

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur
Et de la recherche scientifique

UNIVERSITE Abderrahmane MIRA BEJAIA
Faculté de Technologie
Département de Génie Mécanique

MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de

MASTER

Filière : Génie Mécanique

Spécialité : Énergétique

Par :

BOUDEI Imad

OUEKAS Oussama

Thème

**SIMULATION NUMÉRIQUE DU BALLOTTEMENT D'UN FLUIDE PARFAIT DANS
DES RESERVOIRS RECTANGULAIRE ET CYLINDRIQUE**

Devant le jury composé de:

Mr. A. DJEMA	Président
Mr. M. ALLOUCHE	Rapporteur
Mr. F. NAITBOUDA	Examineur
M^{lle}. W. TIGHIDET	Invité

Année Universitaire 2019-2020

Remerciements

Nous tenons à remercier en premier lieu dieu le tout puissant de nous avoir donnés le souffle et l'aptitude pour mener à terme ce travail.

*Nous exprimons notre plus profonde gratitude à monsieur **M. ALLOUCHE** qui nous a encadré et orienté, nous le remercions pour tous ses conseils, et son aide à progresser dans nos recherches grâce à son esprit critique et son soutien tout le long de la réalisation de ce modeste travail.*

*Nous remercions également mademoiselle **TIGHIDET Wissem** pour son aide et ses conseils. Comme nous tenons à remercier les membres de jury d'avoir accepté d'évaluer ce travail.*

Nos remerciements vont à ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce travail.

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail à la mémoire de mon père et que dieu le garde dans son vaste paradis.

À ma mère, l'être le plus cher pour moi à laquelle je dois mon existence.

À mes très chères sœurs à qui je dois le sens de travail et de sacrifices.

À tout ma famille.

Mon adorable binôme avec qui j'ai le plaisir de travailler.

Tous mes amis(es), sans exception, et à toute ma promotion.

Dédicaces

Je dédié ce travail à tous ceux qui m'ont

Soutenu de prés et de loin,

A mes parents, mes frères

A mes proches

A tous mes

Amis

OUEKAS Oussama

Sommaire

Liste des figures	i
Liste des tableaux	iv
NOMENCLATURE	v
Introduction Générale	1
Chapitre 1 : Généralité et revue bibliographique	
1.1 Introduction	2
1.2 Définition	2
1.2.1 Ballottement	2
1.2.2 Les caractéristiques du ballottement	3
1.2.3 Surface libre	3
1.2.4 Tension superficielle	3
1.2.5 Fréquence propre.....	3
1.2.6 Angle de contact	4
1.2.7 Traitement numérique et interpolation près de l'interface sous Fluent	4
1.2.8 Les réservoirs de stockage.....	4
1.3 Revue bibliographique.....	5
Chapitre 2 : Présentation du problème	
2.1 Introduction	12
2.2 Équation générale de ballottement	12
2.2.1 Équation de conservation de la masse et de la quantité de mouvement.....	12
2.2.2 Les conditions aux limites	13
2.2.2.1 Condition cinématique	13
2.2.2.2 Condition dynamique	14
2.2.3 La forme des équations dans le cas des géométries rectangulaires et cylindrique..	15
2.2.3.1 Cuve rectangulaire	15

2.2.3.2 cuve cylindrique	16
2.2.4 Équation de la Fréquence propre.....	17
2.3 Méthode de volume de fluide(VOF).....	18
2.3.1 Équation de taux de présence	18
2.3.2 Equation de la fraction volumique	19
2.3.3 Propriétés physiques du fluide dans un volume de contrôle	19
2.3.4 Tension superficielle	19
2.4 Conclusion.....	20

Chapitre 3 : Simulation numérique

3.1 Introduction.....	21
3.2 La présentation des logiciels utilisés	21
3.2.1 Gambit.....	21
3.2.2 Code Fluent	22
3.2.2.1 Interface du code Fluent.....	22
3.2.2.2 Modèle numérique utilisée par le code Fluent	23
3.3 Présentation des deux géométries étudiées	23
3.3.1 Réservoir rectangulaire.....	23
3.3.2 Réservoir cylindrique.....	24
3.3.3 Réalisation du maillage.....	24
3.3.4 Conditions aux limites.....	26
3.4 Simulation sous Fluent	26
3.5 Conclusion.....	32

Chapitre 4 : Résultats et discussion

4.1 Introduction	33
4.2 Effet de l'excitation sur le ballonnement	33
4.2.1 Réservoir rectangulaire.....	33
4.2.1.1 Commentaires	36
4.2.2 Réservoir cylindrique	37

4.2.2.1 Commentaires	40
4.3 Effet de la forme du réservoir sur le ballonnement	40
4.3.1 Commentaires	43
4.4 Comparaison entre les fréquences propre et les fréquences excitatrices	44
4.4.1 Réservoir rectangulaire	44
4.4.1.1 Commentaire.....	46
4.4.2 Réservoir cylindrique	47
4.4.2.1 Commentaire.....	49
4.3 Conclusion.....	49
Conclusion générale.....	50

Liste des figures

Chapitre 1

Généralités et revus bibliographique

Figure 1.1 : Illustration du phénomène de ballonnement	2
Figure 1.2 : Illustration des techniques de reconstruction d'interface	4

Chapitre 2

Présentation du problème

Figure 2.1 : Le sloshing dans une cuve rectangulaire	16
Figure 2.2 : Le sloshing dans un réservoir cylindrique	17
Figure 2.3 : Représentation de taux de présence dans les volumes de contrôle	18

Chapitre 3

Simulation numérique

Figure (3.1) : Interface de Gambit	21
Figure (3.2) : La géométrie de réservoir rectangulaire sous gambit.....	23
Figure (3.3) : La géométrie de réservoir cylindrique sous gambit	24
Figure (3.4) : Maillage d'une géométrie cylindrique sur Gambit	24
Figure (3.5) : Maillage d'une géométrie cylindrique sur Gambit	25

Figure (3.6) : Choix du model VOF sous Fluent	27
Figure (3.7) : Spécification des matériaux sous Fluent	27
Figure (3.8) : choix spécifique des phases.....	28
Figure (3.9) : choix de la pression de référence	28
Figure (3.10) : interprétation UDF sous Fluent.....	29
Figure (3.11) : Compilation UDF sous fluent	29
Figure (3.12) : condition aux limites	30
Figure (3.13) : Zone dynamique mesh	30
Figure (3.14) : Initialiser	31
Figure (3.15) : Patch.....	31
Figure (3.16) : itération sous fluent	32

Chapitre 4

Résultats et discussion

Figure (4.1) : L'effet de l'excitation sur le ballonnement à t=1.4s	34
Figure (4.2) : L'effet de l'excitation sur le ballonnement à t=3.3s	35
Figure (4.3) : L'effet de l'excitation sur le ballonnement à t=4.7s	36
Figure (4.4) : L'effet de l'excitation sur le ballonnement à t=1.8s	37
Figure (4.5) : L'effet de l'excitation sur le ballonnement à t=3.5 s	38
Figure (4.6) : L'effet de l'excitation sur le ballonnement à t=5s.....	39
Figure (4.7) : L'effet de la forme du réservoir sur le ballonnement a une fréquence fr=1Hz, et les temps t=1s, t=2set t=4s.....	41

Figure (4.8) : L'effet de la forme du réservoir sur le ballonnement a une fréquence
 $f_r = 2\text{Hz}$, et les temps $t=1\text{s}$, $t=2\text{s}$ et $t=4\text{s}$ 43

Figure (4.9) : la déformation des fréquences propre et les fréquences excitatrice dans
réservoir rectangulaire.....44

Figure (4.10) : la déformation des fréquences propre et les fréquences excitatrice dans
réservoir rectangulaire45

Figure (4.11) : la déformation des fréquences propre et les fréquences excitatrice dans
réservoir cylindrique47

Figure (4.12) : la déformation des fréquences propre et les fréquences excitatrice dans
réservoir cylindrique.....48

Liste des tableaux

Chapitre 3

Simulation numérique

Tableau (3.1): Le nombre de mailles utilisé dans le cas d'un réservoir rectangulaire 25

Tableau (3.2): Le nombre de mailles utilisé dans le cas d'un réservoir cylindrique.....25

Tableau (3.3): Les conditions aux limites utilisées dans le cas de réservoir rectangulaire26

Tableau (3.4): Les conditions aux limites utilisées dans le cas de réservoir cylindrique26

NOMENCLATURE

Lettres latines :

Symboles	Définition	Unité (SI)
L	Largeur du réservoir rectangulaire	m
L	Langueur du réservoir rectangulaire	m
R	Rayon du réservoir cylindrique	m
G	Accélération de gravité	m/s²
H	Hauteur du fluide	m
P	Pression du fluide	Pa
K	Nombre d'onde dans le cas d'une géométrie rectangulaire	Rad/m
P_a	Pression atmosphérique	Pa
W	Fréquence propre	Hz

Lettres grecs :

Symboles	Définition	Unité (SI)
ϕ	Potentiel des vitesses	m²/s
ρ	Masse volumique du fluide	Kg/m³
η	L'élévation de la surface libre	m
$\lambda_{mn} = \xi_{mn}/R$	Nombre d'onde dans le cas d'une géométrie cylindrique	Rad/m
σ	La tension superficielle	N/ m

Introduction Générale

Introduction Générale

Le ballotement signifie tout mouvement de la surface libre du liquide à l'intérieur de son récipient. Il est provoqué par toute perturbation dans les réservoirs partiellement remplis. La forme de ce mouvement dépend du type de la perturbation et de la géométrie du récipient.

Ce manuscrit s'articule sur quatre chapitres principaux, une introduction générale, et une conclusion.

Le premier chapitre est consacré à des généralités sur le ballotement à surface libre et une revue bibliographique des études qui ont été réalisées sur le sujet.

Le deuxième chapitre établit les équations régissant le phénomène, et donne une présentation sur la méthode de volume de fluide (VOF).

Le troisième chapitre est consacré pour la partie numérique, dans cette dernière nous avons présenté les différents programmes utilisés lors de notre simulation que ce soit pour la réalisation de la géométrie ou pour la simulation numérique, les étapes ont été bien expliquées afin de montrer les paramètres et les modèles utilisés dans notre cas.

La simulation se fait sur un intervalle 0s à 5s, ce temps est divisé en deux intervalles : De 0s à 2s les réservoirs sont soumis à une excitation, et sur l'intervalle 2s à 5s la surface libre du liquide est laissée vibrer librement (cessation de l'excitation).

Différentes fréquences ont été analysées : des fréquences d'excitations proches des fréquences propres et d'autres loin de celles-ci. L'effet de la forme du réservoir sur les déformations de la surface libre a été examiné.

Les résultats obtenus sur les cas étudiés sont présentés dans le quatrième chapitre.

Finalement, nous clôturons notre travail avec une conclusion générale et des perspectives pour les études postérieures concernant ce domaine d'étude.

Chapitre 1
Généralités et revue
bibliographique

1.1 Introduction

Ce chapitre est dédié aux rappels des notions de base relatives à l'étude de ballottement à surface libre dans un réservoir. ainsi qu'une synthèse bibliographique sur les travaux consacré dans ce domaine.

1.2 Définition

1.2.1 Ballottement

Le ballottement peut être défini comme tout mouvement de la surface liquide libre à l'intérieur d'un réservoir. La condition majeure pour que ce phénomène apparaisse est la présence d'une surface libre ; en effet, dans le cas d'un réservoir intégralement rempli, ce phénomène ne peut intervenir. Des conditions houlomotrices différentes dans des réservoirs partiellement remplis, des processus de chargement / déchargement incontrôlés, des fréquences structurelles, la forme et la position du réservoir, les sources des mouvements, les niveaux de remplissage à l'intérieur des réservoirs, la densité du fluide, etc. peuvent provoquer un ballottement.

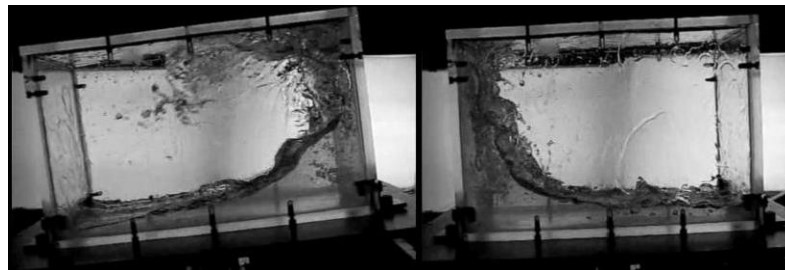


Figure (1.1) : Illustration du phénomène de ballottement

Lorsque l'excitation est très faible ou très éloignée de la fréquence propre du ballottement, la réponse du mouvement de la surface libre est plane sans discontinuité, on parle alors de ballottement linéaire ; tandis que lorsque la fréquence de l'excitation du réservoir est proche de la fréquence naturelle de mouvement du fluide, des phénomènes plus violents interviennent créant des non linéarités.

Les effets non linéaires du ballottement sont selon trois classes :

- les effets non linéaires dus à la géométrie du réservoir et qui sont apparents même pour des vagues de faible amplitude.
- les effets non linéaires dus aux larges amplitudes.
- les effets non linéaires dus au couplage de différents modes de ballonnement

1.2.2 Les caractéristiques du ballonnement

Les caractéristiques du ballonnement sont étroitement liées à la géométrie du réservoir, à l'intensité de la force externe ainsi qu'au type du liquide étudié. Les réservoirs sont le plus souvent de type rectangulaire ou cylindrique.

1.2.3 Surface libre

La surface libre d'un liquide contenu dans un récipient est la surface qui est en contact avec l'air. Quelle que soit la position du récipient, cette surface au repos est toujours plane et horizontale, et si le récipient est étroit, la surface libre n'est plus plane mais légèrement courbée vers le bas

1.2.4 Tension superficielle

L'interface est une surface de contact entre deux milieux différents. La création d'une interface entre deux milieux est toujours accompagnée d'une consommation d'énergie. Cette énergie de surface est égale à l'aire de la surface multipliée par une quantité appelé tension de surface ou encore tension superficielle. la tension superficielle s'exprime en J/m^2 . Elle peut s'exprimer aussi comme une force par unité de longueur, en N/m . On note la tension superficielle

$$E_s = \delta \times S$$

La tension superficielle est une force qui existe depuis la création d'une interface qui sépare deux milieux différents. Elle existe jusqu'à ce qu'il y n'a plus d'interface. Elle explique de nombreux phénomènes tels que le fait que l'eau ne mouille pas le lotus, ou qu'une aiguille puisse flotter à la surface de l'eau.

1.2.5 Fréquence propre

La fréquence propre d'un système est la fréquence à laquelle oscille ce système lorsqu'il est en évolution libre, c'est-à-dire sans force excitatrice extérieure ni forces dissipatives.

1.2.6 Angle de contact

L'angle de contact est une mesure de l'aptitude d'un liquide à s'étaler sur une surface par mouillabilité. Cette adhésion du liquide à la paroi est due à des forces d'attraction entre les molécules du liquide et la paroi

En cas d'adhérence à la paroi, la notion d'angle de contact intervient en tant que condition à la limite en paroi il est utilisée pour ajuster la normale à la surface dans les cellules proches de la paroi : on calcule cette normale à la surface à la cellule adjacente à la paroi par :

Ou n_w et t_w sont respectivement les vecteurs unitaires normale et tangentiel à la paroi.

Et est l'angle entre la paroi et la tangente à l'interface de la paroi.

1.2.7 Traitement numérique et interpolation près de l'interface sous Fluent

L'équation permettant de suivre l'interface dans son mouvement (équation d'advection sur le taux de présence) peut être traitée numériquement soit à l'aide d'un schéma temporel implicite, soit à l'aide d'un schéma temporel explicite. La qualité de la méthode VOF dépendra de la discrétisation de cette équation, mais aussi des méthodes de reconstruction d'interface, développées pour améliorer sa description.

Ces méthodes de reconstruction permettent de calculer les flux convectifs et diffusifs à travers les faces des volumes de contrôle. La figure ci-dessous en présente un exemple.



Figure (2.5) : Illustration des techniques de reconstruction d'interface

1.2.8 Les réservoirs de stockage

Les réservoirs de stockage ont été largement utilisés dans de nombreux établissements industriels, notamment dans les usines de traitement, telles que les raffineries de pétrole et l'industrie pétrochimique. Ils sont utilisés pour stocker une multitude de produits différents. Il existe une grande variété de réservoirs de stockage, ils peuvent être construits sur le sol, dans le sol et sous terre. De forme, ils peuvent être cylindriques verticaux, horizontaux

cylindriques, sphériques ou rectangulaires. On distingue deux types de parois d'un réservoir : les parois planes (rectangulaires) et les parois circulaires. Le principal objectif des réservoirs est le bon stockage du contenu sans aucune fuite avec l'extérieur.

1.3 Revue bibliographique

Les effets dans les réservoirs fixes ont été le sujet de beaucoup de recherches passées. Par exemple, **Teleste**[3] a modélisé le mouvement trempant non visqueux dans un réservoir 2-D a fixé au moyen d'un modèle de différence fini. **Ferrant et Touze** [4] ont appliqué un modèle pseudo-spectral pour prévoir le Sloshing en 3-D libre non visqueux. Il y a également plusieurs exemples des études précédentes consacrées à la recherche sur les vagues dans des réservoirs mobiles non visqueuses et visqueuses. Récemment, **Bredmose et al**[5] ont rendu compte des profils expérimentalement observés en surface libre provoqués par des accélérations imposées harmoniques verticales. **Chen et al**[6] ont employé un modèle de différences finies pour examiner de grands mouvements du sloshing dans les réservoirs 2-D excites horizontalement. Pour des vagues de non-renversement, le modèle a montré que les effets non linéaires pendant quelques tremblements de terre sont responsables des dommages des réservoirs liquides. **Chen et al** [6] et **Turnbull et al.** [7] ont étudié le sloshing dans les réservoirs horizontalement excites (près de la résonance) d'un liquide non visqueux. **Celebiet Akyildiz, Brancher** [8] ont développé une solution dans le cas visqueux pour capturer des écoulements extérieurs libres non linéaires en utilisant la technique des volumes liquides, à l'origine développé par **Hirt et Nichols** [9]. Ils ont simulé le mouvement du sloshing dans les réservoirs qui était forcé à rouler ou se déplacer verticalement. **Wu et al** [10] emploient un modèle non visqueux d'éléments finis pour étudier le comportement des vagues non-déferlantes dans les réservoirs 3-D. Ils se concentrent sur des cas proches de résonance principalement bases sur des réservoirs excités par balancement et mouvements de vibration subite.

Les effets du sloshing dans les mouvements des liquides à surface libre dans les réservoirs soumis à des excitations externes peuvent avoir beaucoup des conséquences dans des applications technologiques variées. Par des exemples, les oscillations des liquides, dans un grand réservoir de stockage, provoqués par des tremblements de terre, les réservoirs des camions sur des routes. On sait que les réservoirs partiellement remplis sont enclin au sloshing violent sous certains mouvements, particulièrement quand l'excitation proche de la

résonance se produit. Le mouvement liquide créerait des pressions d'impact fortes et localisées sur les murs de réservoir qui cause les dommages structuraux.

