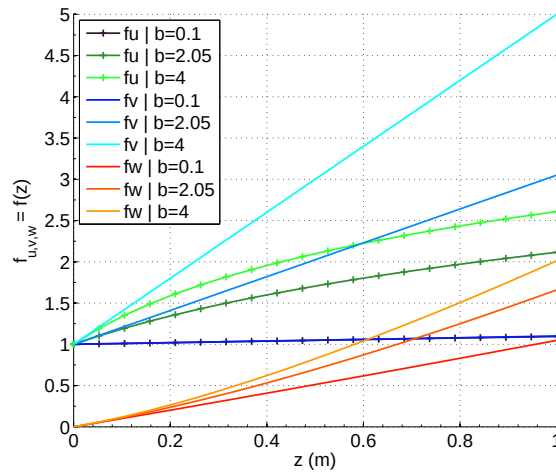


FIGURE C.7 – Tracé des fonctions f_u , f_v et f_w du modèle de Chen *et al.* [14] en fonction de z pour différentes valeurs de b .

Yann RECOQUILLON

Etude expérimentale et numérique des écoulements diphasiques dans la boîte à eau d'un véhicule automobile

Résumé :

Cette thèse vise à améliorer le fonctionnement de la boîte à eau d'un véhicule automobile, organe destiné à évacuer l'eau de pluie et à alimenter l'habitacle en air propre et sec.

Elle se concentre plus particulièrement sur le phénomène de tourbillon de vidange qui a pour effet de limiter le débit d'évacuation et d'augmenter le niveau d'eau dans la boîte. Cette hausse de niveau peut être source de problèmes allant de l'inconfort pour les occupants du véhicule jusqu'à une panne du boîtier de ventilation, chauffage et climatisation.

Une étude expérimentale de l'écoulement est d'abord réalisée sur une géométrie simplifiée. La vélocimétrie par images de particules (PIV) et des mesures de niveau par sonde capacitive sont mises en oeuvre. A partir d'images obtenues par caméra rapide, un algorithme d'analyse d'images est développé pour mesurer le diamètre du noyau d'air au coeur du tourbillon. Ces techniques de mesure permettent d'étudier la structure du tourbillon et montrent qu'il existe une interaction entre le tourbillon et l'écoulement d'air destiné à la ventilation de l'habitacle. Cette interaction est liée à la dépression générée par l'écoulement d'air : elle modifie temporairement la structure du tourbillon et conduit à un nouvel état d'équilibre à un niveau inférieur au niveau initial. Un dispositif permettant de réduire efficacement le niveau d'eau en modifiant l'écoulement en amont du tourbillon est aussi étudié et a fait l'objet d'un dépôt de brevet.

Des simulations numériques sont ensuite réalisées à l'aide du code de calcul OpenFOAM et reproduisent qualitativement l'écoulement observé expérimentalement. Bien que des différences existent sur la valeur du niveau d'eau, les dimensions et la position du noyau d'air sont correctement simulées.

Enfin, les résultats expérimentaux et numériques sont comparés aux modèles de tourbillon de la littérature.

Mots clés : tourbillon de vidange, super-critique, écoulement diphasique, automobile, PIV, VOF

Experimental and numerical investigation of two-phase flows in the cowl box of an automotive vehicle

Abstract :

This thesis aims to improve the performance of the cowl box in automotive vehicles; a system dedicated to draining rainwater and providing clean and dry air to the passenger compartment.

This work places emphasis on the bathtub vortex phenomenon which leads to decreased drain rate and increased water level in the box. This increase can cause a variety of issues from passenger discomfort to the breakdown of the heating, ventilation and air conditioning unit.

An experimental study of the flow was firstly conducted on a simplified geometry. Particle Image Velocimetry (PIV) and capacitive probe for water level measurement have been applied to study the flow structure. In addition, an image processing algorithm has been developed to measure the size of the air core with a fast camera. It enables to study the vortex structure and demonstrates that there is an interaction between the vortex and airflow intended for the ventilation of the passenger compartment. This interaction is caused by the depression created by the airflow which temporarily modifies the vortex structure and leads to a new equilibrium state at a lower water level. A device that allows the efficient reduction of the water level by modifying the upstream flow has also been studied. This device has been patented.

Following the experimental aspect of the study, numerical simulations were generated using the OpenFOAM software package. Simulations qualitatively reproduce the flow which had been experimentally observed. Despite the difference on the water level, the size and position of the air core is correctly simulated. Simulation also demonstrates the existence of an airflow sucked through the drain in the air core.

Lastly, the experimental and numerical results were compared to various vortex models existing in the literature.

Keywords : bathtub vortex, supercritical, two-phase flow, automotive, PIV, VOF



Laboratoire PRISME, Polytech Orléans
8 rue Léonard de Vinci
45072 Orléans Cedex 2, France