Le sloshing a été développé par **Moiseev et Romyantsev [11]**. Cette approche a formé la base des études suivantes mais a été rarement appliquée aux problèmes pratiques dûs à la complexité de son appareil mathématique. Une approche non-linéaire intéressante était celle de **Faltinsen [12]**. Il a supposé un fluide non visqueux et incompressible à l'intérieur d'un réservoir prismatique 2D et résolu en employant une technique de perturbation en appliquant la formulation potentielle. **Ockendon et al [13]** et les travaux récents de **Armenio et la Rocca [14]** ; **Ushima [15]** ; **Kumar et Tuckermann [16]** prouvent que le sloshing visqueux a été considéré purement d'un point de vue numérique et analytique-numérique.

Le sloshing des liquides dans un réservoir rectangulaire qui oscille horizontalement est le problème qui a reçu la plus grande attention sur le plan théorique **Ockendon et al [17]** tandis que moins d'attention était consacrée au sloshing dans des récipients subissant les oscillations de rotation. L'analyse de sloshing dans le cas de la rotation d'un réservoir est plus compliqué que le sloshing dans des récipients en mouvement de translation parce que dans le système de coordonnées attaché au réservoir, les forces ne sont pas conservatrices.

Ce fait rend le traitement analytique du problème plus difficile que le cas de sloshing dans des récipients en translation. Une analyse théorique et expérimentale a été exécutée pour le sloshing dans un récipient subissant les oscillations de rotation autour d'un axe horizontal.

À partir de la formulation potentielle, un modèle mathématique non-linéaire a été obtenu par une approche variationnelle. Une telle approche théorique a été appliquée avec succès aux problèmes de vague de l'eau dans plusieurs papiers **Whitham[18]** ; **Miles [19]** ; **Miles et Becker [20]** ; L'approche variationnelle laisse présenter un modèle dispersif Miles. Un tel sens de modèle dispersif est fait pour un fluide visqueux.

La théorie linéaire du ballonnement des liquides dans les réservoirs suppose que les équations peuvent être linéarisées autour d'un état d'équilibre statique, qui simplifie évidemment le problème de résolution de ces équations. Elle est basée sur l'estimation du mouvement de la surface libre du liquide, les forces et les moments hydrodynamiques résultants. Les solutions explicites sont possibles seulement pour quelques cas particuliers tels que les réservoirs cylindriques et rectangulaires.

Le mouvement de la surface libre dans un réservoir a été initialement étudié par **Poisson [21]** et **Rayleigh [22]**, en examinant le mouvement d'un liquide dans les réservoirs cylindriques et rectangulaires rigides de profondeur uniforme, avec des conditions aux limites

linéarisées. Leurs travaux sont présentes dans Lamb (1932), Ce dernier a également étudié le mouvement de la surface libre dans des réservoirs de profondeur variables, en l'occurrences les oscillations bidimensionnelles d'un liquide limité par deux murs inclinés chacun de 45° de l'axe vertical, les oscillations transversales de l'eau contenus dans le canal de section circulaire et la détermination de la fréquence propre du premier mode transversal de la surface libre du liquide dans un cylindre horizontal à moitié plein. Notons que Lamb (1832) a étudié aussi les oscillations linéaires des surfaces de séparation de deux liquides superposés, la surface commune de deux fluides (l'interface) et la surface séparant le fluide supérieur de l'atmosphère (surface libre), dans un milieu ouvert, c.-à-d. que les dimensions horizontales sont infinies. La relation de dispersion a été déterminée et elle indique en particulier qu'il y a deux familles de fréquences qui représentent deux modes d'oscillations indépendants, le premier mode est associé au mouvement de l'interface et le second au mouvement de la surface libre.

Bauer et Eidel [23] ont étudié le ballonnement d'un liquide sans friction et incompressible dans un réservoir rectangulaire infiniment long où la surface libre est partiellement couverte. Ils ont exposé les résultats et ils les ont comparés avec une cuve non couverte. Les fréquences propres et la réponse à l'excitation de translation forcée harmonique sont aussi présentées. Ils ont constaté que les fréquences de ballonnement augmentent avec l'augmentation de la surface libre couverte, en réduisant ainsi le mouvement du sloshing. Les résultats en général, montrent l'efficacité de la méthode proposée pour la suppression du mouvement de ballonnement.

Pour la même raison, décaler les fréquences d'un liquide avec une surface libre loin des fréquences dangereuses du système. **Bauer et Chiba [24]** ont déterminé les fréquences couplées amorties d'un liquide incompressible et visqueux dans un réservoir couvert par une structure élastique pour de faibles taux de remplissage. Ils ont constaté que la viscosité diminue les fréquences d'oscillation par rapport aux fréquences couplées du liquide sans friction.

Les modes les plus élevés montrent un plus grand amortissement.

Le ballonnement de deux fluides parfaits incompressibles de différentes masses volumiques en écoulement irrationnel a été étudié par **Hara et Takahara [25]**. Le réservoir est supposé rigide de géométrie rectangulaire, soumis à une excitation extérieure horizontale sinusoïdale. Ils ont donné une formulation hamiltonienne de ce système. Puis, des analyses expérimentales et théoriques ont été menées pour étudier l'effet de la tension superficielle sur les fréquences propres et l'élévation de la surface libre. Les résultats de cette étude sont comme suit:

- Ce système a deux modes de résonance couplés différents qui ont le même nombre d'onde. Le mode élève est associé au mouvement de la surface libre, alors que le comportement de l'interface est régi par le mode inférieur.
- La tension superficielle augmente les fréquences propres du système a un plus grand effet avec le nombre d'onde d'ordre élève.
- Les résultats théoriques de l'élévation de la surface libre sont conformes aux résultats expérimentaux.

Les travaux consacrés au ballotement de deux fluides restent très limités. Une approche analytique, de l'interaction entre deux fluides parfaits superposés et une paroi vibrante d'un réservoir rectangulaire bidimensionnel contenant ces deux fluides séparés par une surface commune avec une surface libre, est développée par **Amaouche et Meziani [26]**. Ils ont établi une équation permettant de calculer les fréquences de couplage d'une paroi flexible d'un réservoir rectangulaire contenant deux fluides parfaits non miscibles avec surface libre. La procédure utilisée est basée sur une décomposition en modes normaux et l'établissement d'un produit scalaire approprié orthogonalisant la suite des modes normaux pour les potentiels des vitesses. L'application numérique, dans le cas du système mercure-eau, montre que les fréquences propres du couplage sont toujours apparentées aux fréquences du ballotement de la première famille. Ce résultat est d'une importance considérable car les fréquences de couplage d'un seul fluide suivent les fréquences de ballotement qui sont indépendantes des caractéristiques du fluide. Ce qui rend le contrôle des fréquences du couplage d'un fluide délicat dans les processus industriels contrairement au cas de deux fluides superposés où nous pouvons agir sur ces fréquences en changeant la nature d'un des fluides en présence.

La théorie linéaire du ballotement est appropriée pour déterminer les fréquences propres et l'amplitude de l'onde de la surface libre. Sous une excitation extérieure, elle permet également de prédire la pression hydrodynamique, forces et moments. Cette théorie est incapable de prévoir des phénomènes complexes observés expérimentalement près de la résonance et elle ne tient pas compte du déplacement vertical important du centre de gravité du liquide pour les grandes amplitudes du mouvement de la surface libre. Ces phénomènes incluent le mouvement instable non plan de la surface libre associé à la rotation du diamètre nodal (ballotement tournant) et ballotement chaotique. Cependant, ces phénomènes peuvent être mis en évidence en utilisant la théorie d'oscillation faiblement non-linéaire pour l'analyse quantitative et la théorie moderne de la dynamique non-linéaire pour l'analyse de stabilité.

Les solutions analytiques d'ordres inférieurs sont très utiles pour la compréhension des mouvements des petites amplitudes dans les réservoirs, et pour valider les modèles numériques.

Cependant, les expériences physiques et la modélisation numérique sont nécessaires pour des grands mouvements de la surface libre, car ni la théorie linéaire ni la théorie faiblement non linéaire n'est applicables quand les effets d'ordre supérieur sont significatifs. **Frandsen et Borthwick[27]** ont développé un modèle numérique bidimensionnel entièrement non-linéaire qui décrit des mouvements du ballonnement d'un liquide dans les réservoirs rectangulaires fixes et verticalement excités. Des solutions numériques des équations régissant l'écoulement potentiel sont obtenues en utilisant un schéma aux différences finies sur une grille à pas adaptatifs. Une transformation dans la direction verticale qui s'étend de la surface plate à la surface libre est appliquée pour remplacer le domaine physique extérieur libre et mobile par un domaine numérique fixe. Une grille linéaire horizontale est également appliquée de sorte que le domaine numérique résultant soit rectangulaire, et se compose de cellules carrées unitaires. Le modèle numérique est validé en simulant les ondes stationnaires de différentes longueurs d'onde dans le réservoir rectangulaire rigide et fixe. Ils ont démontré l'impuissance des solutions analytiques de premier et second ordre d'expliquer les effets non-linéaires d'ordre élevée sur les formes d'ondes, en augmentant la cambrure d'onde. Ils ont constaté aussi qu'en dehors de la région instable le comportement du ballonnement dans un réservoir excité verticalement est équivalent au ballonnement libre dans un réservoir fixe quand le paramètre d'excitation est faible. À mesure que l'excitation augmente, ce caractère disparaît progressivement pour donner lieu à des formes irrégulières y compris dans le cas des ondes de faible amplitude. Cependant, dans les régions stables, les solutions restent finies à tout moment. Les mouvements verticaux produisent des effets considérables dans les régions instables.

Pour étudier le comportement du ballonnement, des expériences sont la plupart du temps employées mais elles exigent beaucoup de moyens et du temps. La simulation numérique est une voie économique et efficace en prévoyant et en analysant des situations possibles.

La simulation numérique du ballonnement est difficile, principalement pour les deux raisons suivantes. Le premier est qu'on doit résoudre exactement et efficacement l'équation de Navier-Stokes incompressible, les termes convectifs non-linéaires et les termes de pression présentent des difficultés pendant le calcul. La deuxième difficulté est que la position de la surface libre n'est pas connue a priori et doit être déterminée à tout moment, ainsi donc

l'équation de Navier-Stokes ne peut pas être utilisée pour décrire les surfaces libres directement, et une technique supplémentaire est nécessaire. Les méthodes numériques de résolution des problèmes de frontières libres et mobiles peuvent être classifiées dans trois catégories : méthodes Lagrangienne, Eulériennes et Lagrangiennes-Eulériennes arbitraires (ALE). Dans le premier groupe, n'importe quel point sur la frontière libre ou mobile se déplace avec le fluide. Ces méthodes sont très précises mais des corrections fréquentes sont exigées et mise en œuvre est compliquée. La méthode SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics) est une méthode particulière qui peut être qualifiée de "Lagrangienne" car les particules modélisent naturellement le mouvement de la surface libre. Les domaines physiques sont discrétisés par des particules qui suivent le mouvement. La description lagrangienne est la voie la plus naturel pour décrire la surface libre quand le mouvement du liquide est petit. Pour un grand mouvement, la maille liquide peut subir une grande déformation et devient inacceptablement déformée. Une autre formulation est alors employée: la formulation Eulérienne pour laquelle le maillage reste fixe et le liquide traverse la grille. La surface libre dans ce cas est capturée à l'aide de la méthode de volume du fluide (Volume Of Fluid VOF) qui utilise la notion de la fraction volumique qui permet de situer la position de cette dernière.

Cette fraction volumique valant 0, correspond à une cellule remplie d'air, et 1, à une cellule remplie d'eau. Les fractions comprises entre 0 et 1 indiquent des cellules composées d'air et du liquide. L'équilibre des pressions dans ces cellules permet de déterminer la valeur de la fraction volumique ainsi que les limites physiques du domaine fluide dans un maillage.

Ces dernières années, diverses techniques sont employées pour construire des formulations robustes qui couple et qui combine l'avantage respectif des descriptions purement lagrangiennes et Eulérienne, la méthode ALE (Arbitraire Lagrangian Eulerian). Le domaine de calcul est complètement occupé par le fluide mais il peut être animé avec son mouvement approprié. À la frontière libre ou mobile, les vitesses des noeuds sont liées aux vitesses du liquide afin de satisfaire une condition à la limite cinématique. Cependant à l'intérieur du domaine on peut en principe définir un mouvement arbitraire dans le sens qu'il est indépendant du mouvement de fluide. L'avantage de ce procédé est de déplacer continuellement la maille du domaine pendant que la frontière libre se déplace.

1.4 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre introductif quelques titres de base dont les définitions, les caractéristiques du ballonnement et les différents types de réservoirs, nous avons aussi fait référence à de nombreuses études bibliographiques sur notre sujet, afin de faciliter l'approche du modèle physique étudié, que nous présenterons dans le chapitre suivant.

Chapitre II

Présentation du problème

2.1. Introduction

Ce chapitre est consacré à la présentation du modèle physique, les équations qui régissent le Phénomène de ballottement à surface libre dans un réservoir de géométrie rectangulaire et cylindrique.

2.2. Equations générale de ballottement :

Les équations générales du mouvement d'un fluide dans des réservoirs de géométries rectangulaires et cylindriques. Le fluide est supposé, incompressible et en écoulement transitoire. Le réservoir est considéré rigide et imperméable. Ces hypothèses peuvent simplifier considérablement ces équations et évidemment leurs solutions.

2.2.1 Équation de conservation de la masse et de la quantité de mouvement

Les équations fondamentales régissant le mouvement d'un fluide dans un réservoir sont : Les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement. Ces équations s'écrivent pour un fluide incompressible et non visqueux comme suit :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} P + \vec{\nabla} (-gz) \quad (2.2)$$

Le champ de vitesses, \vec{v} peut être écrit comme le gradient d'un potentiel ϕ :

$$\vec{v} = \vec{\nabla} \phi \quad (2.3)$$

L'équation de la conservation de la masse se réduit alors à l'équation de Laplace :

$$\text{div}(\vec{\nabla} \phi) = \Delta \phi = 0 \quad (2.4)$$

$$\vec{v} \cdot \vec{\nabla} \vec{v} = \vec{\nabla} \left(\frac{1}{2} \vec{\nabla} \phi \cdot \vec{\nabla} \phi \right) \quad (2.5)$$

La substitution des relations (2.3) et (2.5) dans l'équation (2.2) donne :

$$\vec{\nabla} \left\{ \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \vec{\nabla} \phi \cdot \vec{\nabla} \phi + \frac{P}{\rho} + gz \right\} = 0 \quad (2.6)$$

Soit après intégration :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \vec{\nabla} \phi \cdot \vec{\nabla} \phi + \frac{P}{\rho} + gz = C(t) \quad (2.7)$$

$C(t)$ est une fonction arbitraire du temps. Remarquons qu'on peut ajouter au potentiel ϕ une fonction arbitraire de t qui disparaît dans la définition $\vec{v} = \vec{\nabla} \phi$, exploitons cet arbitraire pour absorber la constante d'intégration $C(t)$. Ainsi ce théorème s'écrit sous la forme :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \vec{\nabla} \phi \cdot \vec{\nabla} \phi + gz + \frac{P}{\rho} = 0 \quad (2.8)$$

C'est l'équation de Bernoulli pour un écoulement incompressible et permanent. Elle détermine la pression du liquide en fonction du potentiel des vitesses ϕ . Les équations (2.4) et (2.9) sont utilisées pour déterminer les composantes de champs de vitesse \vec{v} et de la pression P .

2.2.2 Les conditions aux limites

On a deux types de conditions aux limites :

- Conditions de glissement sur la surface libre et sur les parois du réservoir, considérés ici rigides (condition cinématique).
- Condition dynamique sur la surface libre.

2.2.2.1 conditions cinématique

La condition de glissement sur la surface libre est dérivée de la propriété de définition de la surface libre. Elle découle de l'équation de conservation de la masse qui s'exprime par l'égalité des vitesses normales du liquide et de l'interface, qui traduit le fait qu'une particule

fluide située sur l'interface s'y maintient. Bien entendu, il peut y avoir un déplacement arbitraire tangentiel du fluide. La fonction $f(M, t) = z - \eta = 0$, doit donc vérifier l'équation différentielle :

$$\frac{Df}{Dt}(M, t) = 0 \quad (2.9)$$

Où $\frac{D}{Dt}$ est la dérivée totale par rapport à t , soit :

$$\frac{D}{Dt}\{z - \eta\} = \frac{\partial}{\partial t}\{z - \eta\} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}\{z - \eta\} = 0 \quad (2.10)$$

Ce qui donne pour un fluide irrotationnel :

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + \vec{\nabla} \phi \cdot \vec{\nabla} \eta \text{ à } z = \eta \quad (2.11)$$

Ceci est connu comme une condition cinématique sur la surface libre.

- La condition de glissement sur les parois rigides s'exprime pour un fluide parfait en écoulement transitoire par l'égalité des composantes des vitesses normales :

$$\vec{\nabla} \phi \cdot \vec{n} = \frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad (2.12)$$

le réservoir est considéré immobile

Où n est la normale à la paroi solide. Notons que cette condition de glissement est imposée sur une surface fixe.

2.2.2.2 Condition dynamique:

Puisque la surface libre est soumise à la pression atmosphérique, la condition dynamique de surface libre est imposée par la condition que la différence de la pression de deux côtés de l'interface est équilibrée par les effets de la tension superficielle σ . Soit,

$$P = P_a - \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = P_a - \sigma C \quad (2.13)$$

Où R_1 et R_2 sont les rayons de courbure principaux. La somme $C = 1/R_1 + 1/R_2$ est la courbure moyenne de la surface libre. Alors, cette condition se réduit dans le cas où on a négligé la tension superficielle à l'égalité de la pression du fluide et la pression atmosphérique, $P = P_a$.

Ainsi, l'équation (2.9) et (2.14), constituent ensemble la condition dynamique de surface libre. Avec la pression atmosphérique P_a constante, cette condition dynamique se réduit à la formule :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \vec{\nabla} \phi \cdot \vec{\nabla} \phi + g\eta - \frac{\sigma}{\rho} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = 0 \text{ en } z = \eta \quad (2.14)$$

Donc, l'équation de Laplace (Éq. (2.4)) et les conditions aux limites de surface libre mobile (Éqs. (2.12), (2.15)) et fixe (Éq. (2.13)) sont suffisantes pour déterminer le comportement du ballonnement libre d'un liquide supposé parfait en écoulement transitoire, dans un réservoir de géométrie quelconque avec l'effet de tension superficielle incluse.

2.2.3 La forme des équations dans le cas des géométries rectangulaires et cylindriques

Jusqu'à présent nous avons établi les équations gouvernant le phénomène du ballonnement d'un liquide dans les réservoirs de géométrie générales, dans ce paragraphe nous allons voir comment ces équations se réécrivent dans le cas des géométries rectangulaires et cylindriques.

2.2.3.1 cuve rectangulaire

Le réservoir est supposé limité par les quatre parois verticales $x = 0$; $y = 0; L$, comme le montre la figure 2.2. Nous choisissons alors les coordonnées cartésiennes, qui sont adéquates pour décrire ce type de géométrie, l'équation de Laplace s'écrit donc :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (2.15)$$

Les conditions dynamiques et cinématique sur la surface libre $\eta(x; y; t)$ s'écrivent respectivement comme suit :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \vec{\nabla} \phi \cdot \vec{\nabla} \phi + g\eta(x, y, t) - \frac{\sigma}{\rho} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = 0 \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial y} \frac{\partial \phi}{\partial y} \quad (2.17)$$

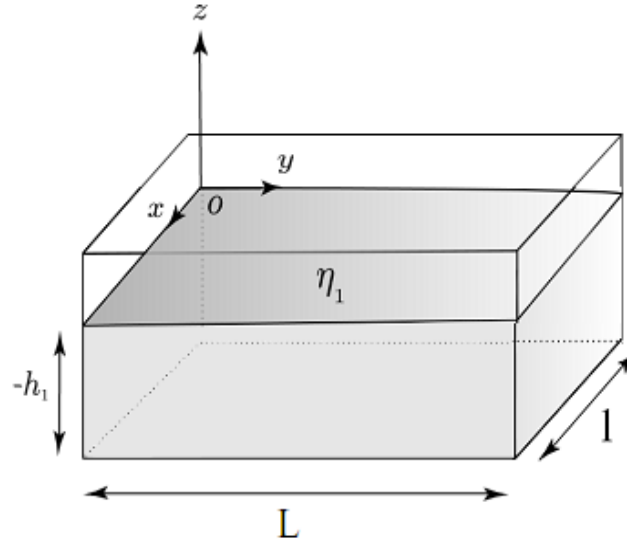


Fig. (2.1): Le sloshing dans une cuve rectangulaire

Le potentiel de l'écoulement doit vérifier aussi les conditions de glissements sur le fond plat et sur les parois verticales, ces conditions s'expriment respectivement par :

$$\frac{\partial \phi}{\partial z}(x, y, -h, t) = 0 \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial x}(x, y, z, t)|_{x=0,l} = 0 \quad (2.19a)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial y}(x, y, z, t)|_{y=0,L} = 0 \quad (2.19b)$$

2.2.2.2 cuve cylindrique

Considérons maintenant un réservoir de géométrie cylindrique de rayon R de parois verticales rigides. La configuration complète du système est montrée dans la (figure 2.2), nous Utilisons les coordonnées cylindriques r , θ et z pour décrire ce système. L'équation de

$$\text{Laplace s'écrit alors : } \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (2.20)$$

Dans ce cas, les conditions dynamiques et cinématique sur la surface libre,

$z = \eta(r, \theta, t)$, s'écrivent respectivement :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \vec{\nabla} \phi \cdot \vec{\nabla} \phi + g\eta(r, \theta, t) - \frac{\sigma}{\rho} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = 0 \quad (2.21)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \eta}{\partial r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial \eta}{\partial \theta} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \quad (2.22)$$

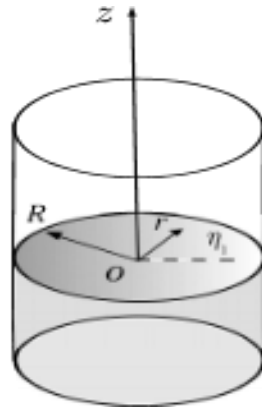


Fig. (2.2): Le Sloshing dans un réservoir cylindrique

Les conditions de glissements sur le fond plat et sur la paroi latérale s'expriment par :

$$\frac{\partial \phi}{\partial z}(r, \theta, -h, t) = 0 \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial r}(R, \theta, z, t) = 0 \quad (2.24)$$

2.2.4 Équation de la Fréquence propre

L'équation qui détermine les fréquences propres dans les deux réservoirs de géométrie (rectangulaire et cylindrique) s'écrivent comme suit :

$$w_{mn}^2 = k_{mn} [1 + \sigma k_{mn}^2] \tan h(k_{mn} h) \quad (2.25)$$

$$w_{mn}^2 = \xi_{mn} [1 + \sigma \xi_{mn}^2] \tan h(\xi_{mn} h) \quad (2.26)$$

2.3. Méthode de volume de fluide (VOF)

La méthode de volume de fluide est utilisée en mécanique des fluides numériques, elle repose sur le fait que deux ou plusieurs fluides (ou phases) qui ne s'interpénètrent pas. Cette méthode est particulièrement adaptée dans le cas à interfaces fortement déformées, puisque elle permet de suivre la position de l'interface dans un maillage fixe ou en mouvement du domaine dans lequel se propage l'interface.

L'idée fondatrice de la méthode VOF est d'utiliser une fonction discrète liée au maillage et qui représente la fraction volumique d'un fluide dans chaque volume de contrôle ; le taux de présence, notée α_k , représente la fraction volumique d'un fluide dans chaque volume de contrôle. Si elle vaut 0 ou 1, le volume ne contient qu'un seul des deux fluides. Par contre si sa valeur est comprise entre ces deux bornes ; le volume contient un mélange diphasique, donc l'interface est présente.

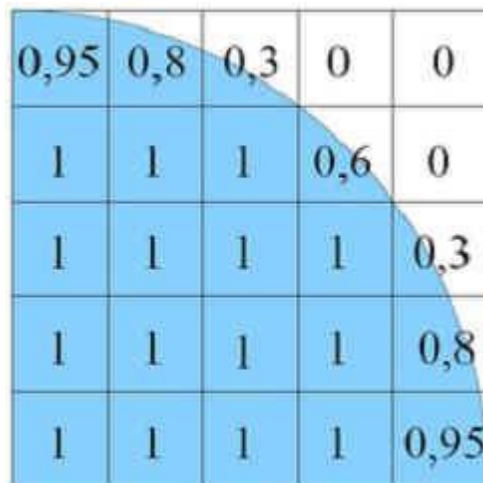


Figure (2.3) : Représentation de taux de présence dans les volumes de contrôle.

2.3.1 Equation de taux de présence

Le suivi de l'interface entre les phases est accompli par la solution d'une équation de continuité pour la fraction volumique d'une ou plusieurs phases. Présenté par l'équation d'advection :

$$\frac{\partial \alpha_k}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla} \alpha_k = 0 \quad (2.27)$$

α_k Représente La fraction volumique d'un fluide dans chaque maille, et varie entre 0 et 1 pour un fluide considéré.

2.3.2 Equation de la fraction volumique :

Le suivi de l'interface entre les phases est accompli par la solution de l'équation de la continuité pour la fraction volumique d'une ou plusieurs phase (s) pour la k ième phase, cette équation est de la forme suivante :

Dérivé particulaire $\frac{\Delta\alpha_k}{\Delta t} = 0$ qui s'écrit aussi sous la forme

$$\frac{\partial\alpha_k}{\partial t} + \vec{V} \overline{\text{grad } \alpha_k} = 0 \quad (2.28)$$

La fraction volumique de la phase sera calculée avec la formule suivante :

$$\sum_{k=1}^n \alpha_k = 1 \quad (2.29)$$

2.3.3 Propriétés physiques du fluide dans un volume de contrôle

Un milieu multiphasique, est traité comme un fluide unique dont les propriétés physique (masse volumique, viscosité) dans chaque cellule de calcul sont moyennées en fonction de taux de présence :

La masse volumique d'un fluide dans un volume de contrôle ρ :

$$\rho = \sum \alpha_k \rho_k \quad (2.30)$$

La viscosité dynamique du mélange, en utilisant aussi les taux de présence comme coefficient, s'écrit comme suit :

$$\mu = \frac{\sum \alpha_k \rho_k \mu_k}{\sum \alpha_k \rho_k} \quad (2.31)$$

2.3.4 Tension superficielle :

Il est important de tenir compte, dans un problème diphasique, de la tension superficielle entre les fluides et les effets d'adhérence à la paroi (L'angle de contact).

La Tension superficielle elle s'oppose à la déformation de l'interface. Cette force est à l'origine des phénomènes capillaires.

De cette façon, à travers une interface, la différence de pression qui règne appelée pression capillaire peut s'exprimer à l'aide de la tension superficielle σ par :

$$P_2 - P_1 = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (2.32)$$

Où R_1 et R_2 sont les rayons de courbure de part et d'autre de l'interface.

Ainsi, le terme source F_{SF} dans l'équation de quantité de mouvement s'écrit en fonction de la tension de surface σ :

$$F_{SF} = \sigma \kappa n \left(\frac{a_1 \rho_1 + a_2 \rho_2}{\frac{1}{2}(\rho_1 + \rho_2)} \right) \quad (2.33)$$

a_1 : Taux de présence primaire (air)

a_2 : Taux de présence secondaire (eau)

Où \mathbf{n} est la normale à l'interface et K la courbure, qu'on définit par :

$$\vec{n} = \vec{\nabla} a_2 \quad (2.34)$$

$$K = -(\vec{\nabla} \cdot \vec{n}) = \frac{1}{|n|} \left[\left(\frac{\vec{n}}{|n|} \cdot \vec{\nabla} \right) - |n| - (\vec{\nabla} \cdot \vec{n}) \right] \quad (2.35)$$

2.4 Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons décrit les équations gouvernant le mouvement d'une surface libre d'un fluide confinée dans un réservoir rectangulaire et cylindrique, en utilisant l'équation de continuité et l'équation de la quantité de mouvement, ainsi que les conditions aux limites associées. Une simulation numérique du problème est décrite dans le chapitre suivant.

Chapitre 3

Simulation numérique

3. 1. Introduction

La simulation est un outil utilisé par le chercheur .l'ingénieur .etc. pour étudier les résultats d'une action sur un élément sans réaliser l'expérience sur l'élément réel.

On s'intéresse dans ce chapitre à réaliser une simulation numérique est présenter les logiciels utilisés pour cette simulation.

3.2 La présentation des logiciels utilisés:

3.2.1 Gambit

C'est un préprocesseur intégré pour l'analyse en CFD (Computational Fluid Dynamics), il permet de générer un maillage structuré ou non structuré en coordonnées cartésiennes, polaires, cylindriques ou axisymétriques. Il peut réaliser des maillages complexes en deux ou trois dimensions avec des mailles de type rectangle ou triangle. Il peut être utilisé pour construire une géométrie et lui générer un maillage éventuellement, une géométrie d'un autre logiciel de CAO peut être importée dans ce préprocesseur. Les options de génération de Gambit offrent une flexibilité de choix. On peut décomposer la géométrie en plusieurs parties pour générer un maillage structuré. Sinon, Gambit génère automatiquement un maillage non structuré adapté au type de géométrie construite. Avec les outils de vérification du maillage, les défauts sont facilement détectés.

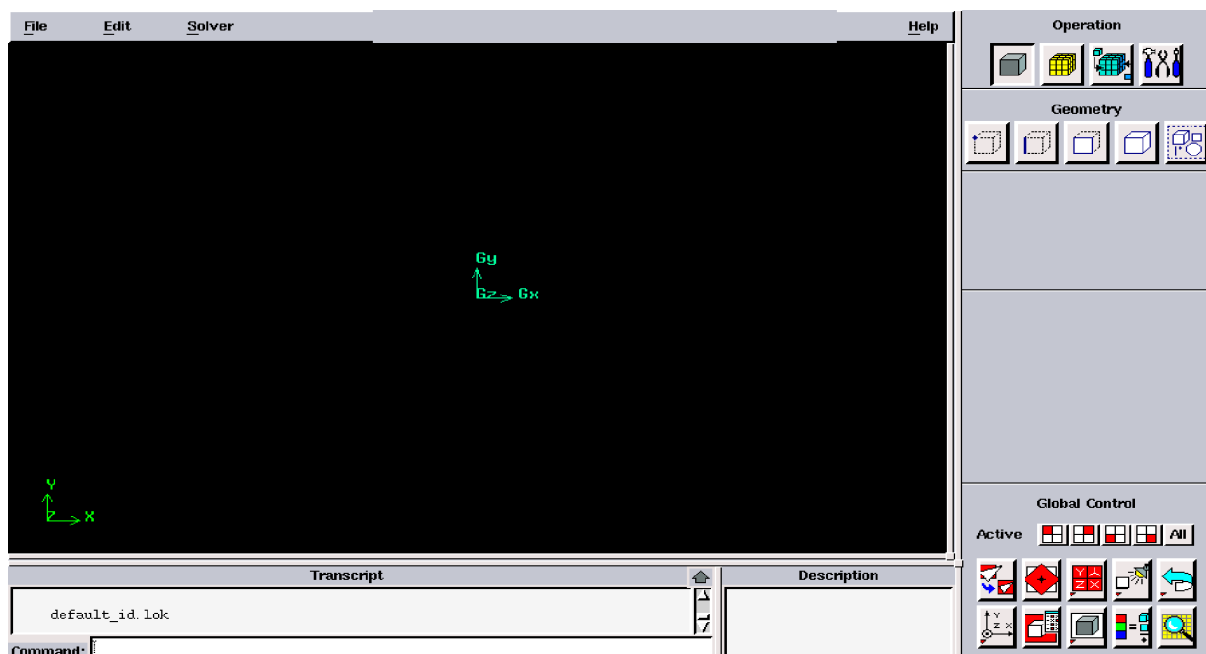


Figure (3.1) : Interface de Gambit

3.2.2 Code Fluent

Fluent est un programme informatique conçu pour la simulation des écoulements de fluide et du transfert de chaleur dans des géométries complexes.

Il présente une grande flexibilité des résultats et une adaptation avec n'importe quel type de maillage. Il permet le raffinement du maillage en fonction des conditions aux limites, des dimensions et même des résultats déjà obtenue. Cela est très utile dans la région à gradients importants (couches limites, couches à cisaillement libre).

Fluent écrit en langage C, il emploie toute la flexibilité et la puissance qu'offre ce langage. Il utilise l'architecture serveur client nécessaire au calcul parallèle sur plusieurs machines.

Fluent dispose d'un outil de graphisme pour l'affichage des résultats et leur exploitation. On peut aussi exporter les résultats vers un autre logiciel de graphisme, et l'option UDF permet de résoudre des équations additionnelles ou des termes sources additionnelles définies par l'utilisateur

3.2.2.1 Interface du code Fluent:

On peut démarrer 4 versions de Fluent 2D, 3D, 2DDP et 3DDP ayant la même interface

- 2D (2Dimensions)
- 2DDP (2 Dimensions Double Précision)
- 3D (3Dimensions)
- 3DDP (3 Dimensions Double Précision)

Les fonctions disponibles pour la procédure numérique sont :

File : pour les opérations concernant les fichiers : lecture, sauvegarde, importation... etc.

Grid : pour la vérification et la manipulation du maillage et de la géométrie.

Define : pour définir les phénomènes physiques, les matériaux et les conditions aux limites.

Solve : pour choisir les équations à résoudre, les schémas de discrétisations, les facteurs de sous relaxation, les critères de convergence et pour initialiser et procéder au calcul.

Adapt : pour l'adaptation du maillage selon plusieurs paramètres.

Surface : pour créer des points, des lignes et des plans nécessaires à l'affichage des résultats.

Display et plot : pour l'exploitation des résultats.

Report : pour afficher des rapports contenant les détails du problème traité.

Parallel : pour le calcul parallèle.

Help : pour l'exploitation du contenu du code.

3.2.2.3 Modèle numérique utilisée par le code Fluent :

Le code Fluent utilise la méthode des volumes finis pour discrétiser les équations de transport. Dans cette méthode, on intègre des équations de conservation que l'on applique sur chaque volume de contrôle élémentaire. A partir des variables connues aux centres des volumes, on évalue les flux aux surfaces des volumes par interpolation. La grille est a priori quelconque, permettant ainsi de traiter des écoulements à géométrie complexe. Cette méthode donne de très bon résultat, car elle garantit la conservation des bilans massique et thermique sur tout le domaine étudié.

3.3. Présentation des deux géométries étudiées

3.3.1 Réservoir rectangulaire

Cette géométrie correspond à un réservoir rectangulaire 3D de dimensions de la longueur $L=1$ m, largeur $l=1$ m, hauteur $H=0.7$ m, la hauteur de liquide $h = 0.5$ m

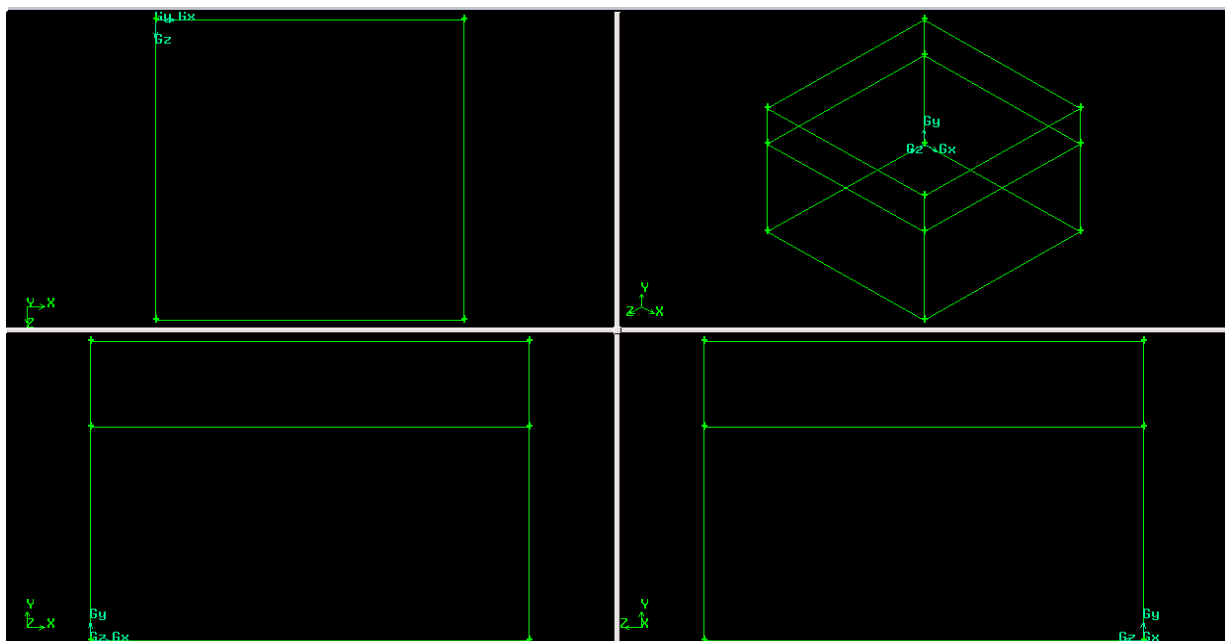


Figure (3.2) : La géométrie de réservoir rectangulaire sous gambit.

3.3.2 Réservoir cylindrique

Cette géométrie correspond à un réservoir cylindrique 3D diamètre $D=1\text{m}$, la hauteur $H=0.7\text{m}$, et la hauteur de liquide $h=0.5\text{m}$.

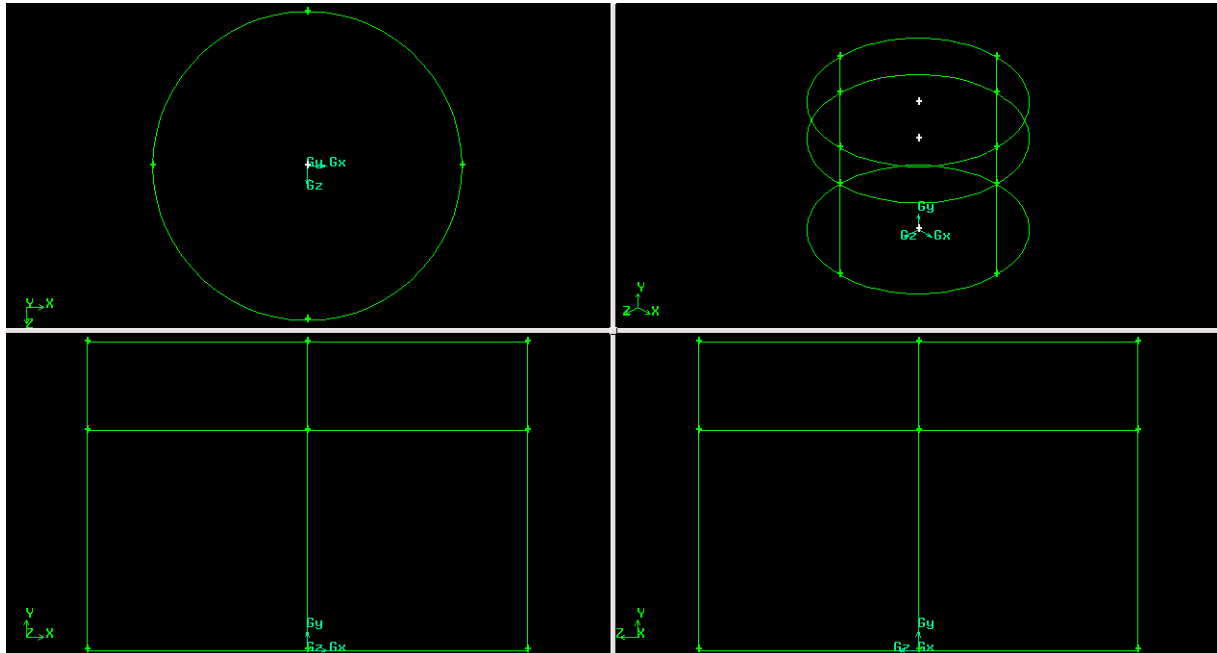


Figure (3.3) : La géométrie de réservoir cylindrique sous gambit.

3.3.3 Réalisation du maillage:

➤ Réalisation de maillage pour le réservoir rectangulaire

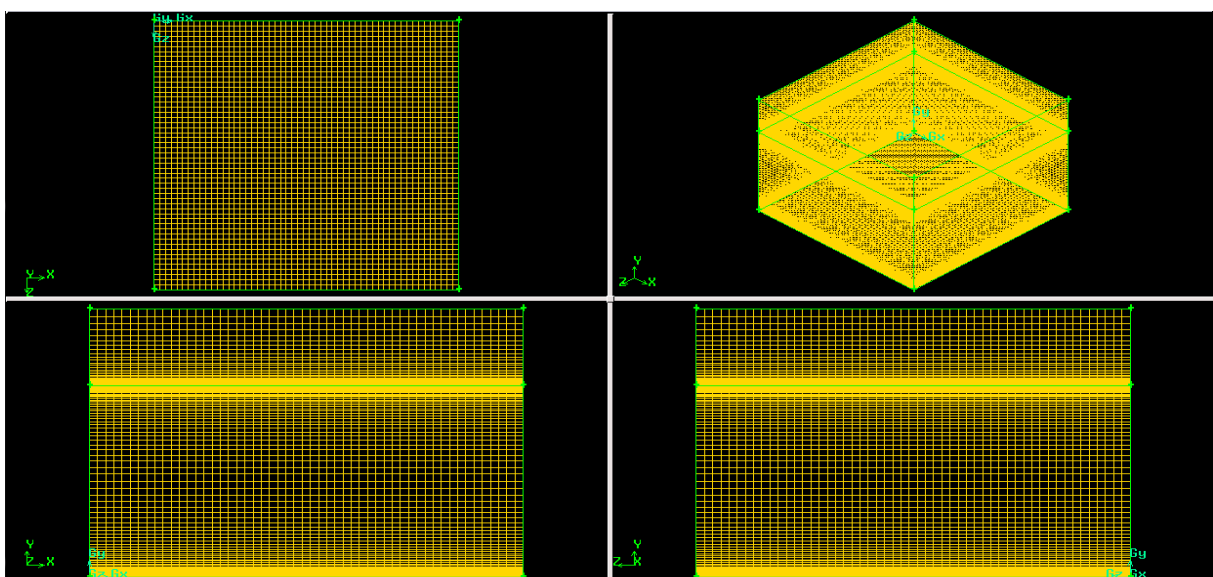


Figure (3.4) : Maillage d'une géométrie cylindrique sur Gambit.

Domaine	Mailles
Hauteur air	30
Hauteur liquide	80
Largeur	53
Longueur	53

Tableau (3.1):Le nombre de mailles utilisé dans le cas d'un réservoir rectangulaire.

➤ Réalisation de maillage pour le réservoir cylindrique

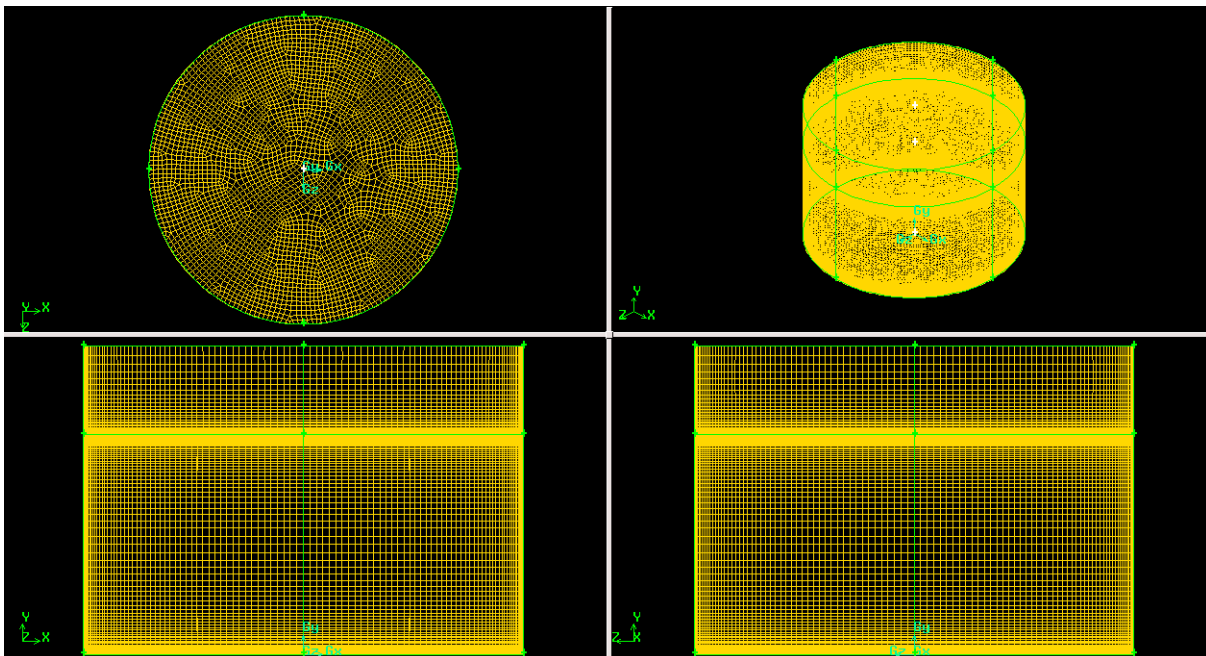


Figure (3.5) : Maillage d'une géométrie cylindrique sur Gambit

Domaine	Mailles
Hauteur air	30
Hauteur liquide	80
Arc	53

Tableau (3.2):Le nombre de mailles utilisé dans le cas d'un réservoir cylindrique

3.3.4 Conditions aux limites:

➤ Réservoir rectangulaire

Zones	Types
Haut	Pressur-outlet
Interface	interior
Parois latérales liquide	Wall
Parois latérales air	Wall
Fond	Wall

Tableau (3.3): les conditions aux limites utilisées dans le cas de réservoir rectangulaire.

➤ Réservoir cylindrique

Zones	Types
Haut	Pressur-outlet
Interface	interior
Paroi latérale liquide	Wall
Paroi latérale air	Wall
Fond	Wall

Tableau (3.4): les conditions aux limites utilisées dans le cas de réservoir cylindrique.

3.4 Simulation sous Fluent

Une fois la géométrie est prête, vient l'étape de la résolution numérique de problème par le Solveur Fluent. Le calcul passe par les étapes suivantes :

1. Démarrer la version Fluent3ddp.
2. Importer de maillage **File**→**Read**→**case**
3. Choisir le modèle multiphasique de Volume de fluide **define**→**models**→**multiphase**→**vof**

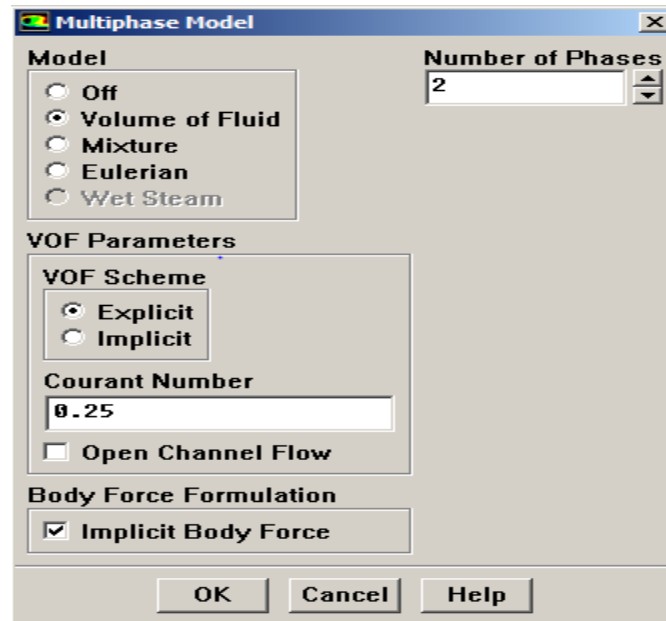


Figure (3.6) Choix du model VOF sous Fluent

4. Définir les caractéristiques des fluides utilisés **Materials**→**fluid**→**Creat**

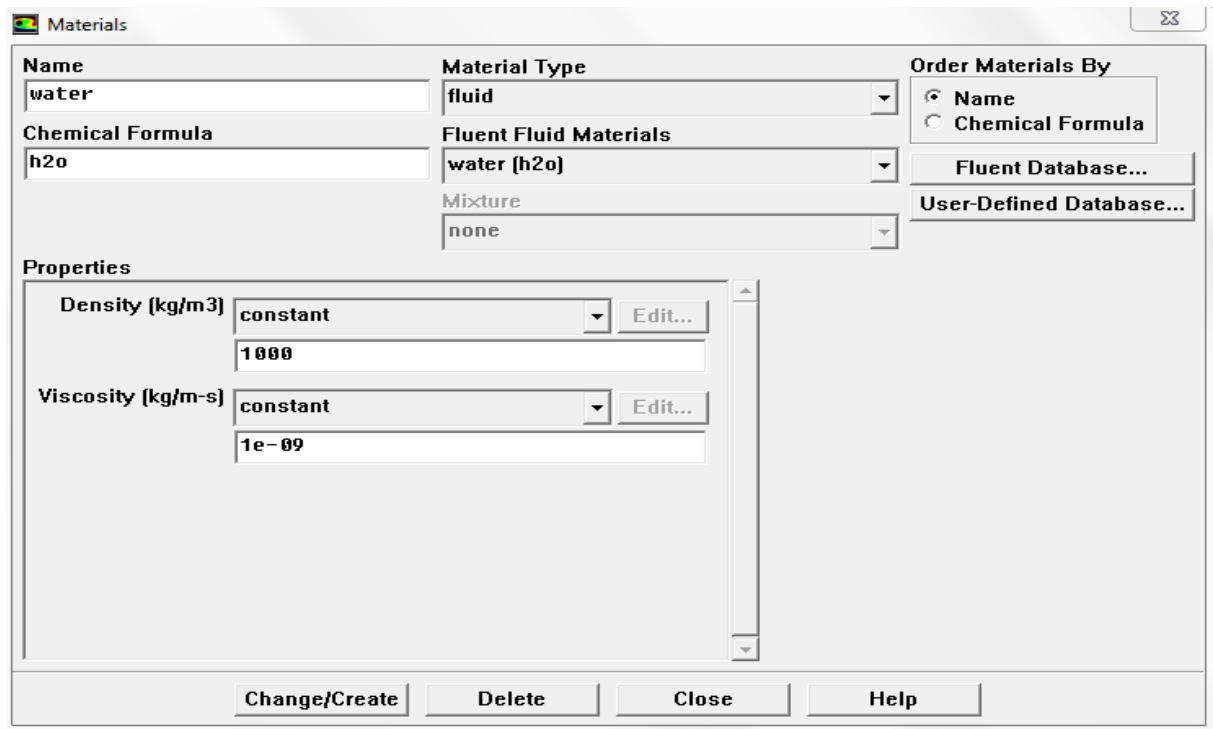


Figure (3.7) Spécification des matériaux sous Fluent

5. Spécification des phases **define**→**phases**

Phase 1 =air

Phase 2 = eau

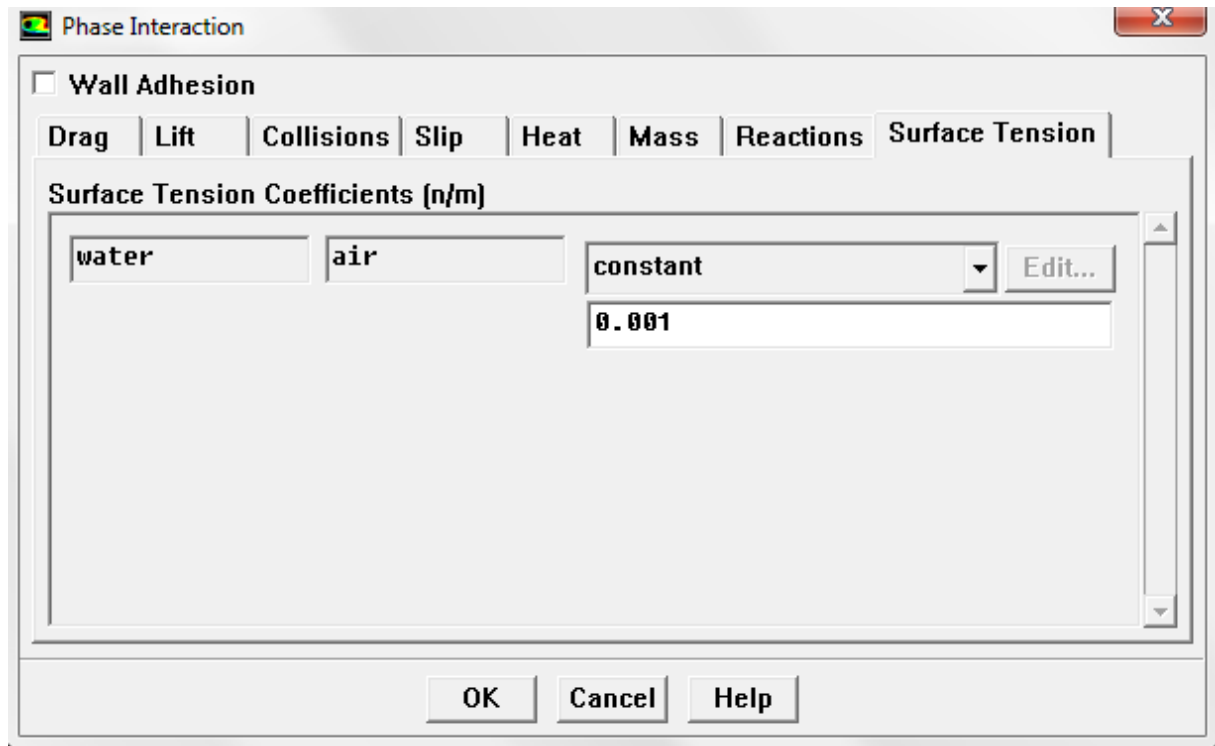


Figure (3.8) choix spécifique des phases

6. Condition d'opération **define** → operation conditions

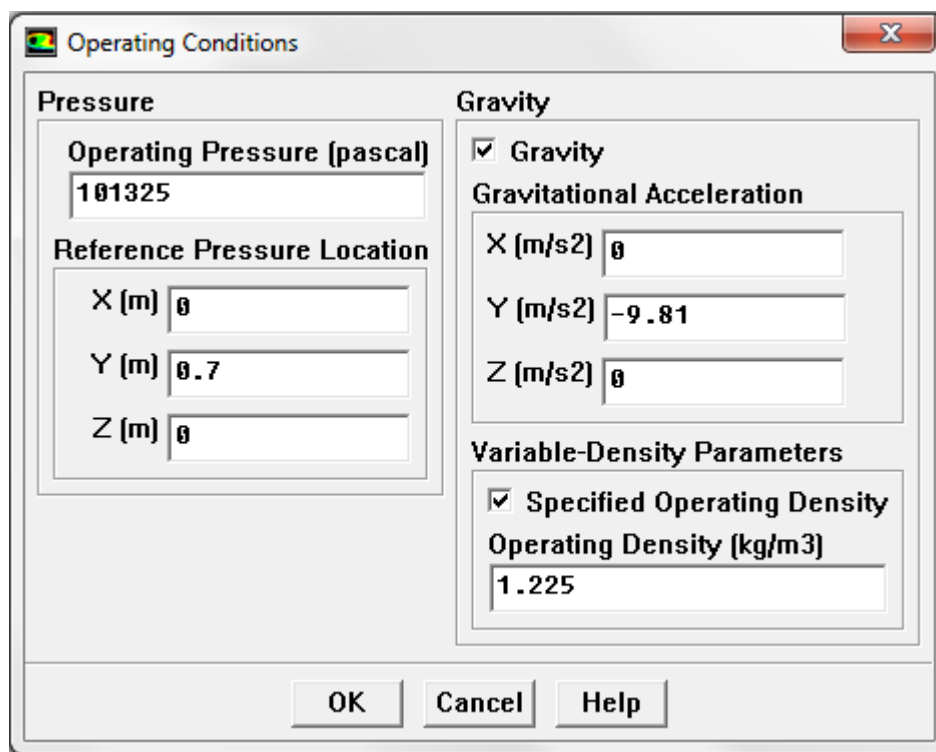


Figure (3.9) choix de la pression de référence

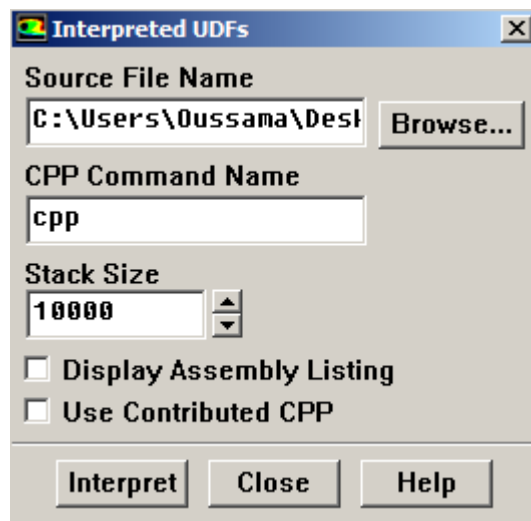
7. Importation de l'UDF : **define**→**user-define**→**functions**→**interpreted**

Figure (3.10) : interprétation UDF sous Fluent

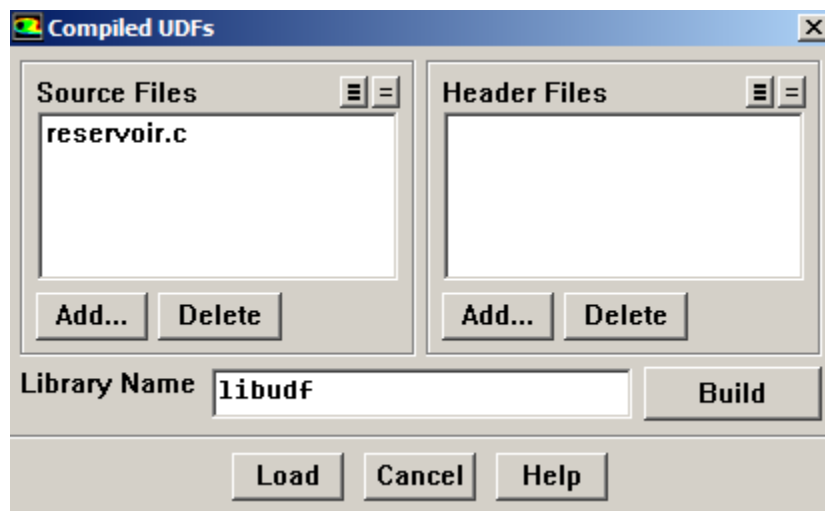
8. Importation de l'UDF : **define**→**user-**→**functions**→**compiled**

Figure (3.11) : Compilation UDF sous fluent

9. Définir les conditions aux limites : **define** → **boundary conditions**.

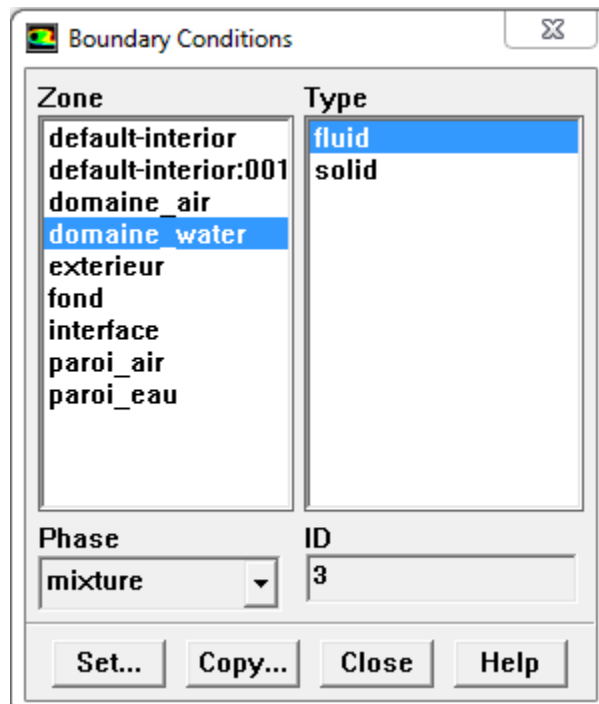


Figure (3.12) : condition aux limites

10. Définition des zones mobiles **define** → **Dynamic mesh** → **Zone**

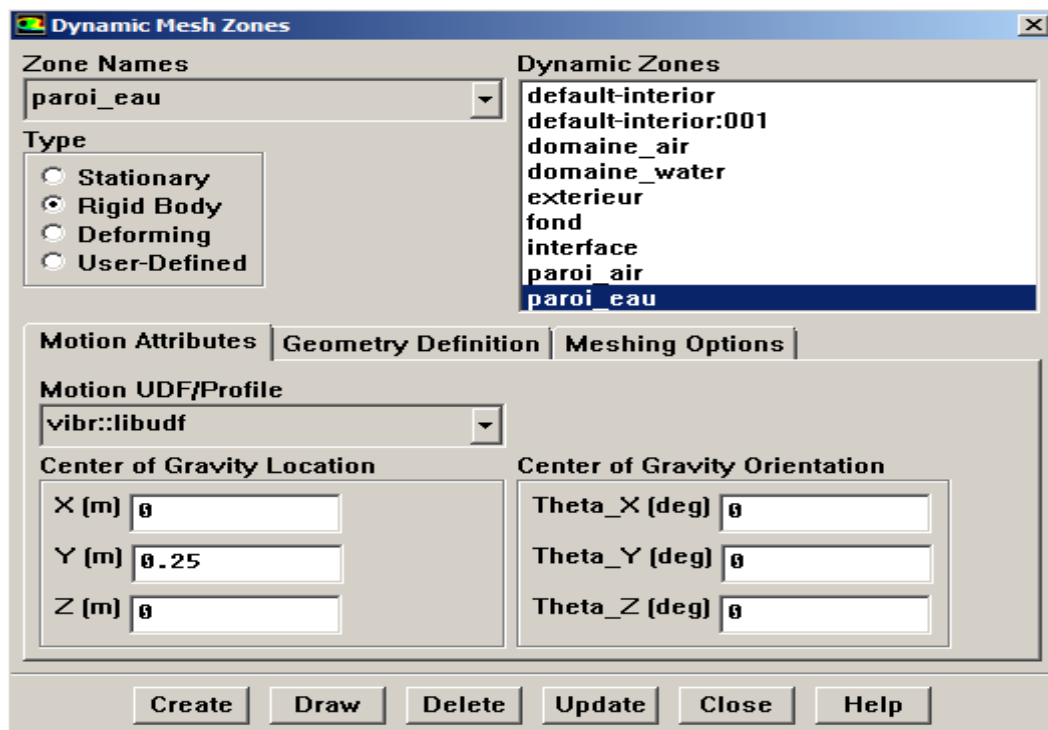
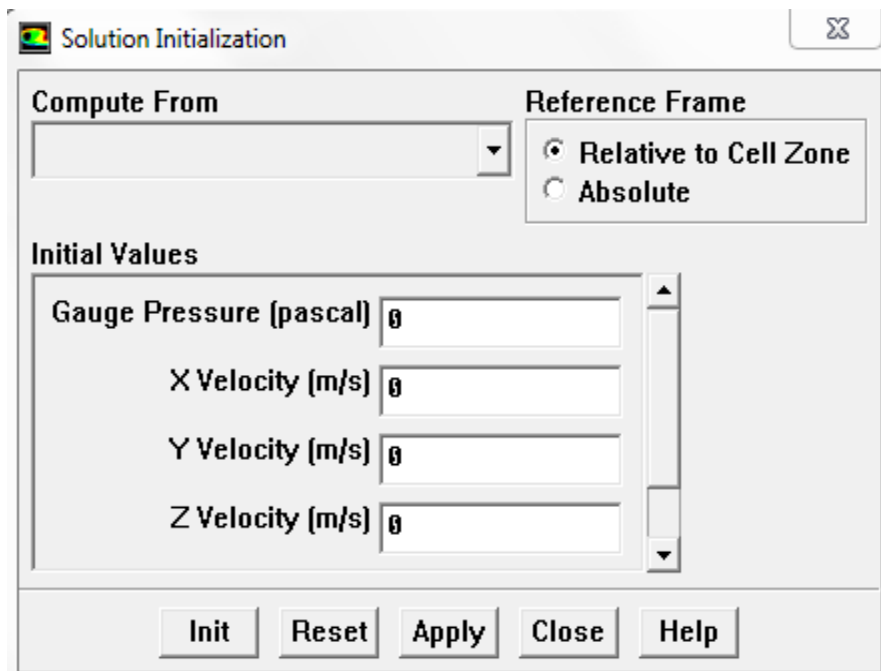
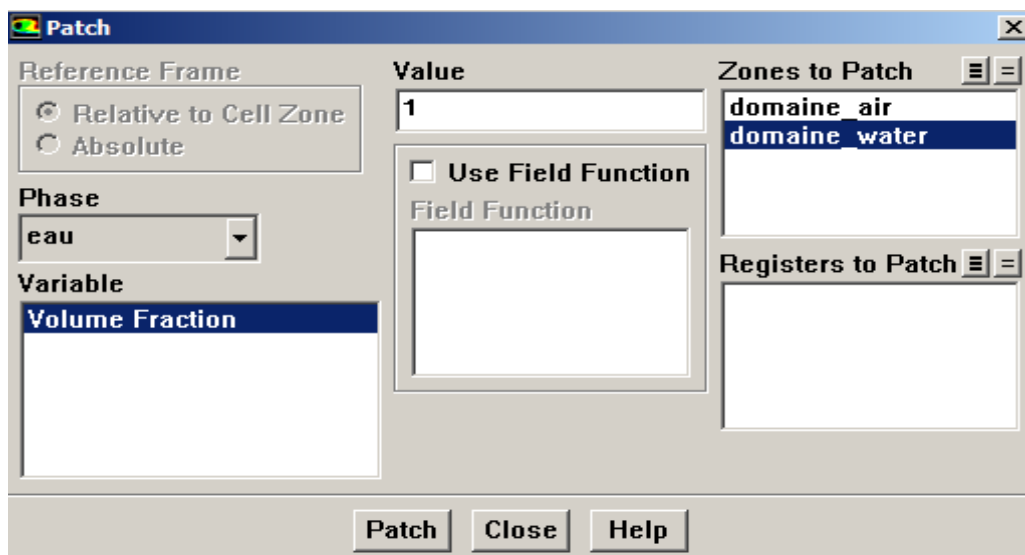


Figure (3.13) Zone dynamique mesh

10 Initialiser la solution : Solve→initialize**Figure (3.14) : Initialiser****11 Patch : Solve→initialize→Patch****Figure (3.15) : Patch**

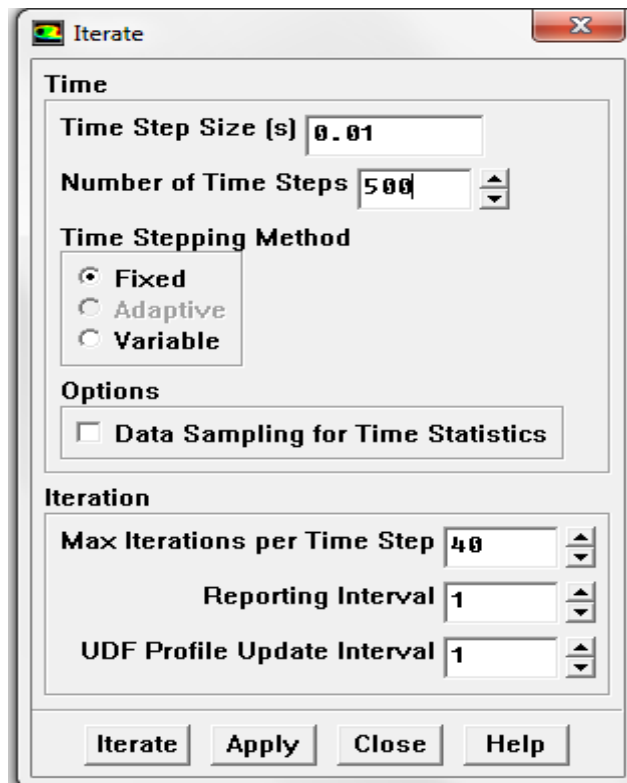
11. lancement des itérations solve→iterate

Figure (3.16) : itérations sous fluent

3.4. Conclusion:

Ce chapitre est consacré à effectuer une simulation à l'aide de fluent en choisissant la méthode de VOF qui permet de visionner les problèmes à surface libre. Les résultats et la discussion sont montrés dans le chapitre suivant.

Chapitre 4

Résultats

et

discussions

4. 1. Introduction

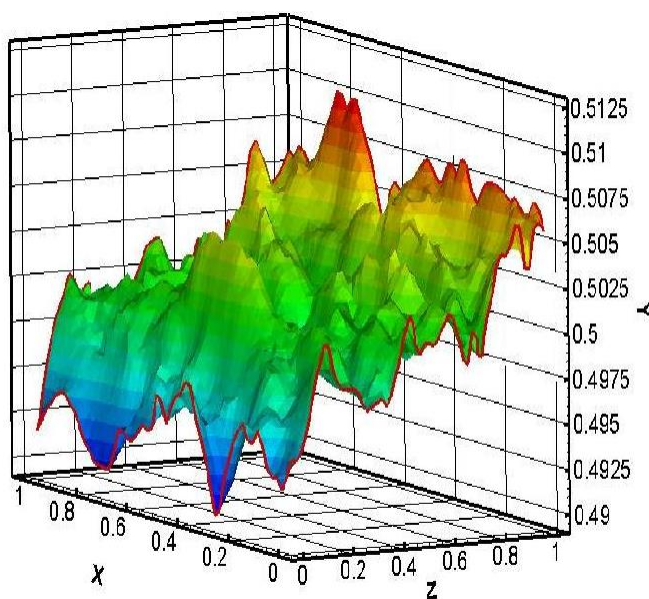
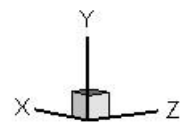
On a expliqué dans le chapitre précédant les méthodes qu'on a utilisées pour présenter les courbes de la surface libre numériquement, Ce chapitre est dédié pour la présentation des résultats obtenus.

4.2. Effet de l'excitation sur le ballotement

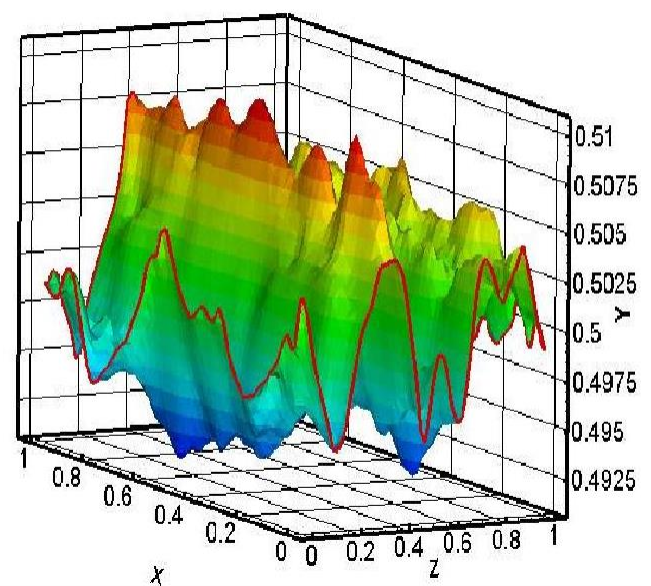
Nous avons étudié le développement d'un ballotement dans deux réservoirs de géométries différentes (rectangulaire et cylindrique) contenant un fluide, dans un intervalle de temps qui est de 0s à 5s. Les deux réservoirs ont été soumis à une excitation horizontale selon l'axe z pendant l'intervalle de 0s à 2s. Ensuite, dans l'intervalle de 2s à 5s les réservoirs ont été laissés vibrer librement.

4.2.1 Réservoir rectangulaire

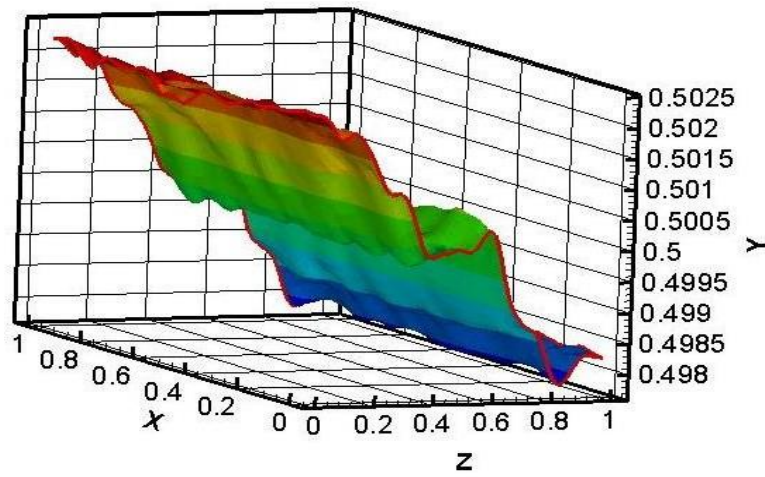
➤ $t = 1.4s$



$Fr = 0.208 \text{ Hz}$



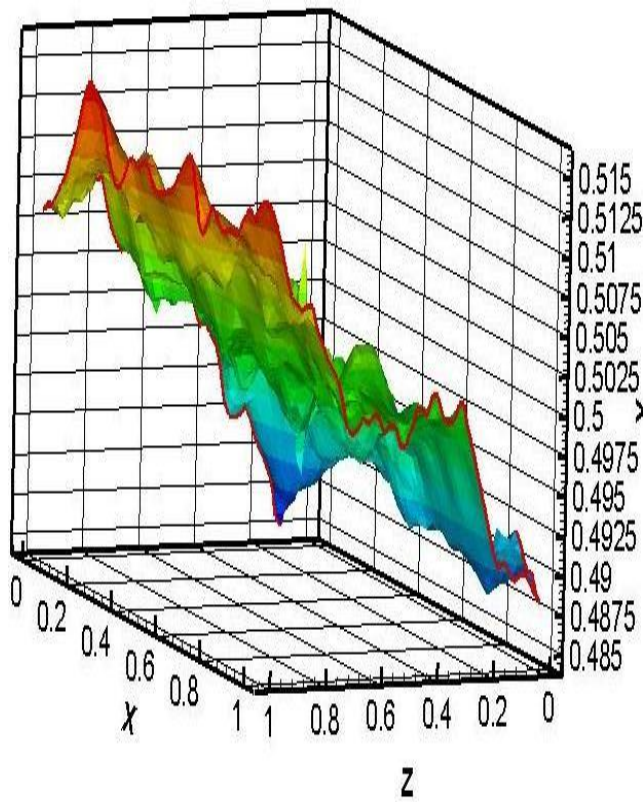
$Fr = 0.65 \text{ Hz}$



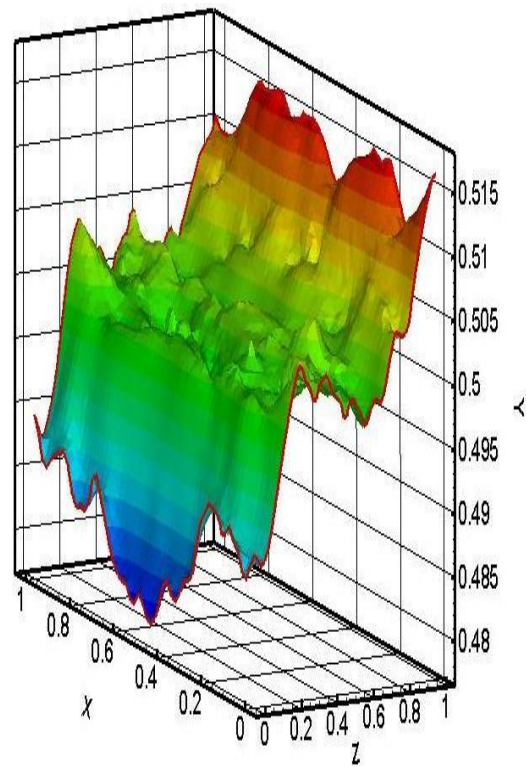
Fr = 1.53 Hz

Figure (4.1) : l'effet de l'excitation sur le ballonnement pour des fréquences $fr=0.208\text{Hz}$, 0.65Hz , 1.53Hz à $t=1.4\text{s}$.

➤ **t= 3.3s**



Fr =0.208Hz



Fr = 0.65H

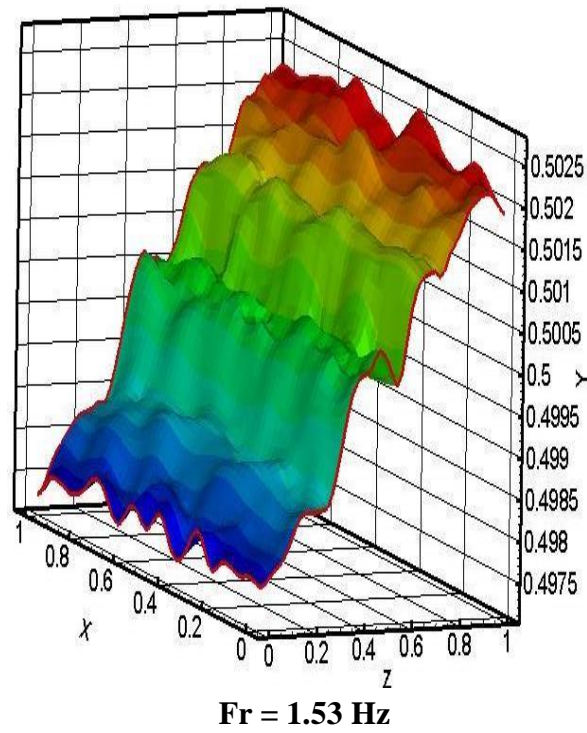
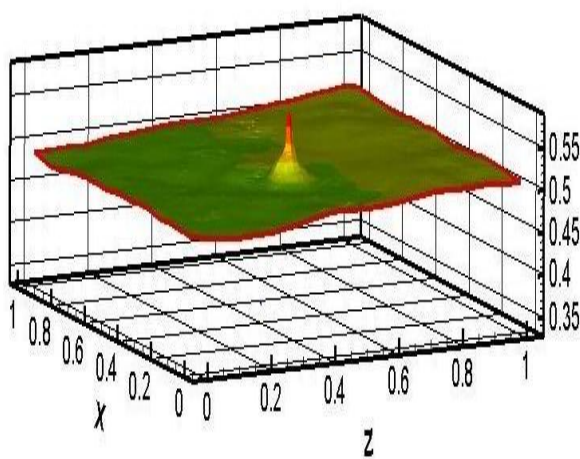
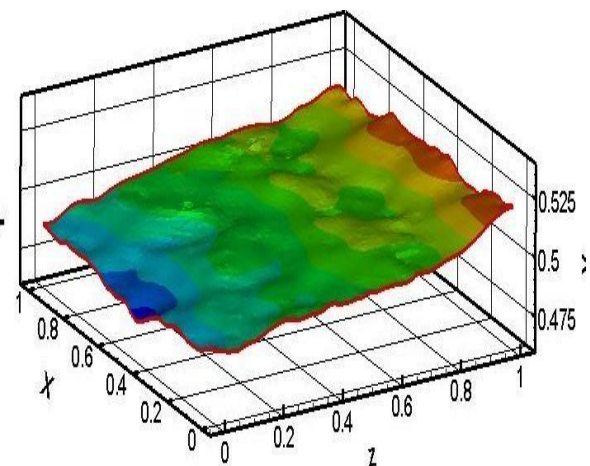


Figure (4.2) : l'effet de l'excitation sur le ballottage pour des fréquences $Fr=0.208\text{Hz}$, 0.65Hz , 1.53Hz à $t=3.3\text{s}$.

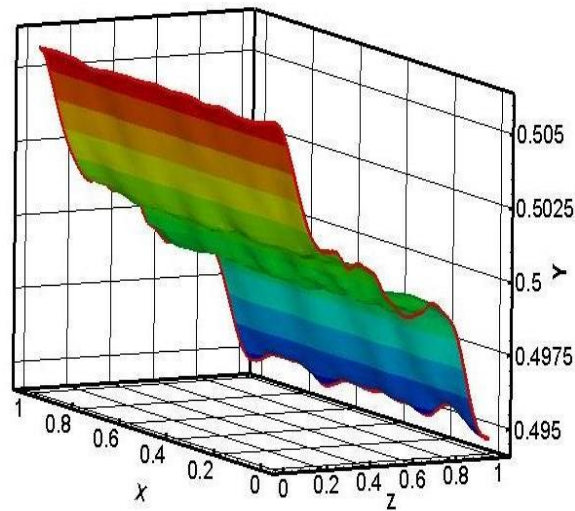
➤ **t = 4.7s**



Fr = 0.208Hz



Fr = 0.65Hz



Fr = 1.53 Hz

Figure (4.3) : l'effet de l'excitation sur le ballotement pour des fréquences $f_r=0.208\text{Hz}$, 0.65Hz , 1.53Hz à $t=4.7\text{s}$.

4.2.1.1 Commentaires

- En fixant le temps à $t=1.4\text{s}$ et pour différentes fréquences respectives ($f_r=0.208\text{Hz}$, $f_r=0.65\text{Hz}$ et $f_r=1.53\text{Hz}$), et en regardant les résultats obtenus (figure 4.1) nous constatons qu'avec l'augmentation de fréquences, la déformation de la surface libre diminue. Nous remarquons aussi que dans les fréquences $f_r=0.208\text{Hz}$ et $f_r=0.65\text{Hz}$ le ballotement est non linéaire avec existence des modes, par contre dans la fréquence $f_r=1.53\text{Hz}$ le ballotement cette fois-ci est linéaire.
- En fixe maintenant le temps à $t=3.3\text{s}$ et pour les même fréquences précédentes, et en observant les résultats obtenus (figure 4.2), nous remarquons une ressemblance avec les résultats obtenus précédemment et cela malgré la cessation de l'excitation.
- En fixant le temps à $t=4.7\text{s}$ et toujours pour les même fréquences que les deux points précédents, et en observant les résultats (figure 4.3), nous remarquons que la diminution des fréquences est rencontrée par la stabilité graduelle de la surface libre.

4.2.2 Réservoir cylindrique

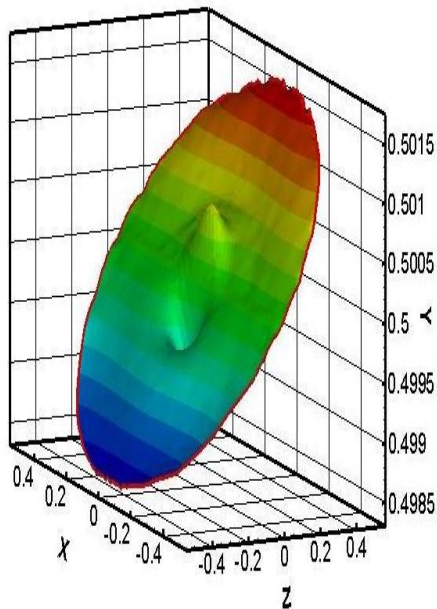
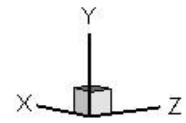
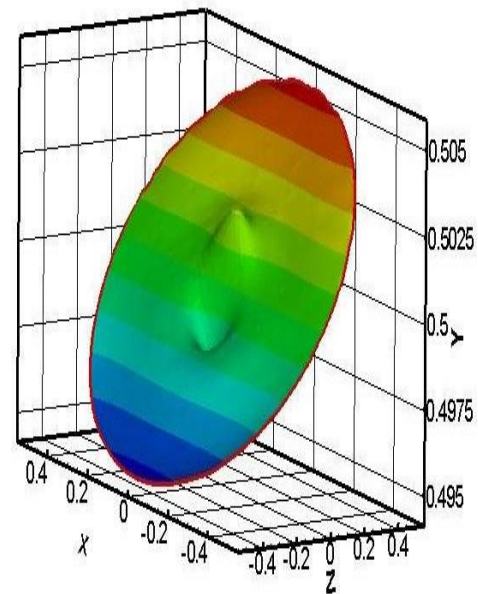
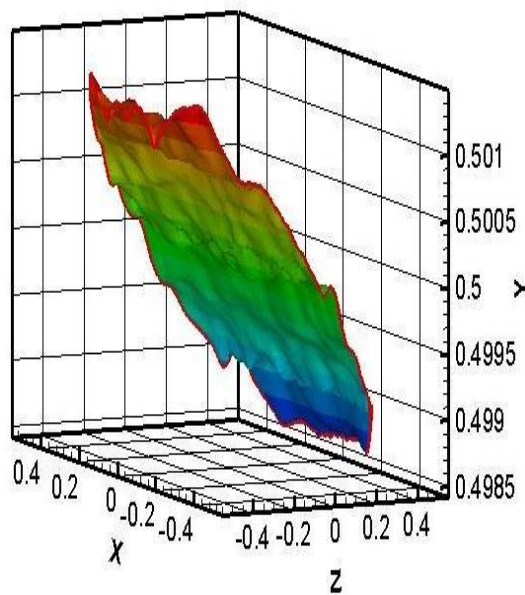
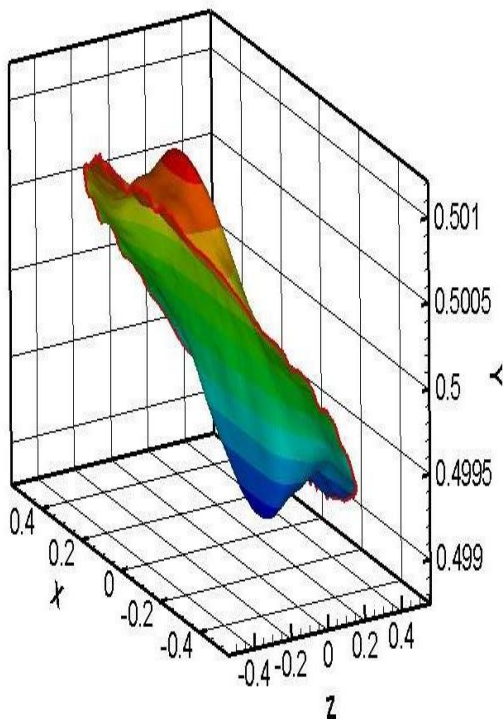
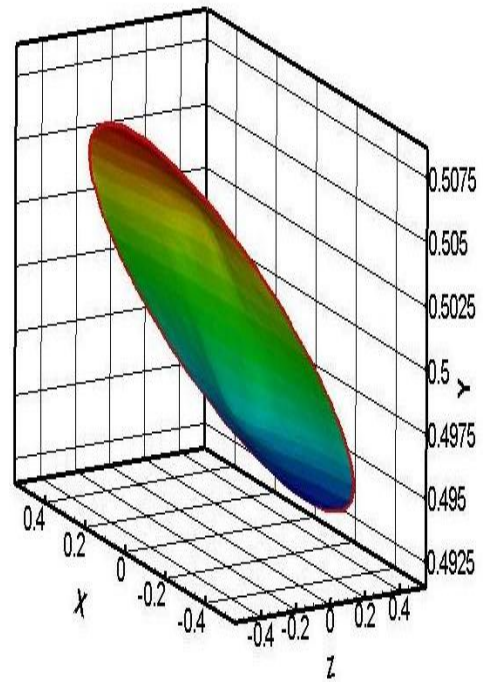
➤ $t = 1.8s$ **Fr = 0.52 Hz****Fr = 1.6 Hz****Fr = 2.27 Hz**

Figure (4.4) : l'effet de l'excitation sur le ballottement pour des fréquences $fr=0.52 \text{ Hz}$, 1.6 Hz , 2.27 Hz à $t=1.8 \text{ s}$

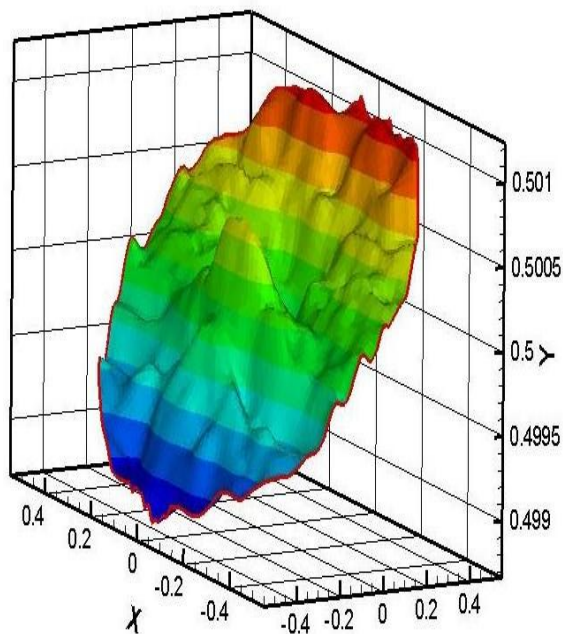
➤ $t = 3.5s$



Fr = 0.52Hz



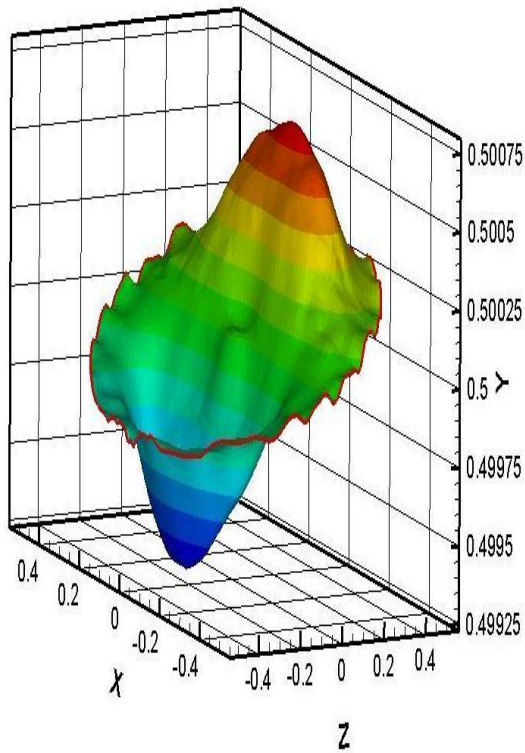
Fr = 1.6Hz



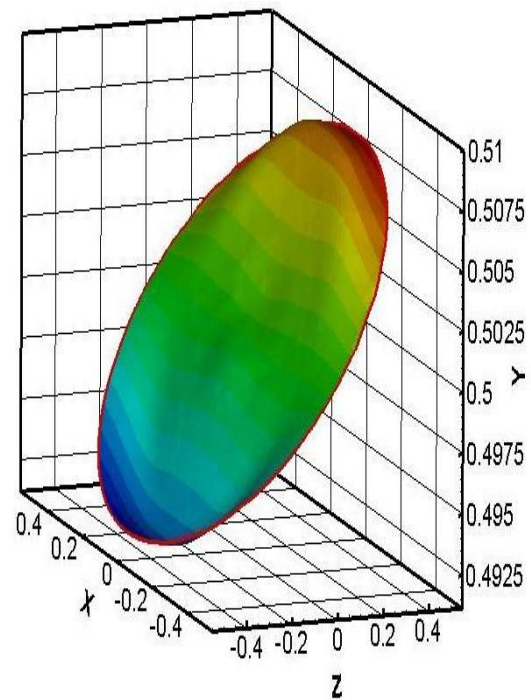
Fr = 2.27 Hz

Figure (4.5) : l'effet de l'excitation sur le ballotement pour des fréquences $fr=0.52$ Hz, 1.6 Hz, 2.27 Hz à $t=3.5$ s

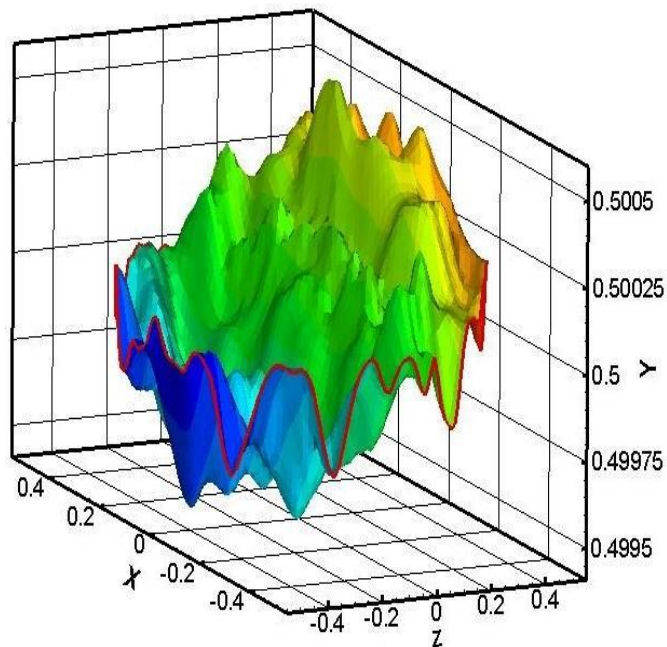
➤ $t = 5 \text{ s}$



Fr = 0.52Hz



Fr = 1.6Hz



Fr = 2.27 Hz

Figure (4.6) : l'effet de l'excitation sur le ballonnement pour des fréquences $fr=0.52$ Hz, 1.6 Hz, 2.27 Hz à $t=5 \text{ s}$

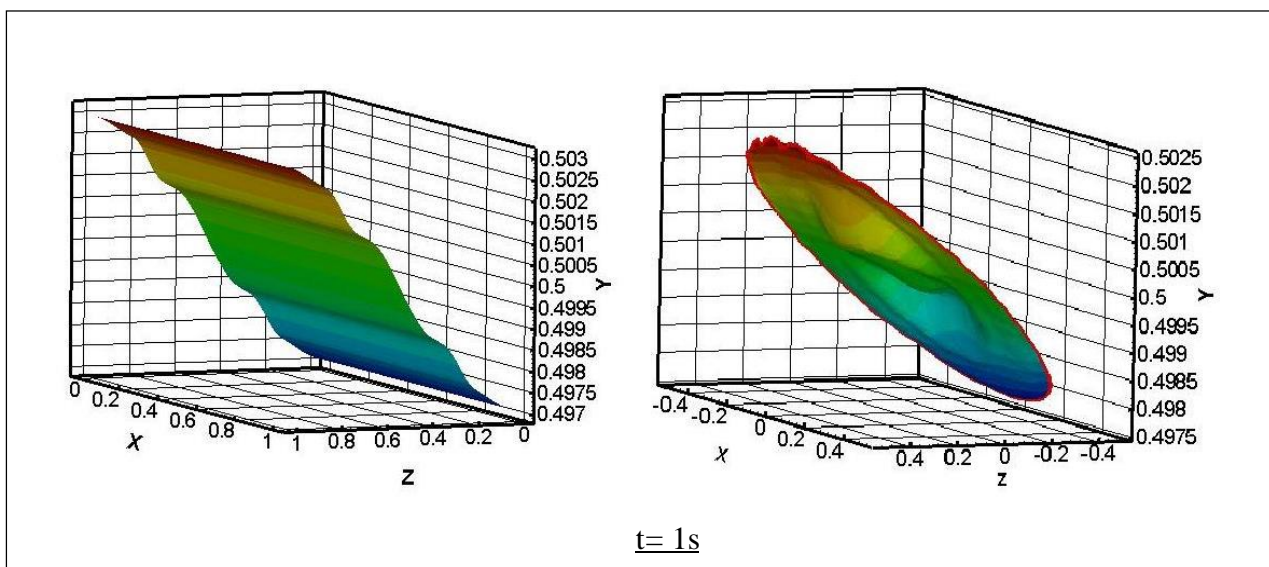
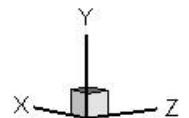
4.2.2.1 Commentaires

- En fixant le temps à $t=1.8s$ et pour différentes fréquences respectives ($f_r=0.52Hz$, $f_r=1.6Hz$ et $f_r=2.27Hz$) et en regardant les résultats obtenus (figure 4.4) nous remarquons un ballotement linéaire et antisymétrique dans les fréquences $f_r=0.52Hz$ et $f_r=1.6Hz$ et un ballotement non-linéaire avec présence des modes dans la fréquence $f_r=2.27Hz$.
- En fixant le temps à $t=3.5s$ et pour les mêmes fréquences précédentes et en regardant les résultats obtenus (figure 4.5) nous remarquons que ces dernières sont similaires avec celles du point précédents avec une légère augmentation de la hauteur de la déformation de la surface libre dans la fréquence $f_r=1.6Hz$ et cela malgré l'absence de l'excitation.
- En fixant le temps à $t=5s$ et pour les mêmes fréquences et en regardant les résultats obtenus (figure 4.5), nous remarquons toujours l'existence du ballotement avec une diminution légère de la hauteur dans la fréquence $f_r=0.52Hz$, et une augmentation légère de la hauteur dans la fréquence $f_r=1.6Hz$, et une augmentation de nombre des modes avec diminution légère de la hauteur de la déformation dans la fréquence $f_r=2.27Hz$.

4.3. Effet de la forme du réservoir sur le ballotement

Réservoir rectangulaire

réservoir cylindrique



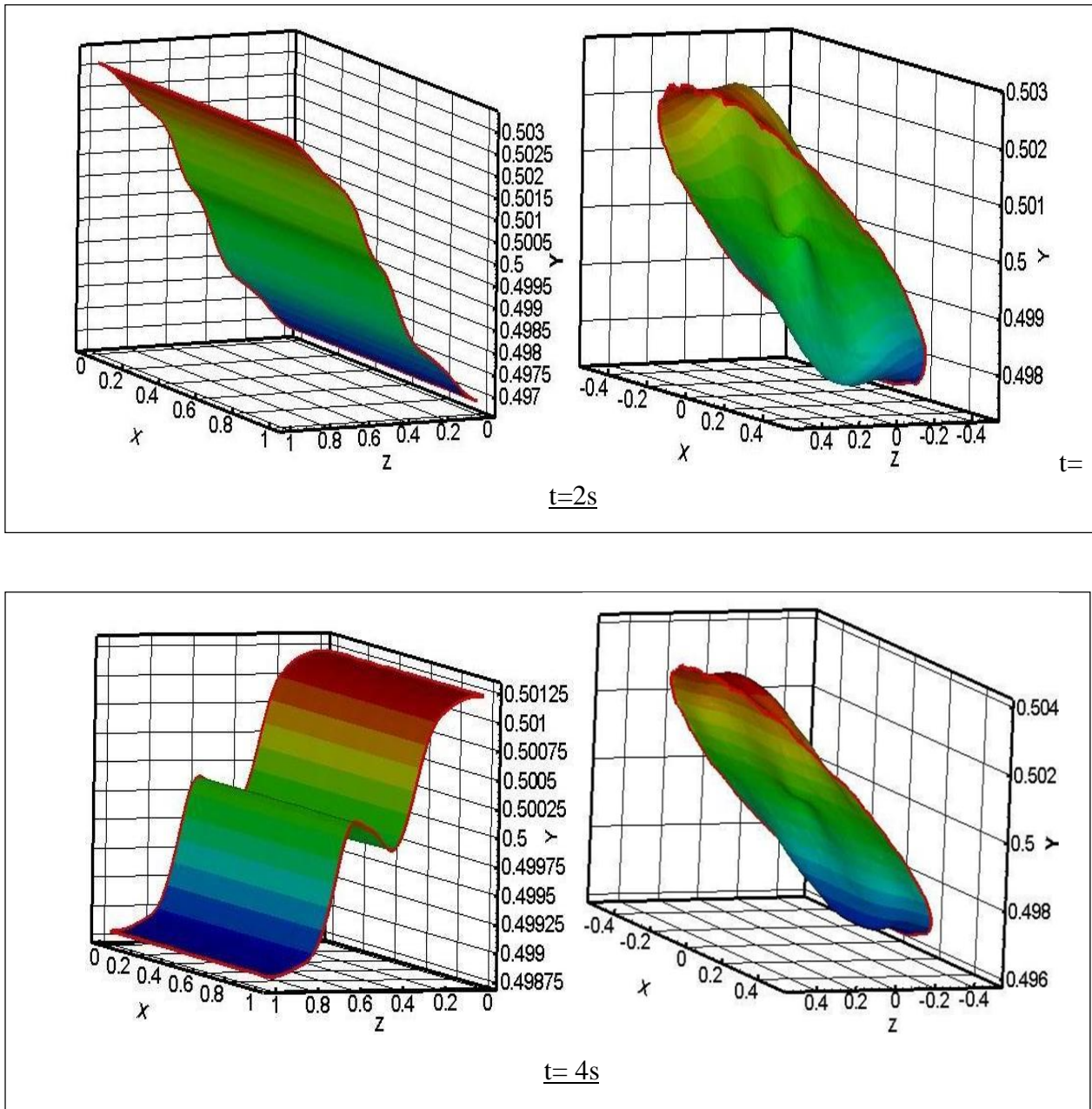
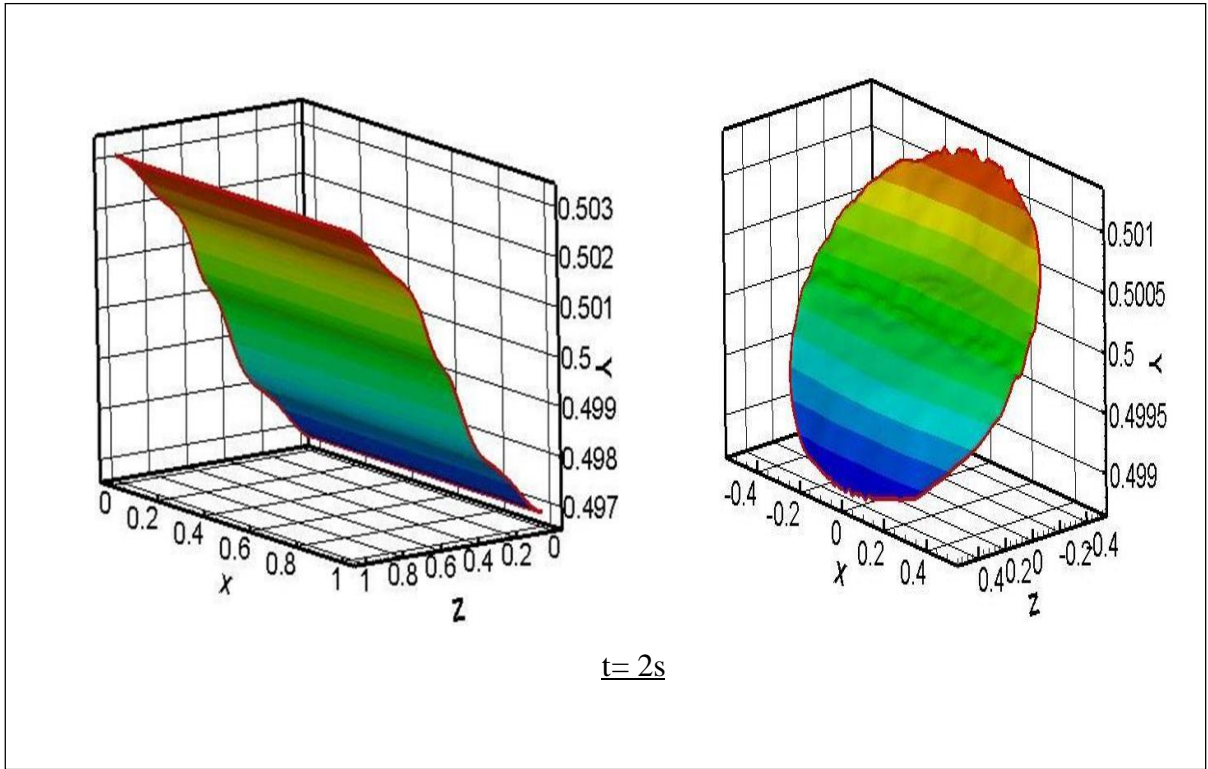
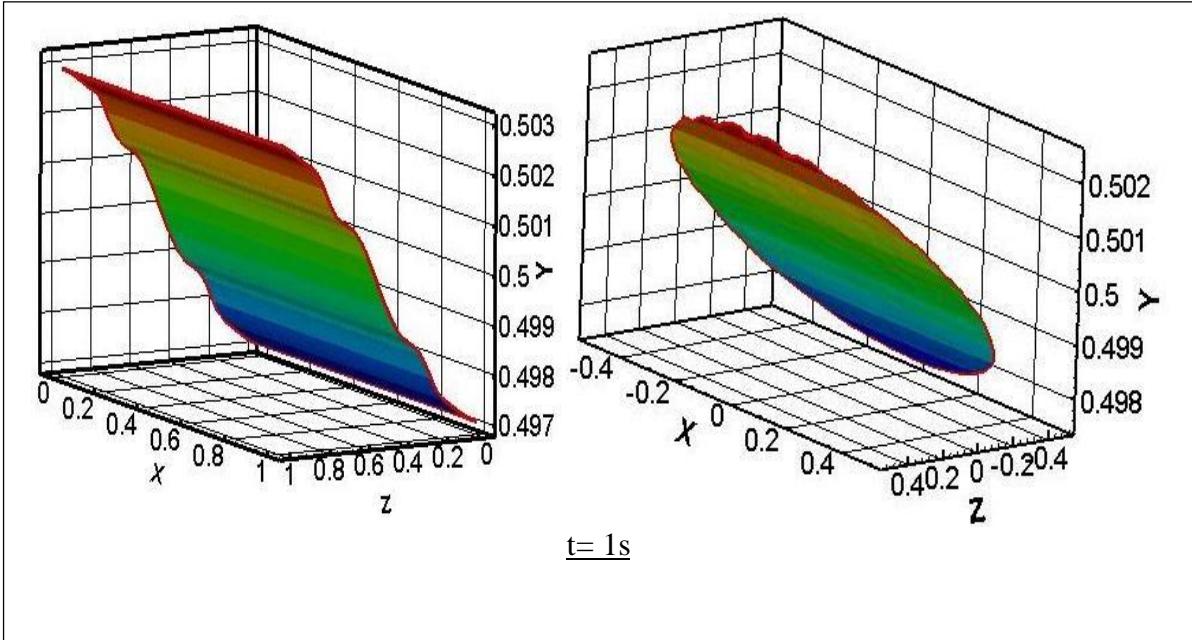


Figure (4.7) : l'effet de la forme du réservoir sur le ballottage a une fréquence $f_r=1\text{Hz}$, et les temps $t=1s$, $t=2s$ et $t=4s$.



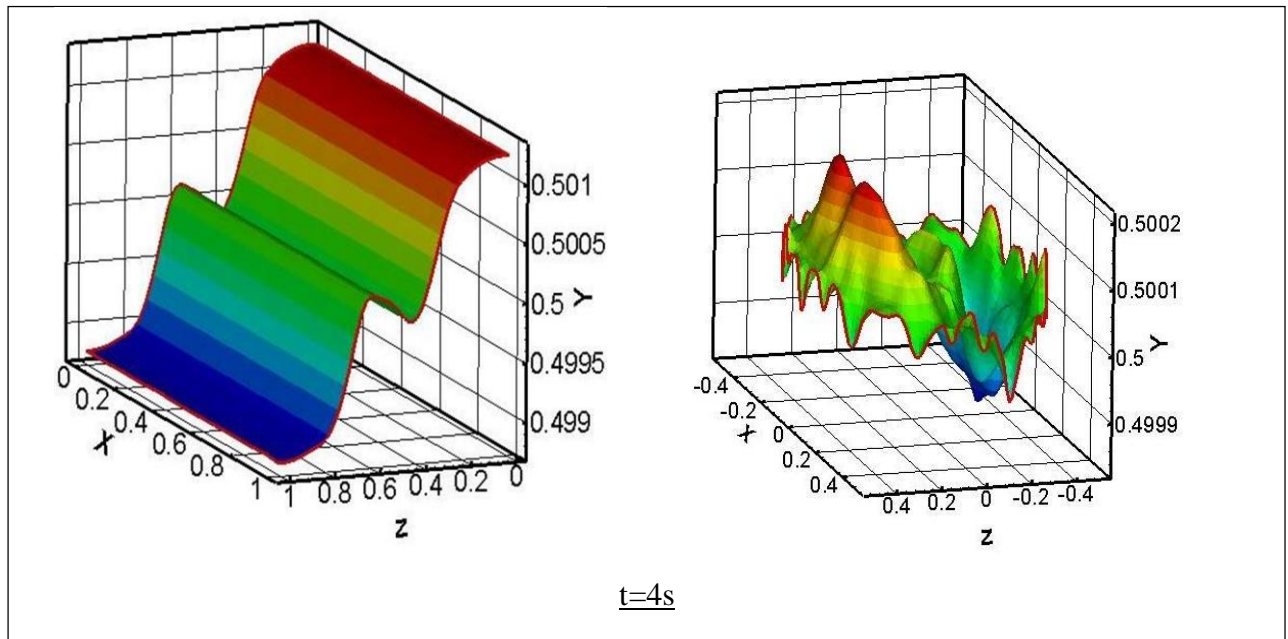


Figure (4.8) : l'effet de la forme du réservoir sur le ballonnement a une fréquence $f_r=2\text{Hz}$, et les temps $t=1\text{s}$, $t=2\text{s}$ et $t=4\text{s}$.

4.3.1 Commentaires

Une comparaison a été faite pour le fluide (dans notre étude c'est l'eau) dans deux géométrie différentes (rectangulaire et cylindrique) en fixant la fréquence à des temps différentes 1s, 2s et 4s

- Pour la fréquence $f_r= 1\text{Hz}$ dans les deux réservoirs (rectangulaire et cylindrique), le ballonnement est linéaire.
- Pour la fréquence $f_r = 2 \text{ Hz}$ le ballonnement est linéaire dans le cas de réservoir rectangulaire, et dans le cas de réservoir cylindrique le ballonnement est non linéaire avec des modes.

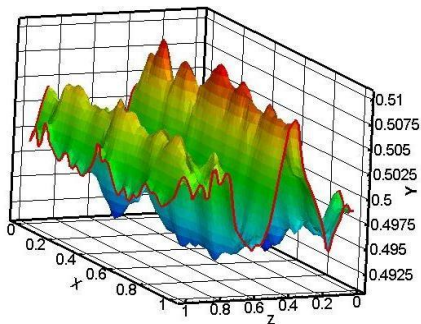
Il a été observé que la forme du réservoir à un impacte très important sur le phénomène du ballonnement, et les modes de ballonnement sont affectée par la géométrie du réservoir, et que le ballonnement dans le cas du réservoir cylindrique est le plus favorisé .

4.4 Comparaison entre les fréquences propre et les fréquences excitatrices

4.4.1 Réservoir rectangulaire

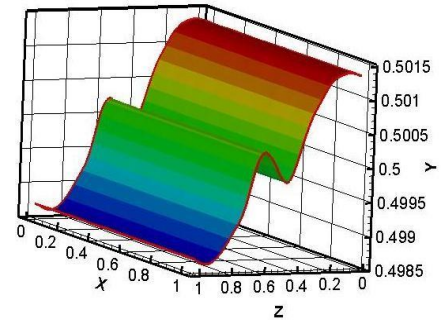
fréquence propre

Fr=0.65 Hz

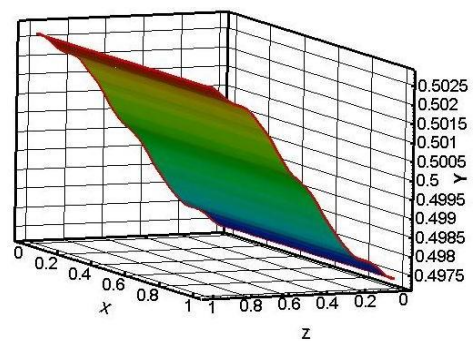
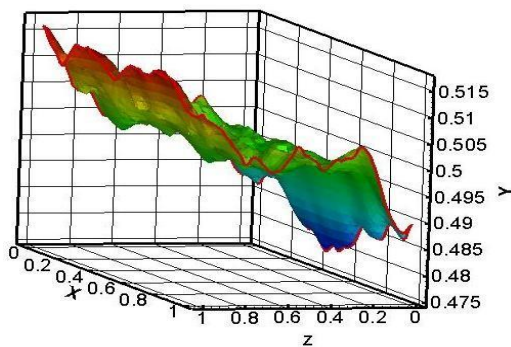


fréquence excitatrice

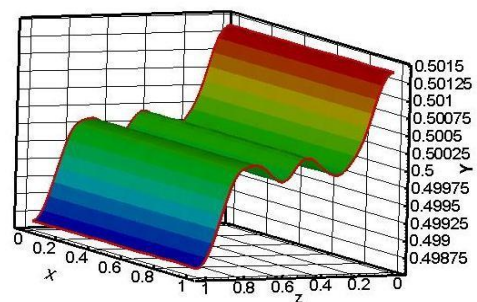
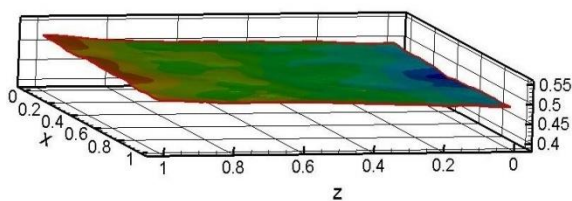
Fr= 1Hz



t=1.4s



t= 3.3s



t= 4.7s

Figure (4.9) : la déformation des fréquences propre et les fréquences excitatrice dans réservoir rectangulaire

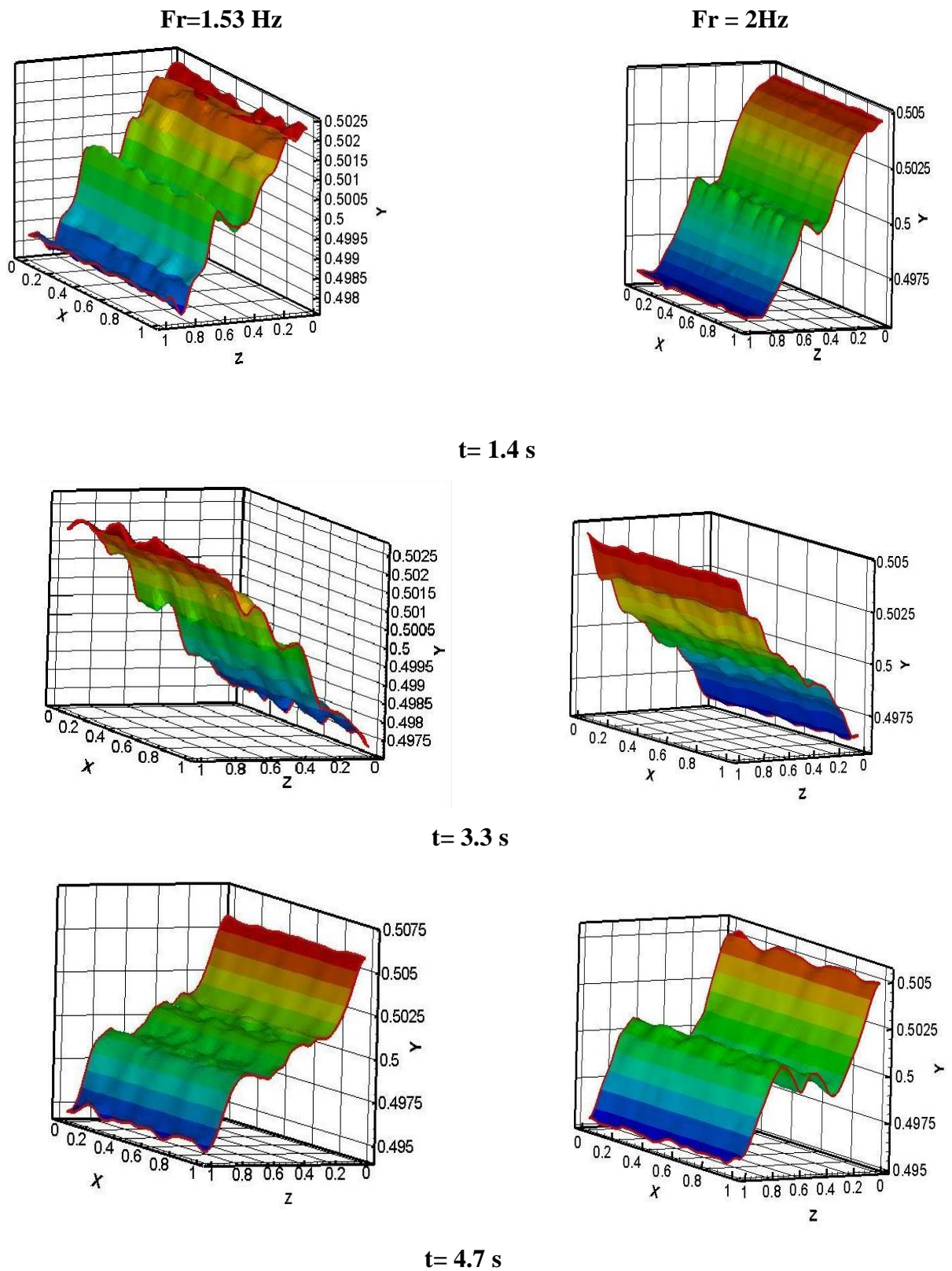


Figure (4.10) : la déformation des fréquences propre et les fréquences excitatrice dans réservoir rectangulaire

4.4.1.1 Commentaire

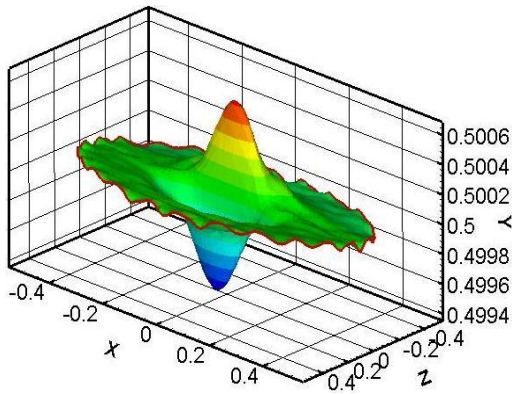
Une comparaison entre les fréquences propres et les fréquences excitatrices dans un réservoir rectangulaire.

- On remarque que dans les fréquences $F_r = 0.65$ Hz et $F_r = 1.53$ Hz (fréquence propre) le ballonnement est non linéaire avec plusieurs modes.
- On observe que dans les fréquences $F_r = 1$ Hz et $F_r = 2$ Hz (fréquences excitatrice) le ballonnement est linéaire.

4.4.2 Réservoir cylindrique

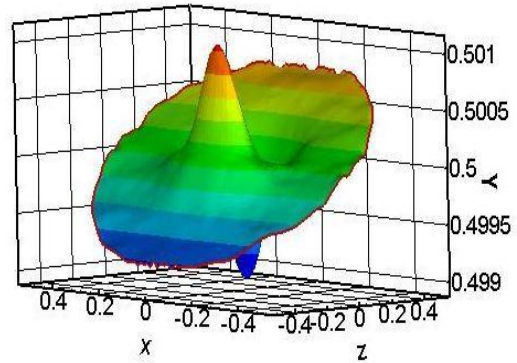
fréquence propre

Fr=0.52Hz

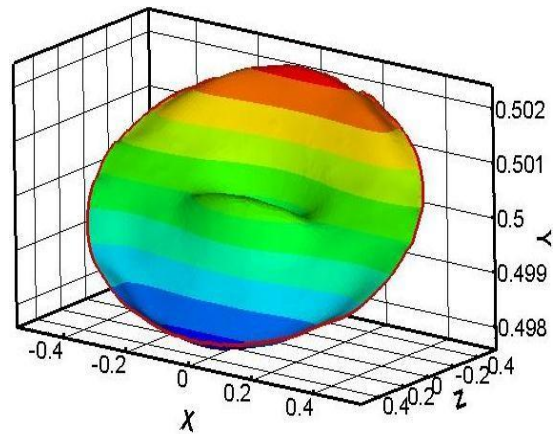
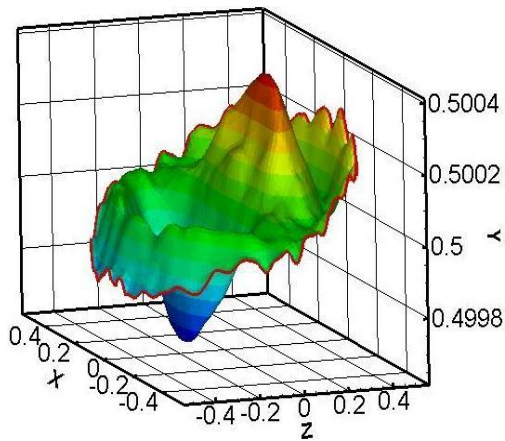


fréquence excitatrice

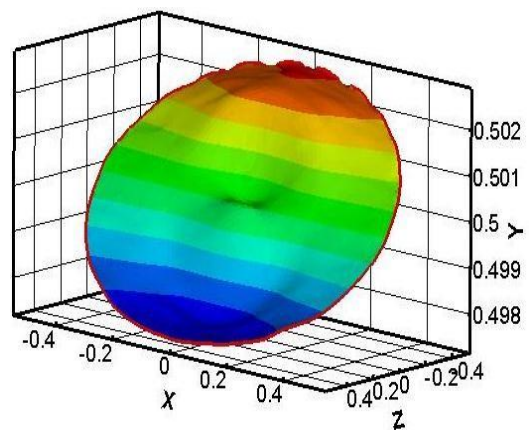
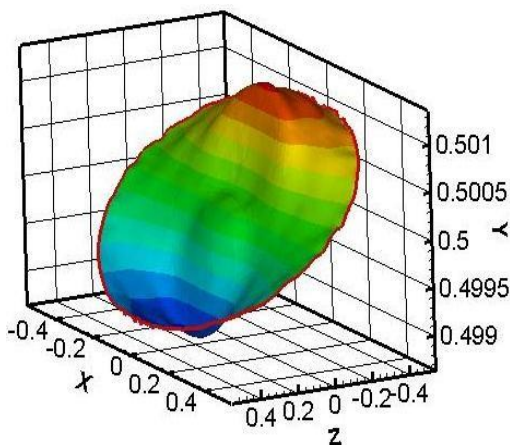
Fr=1Hz



t=1.6s



t=3.3s



t=4.7s

Figure (4.11) : la déformation des fréquences propre et les fréquences excitatrice dans réservoir cylindrique

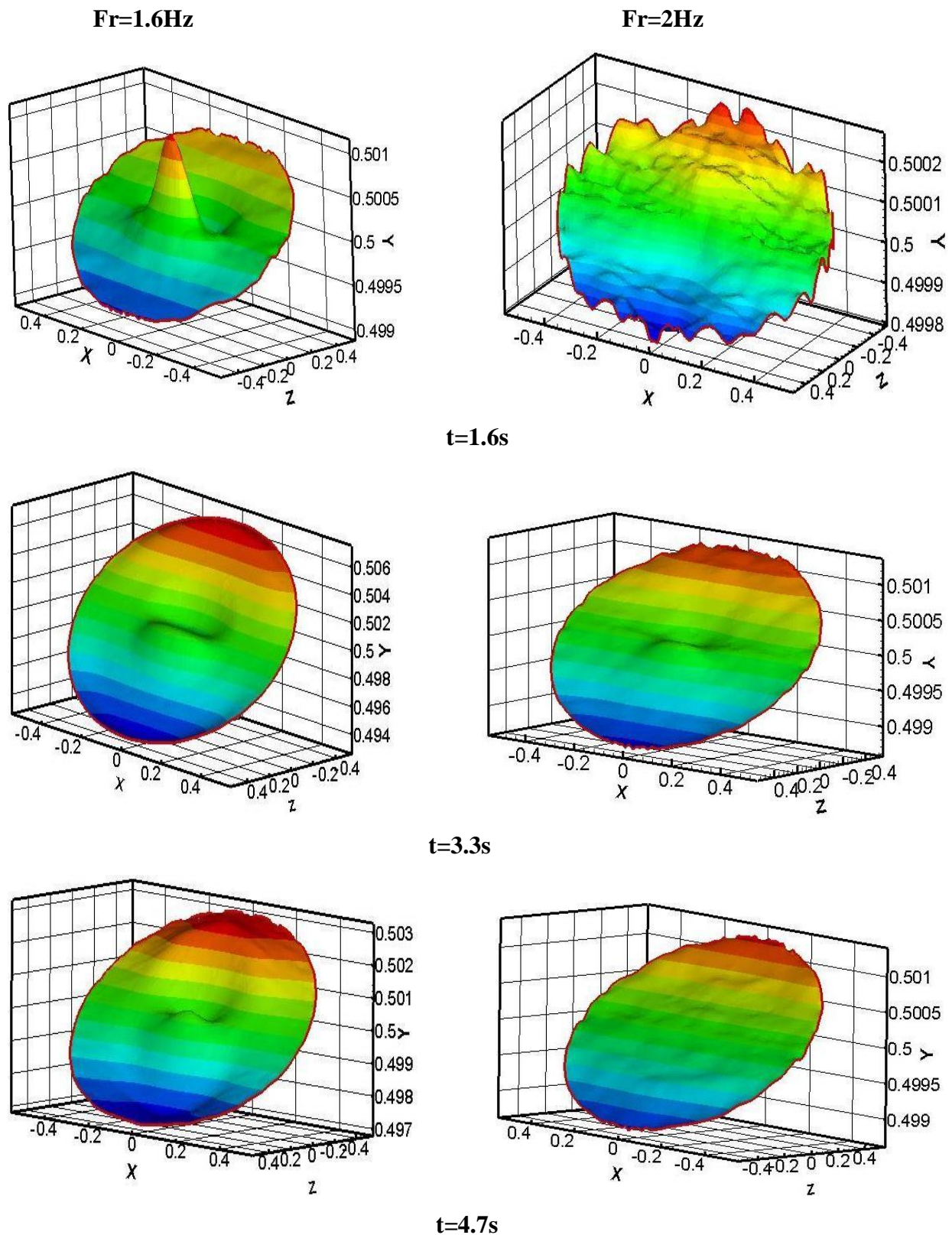


Figure (4.12) : la déformation des fréquences propre et les fréquences excitatrice dans réservoir cylindrique

4.4.2.1 Commentaire

Une comparaison entre les fréquences propres et les fréquences excitatrices dans un réservoir cylindrique.

- On remarque que dans les fréquences $Fr = 0.52$ Hz (fréquence propre) le ballonnement est non linéaire avec des modes jusqu'à $t = 3.3$ s après le ballonnement est démunie. et dans la fréquence $Fr = 1.6$ Hz le ballonnement est linéaire et antisymétrique.
- On observe que dans les fréquences $Fr = 1$ Hz (fréquences excitatrice) le ballonnement est linéaire et antisymétrique. Et dans la fréquence $Fr = 2$ Hz le ballonnement est non linéaire avec des modes.

4.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les résultats obtenus lors d'une étude du ballonnement dans deux réservoirs de géométries différentes (rectangulaire et cylindrique). Nous avons remarqué

- La déformation de la surface libre se continue malgré l'absence de l'excitation.
- La déformation de la surface libre dans les deux géométries est déférant.
- La fréquence propre crée un ballonnement non linière. Et les fréquences excitatrice crée un ballonnement linière.

Conclusion Générale

Conclusion générale

Dans ce présent travail nous avons étudié numériquement le phénomène de ballotement d'un fluide parfait dans des réservoirs rectangulaire et cylindrique. Des résultats ont été obtenus et discutés et des conclusions ont été tirées.

Une modélisation mathématique du problème physique a été établie en interprétant le phénomène de ballotement dans les surfaces libres. La hauteur de fluide a été fixée pour les deux géométries rectangulaire et cylindrique pour différentes fréquences d'excitations, La simulation numérique s'est déroulée sous le logiciel Fluent, en utilisant la méthode VOF.

On peut tirer les conclusions suivantes :

- A chaque augmentation des fréquences, le ballotement il diminue dans le cas de réservoir rectangulaire.
- On a notamment remarqué des comportements différents du ballotement entre les deux géométries, Le ballotement change selon la géométrie du réservoir.
- La déformation de la surface libre continue même après l'interruption de l'excitation.
- Les fréquences d'excitation proches des fréquences propres produisent un ballotement non linéaire et les fréquences excitatrices loin des fréquences propres génèrent un ballotement linéaire.

Le modèle numérique développé dans le cadre de la présente étude ouvre la voie à d'autres études du phénomène de ballotement dans des géométries plus complexes, ainsi pour différents fluides.

Références Bibliographiques

Références Bibliographiques

- [1] A. Kumar et K. P. Sinhamahapatra,(2014) , Dynamics of Partially Filled Rectangular Rigid Tank with Surface Piercing Elements», *Int. J. Fluid Mech. Res.*, vol. 41, no 5, p. 379-408.
- [2] W. Wang, J. Li, et T.Wang,(2006) ,Damping computation of liquid sloshing with small amplitude in rigid container using FEM, p.93-94.
- [3] J.G. Telste(1985), Calculation of fluid motion resulting from large amplitude forced heavemotion of a two-dimensiomal cylinder in a free surface, in : Proceedings of the Fourth International Conference on numerical Ship Hydrodynamics, Washington, USA, pp.81–93
- [4] P. Ferrant, D. Le Touze(2001), Simulation of sloshing waves in a 3D tank based on a pseudo-spectral method, in : Proc. 16th International Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Hiroshima, Japan.
- [5] H. Bredmose, M. Brocchini, D.H. Peregrine, L. Thais(2003), Experimental investigation and numerical modelling of steep forced water waves, *J. Fluid Mech.* 490 :217–249
- [6] W.Chen, et al, (1996), Large amplitude liquid sloshing in seismically excited tanks, *Earthquake Engineering and Structural Dynamics*, 25,pp.653-669.
- [7] M.S. Turnbull, A.G.L. Borthwick, R. Eatock Taylor (2003), Numerical wave tank based on a transformed finite element inviscid flow solver, *Int. J. Numer. Meth. Fluids* 42 :641– 663
- [8] X. J. Chai, J, M, Genevaux, J. P. Brancher (2002), Hydroelastic Coupled Vibrations in a Cylindrical Container with a Membrane Tension Bottom, Containing Liquid with Surface Tension, *J. Sond. Vib.* 251(4) :717-740.
- [9] C.W. Hirt, B.D. Nichols (1981), Volume of fluid (vof) method for the dynamics of free boundaries, *J. Computat. Phys.* 39 :201–225
- [10] G.X. Wu, Q.A. Ma, R. Eatock Taylor(1998), Numerical simulation of sloshing waves in a 3D tank based on a finite element method ,*Appl. Ocean Res.* 20:337–355
- [11] N.N.Moiseev and V.V. Rumnyantsev (1968), Dynamic Stability of Bodies Containing Fluid, *Applied Physics and Eng./An. Int. Series*, 6, H.N. Abramson, ed., Springer-Verlag .

- [12] O.M. Faltinsen(1974),A nonlinear theory of sloshing in rectangular tanks, *J. ShipRes.*18 (4) :224–241.
- [13] H.Ockendon ,J.R.Ockendon , and A.D.Johnson (1986),Resonant sloshing in shallow water, *J. Fluid Mech.* 167,465–479.
- [14] V.Armenio and L.Rocca (1996), On the analysis of sloshing of water in rectangular containers numerical study and experimental validation, *Ocean Eng.* 23(8),705–739.
- [15]M.Utsumi (1989),The meniscus and sloshing of a liquid in an axi-symmetric container at low- gravity, in *Sloshing and Fluid Structure Vibration* (MaD.C., Tani J., Chen S. S., and LiuW.K., eds.), PVP- 157, 103–113, New York, ASME. (Also *JSME Intl. J. III* 33(3), 346–356,1990).
- [16] K.Kumar and L. S.Tuckerman (1994),Parametric instability of the interface between two fluids, *J. Fluid Mech.* 279,49–68.
- [17] H.Ockendon, J.R.Ockendon, and D.D.Waterhouse (1996),Multimode resonances in fluids, *J. Fluid Mech.* 315,317–344.
- [18] G. B.Whitham (1967),Variational methods and applications to water waves, *Proc. Royal Soc. A* 299(1456), 6–25.
- [19] J.W. Miles (1988), Parametrically excited, standing cross-waves, *J. Fluid Mech.* 186,119– 127.
- [20] Miles J.W. and Becker J. (1988), Parametrically excited, progressive cross-waves, *J. Fluid Mech.* 186,129–146.
- [21] S. D. Poisson (1831), Mémoire sur les Equations Générales de l'équilibre et du Mouvement des Corps Solides Elastiques et des Fluides, *j. de l'école polytechnique*, 13, Cahier 20 :1-174.
- [22] L. Rayleigh (1876), On Waves, *Phil. Mag.* Vol. 5, No. 1 :257-276.
- [23] H. F.Bauer, W. Eidel(2000), Free and forced Oscillations of a Frictionless Liquid in a Long Rectangular Tank with Structural Obstructions at the Free Liquid Surface, *Arch. appl. Mech.* 70 :550-560
- [24] H. F. Bauer, M. Chiba (2005), Asymmetric Oscillation of a Viscous Liquid Covered by an Elastic Structure, *J. Sond. Vib.* 281 :835–847.
- [25] K. Hara, H. Takahara (2008 a), Hamiltonian Formulation of Surface and Interface Sloshing in a Tank Containing Two Immiscible Fluids., *j. of System Design and Dynamics* Vol. 2, No. 1 : 299-310.
- [26] A. Amaoche, B. Meziani (2008), Oscillations of Two Superposed Fluids in an Open and

Flexible Container, C. R. Mecanique, 336 : 329–335.

- [27] J.B. Frandsen, A.G.L. Borthwick(2003),Simulation of sloshing motions in fixed and vertically excited containers using a 2-D inviscid transformed finite difference solver, J. Fluids Struct. 18 (2):197–214.

Résumé

Ce travail a consacré pour l'étude de phénomène du ballonnement d'un fluide parfait dans un réservoir rectangulaire et cylindrique partiellement rempli sous l'effet d'une excitation extérieure horizontale.

Cette étude se fait par la modélisation numérique sous fluent, pour les géométries en 3D, les mouvements de la surface libre sont suivis en utilisant la méthode VOF (Volume Of Fluid).

Mots clés : Ballonnement, Réservoir, Excitation, Fluent, Surface libre, VOF.

Abstract

This work represents the study of the sloshing phenomenon of a perfect fluid in a rectangular and cylindrical reservoir partially filled under the effect of a horizontal external excitation.

This study is done by numerical modeling under fluent, for geometries in 3D, the movements of the free surface are followed using the VOF (Volume Of Fluid) method.

Keywords: Sloshing, reservoir, Excitation, Fluent, Free surface, VOF.