



Université Mohamed Khider de Biskra  
Faculté Des Sciences Et De La Technologie  
Département de génie mécanique

# MÉMOIRE DE MASTER

**Domaine : Sciences et Techniques**

**Filière : Génie Mécanique**

**Spécialité : Energétique**

Réf. : Entrez la référence du document

---

Présenté et soutenu par :

**Salim BOUIDIAF**

Le : [Click here to enter a date.](#)

## **Ecoulement laminaire bidimensionnel dans une cavité entraînée**

---

### **Jury :**

Mr	A. Hakim BENMACHICHE	MCA	Université de Biskra	Président
Mr	Chawki MAHBOUB	MCB	Université de Biskra	Rapporteur
Mr	Miloud ZELLOUF	MA	Université de Biskra	Examineur

# *Remerciement*

Je remercie tout d'abord Dieu le tout puissant qui nous éclaire le bon chemin.

Je remercie vivement mon encadreur Mr C. Mahboub, qui a contribué à l'élaboration de ce modeste travail, avec ses conseils et ses critiques et sa disponibilité qui m'ont permis d'évoluer mes connaissances acquises et de les approfondir.

J'adresse aussi mes remerciements les plus sincères aux membres du jury, pour avoir accepté de juger et d'examiner mon travail.

Je remercie également tous mes enseignants pour leurs efforts, en particulier le Pr Ben Machich, Pr Belghar, Dr Chouchan, Dr Aliouli et Dr Boultif, pour leurs informations, leurs conseils et leurs encouragements.

**<<MERCI>>**

## *Dédicaces*

*Nous dédions ce modeste travail à nos chers parents Pour leur soutien, leur patience, leur sacrifice et leur amour, vous méritez tout éloge, vous qui avez fait de nous ce que nous sommes maintenant.*

*Merci spécial pour mes amis « Ayoub MACHIOURI, Abdelatif SAGHIRI, M. El-Amine GUERBAZI, Zakaria BOUZIANE ».*

*Merci Medjda SEHIL pour le courage que tu m'as donné cette année*

*SALIM BOUDIAF*

### ملخص

قمنا في هذا العمل بإنجاز دراسة عددية لجريان صفائحي غير قابل للانضغاط داخل تجويف مستطيل ثنائي الأبعاد مدفوع بغطاء التجويف الذي يتحرك بسرعة ثابتة بهدف تحديد سلوك هذا الجريان تحت تأثير نسبة الارتفاع إلى عرض التجويف وعدد رينولدز. تم تبسيط معادلات "Navier-Stokes" باستعمال صيغة الدوامية - دالة التيار، ثم حلها بطريقة الفرق المحدود وخوارزمية حساب تكراري عبر برنامج "Matlab". أظهرت النتائج أن  $\gamma$  (نسبة الارتفاع إلى العرض) يتحكم في الشكل العام للجريان و تشكل الدوامات، في حين أن  $Re_L$  يتحكم في حجم و شدة هاته الدوامات.

**الكلمات المفتاحية:** جريان صفائحي ثنائي البعد، تجويف مدفوع، صيغة الدوامية - دالة التيار، نسبة الارتفاع إلى العرض، محكات رقمية

---

## Résumé

Dans ce travail, nous avons réalisé une étude numérique de l'écoulement laminaire incompressible dans une cavité rectangulaire bidimensionnelle entraînée par le couvercle de cette cavité se déplaçant à vitesse constante afin de déterminer le comportement de cet écoulement sous l'effet du rapport de forme et du nombre de Reynolds. Les équations de Navier-Stokes ont été simplifiées en utilisant la formulation de vorticité-fonction de courant, puis résolues par la méthode des différences finies et un algorithme de calcul itératif via Matlab. Les résultats ont montré que le rapport de forme  $\gamma$  contrôle la structure générale de l'écoulement et la formation de tourbillons, tandis que  $Re_L$  contrôle la taille et l'intensité de ces tourbillons.

**Mots-clés :** écoulement laminaire bidimensionnel, cavité entraînée, fonction de courant, vorticité, rapport de forme, simulation numérique

# Sommaire

---

## Sommaire

Remerciements	I
Dédicaces	II
Résumé	III
Sommaire	IV
Liste des figures	VI
Nomenclature	VII
Introduction	1
Chapitre I : Généralités et Revue bibliographique	
I. Introduction	2
II. Classification des écoulements	2
II.1 Ecoulements permanents et non permanents	2
II.2 Écoulement compressible ou incompressible	2
III. Différent type de fluides	3
III.1 Fluide visqueux	3
III.2 Fluides parfaits	3
IV. Nombre de Reynolds	3
IV.1 Régime Laminaire $Re < 2000$	3
IV.2 Régime transitoire $2000 < Re < 3000$	4
IV.3 Régime turbulent $Re > 3000$	4
V. Equations de mouvement	4
V.1 Equation de continuité	4
V.2 Equation de conservation de la quantité de mouvement	4
V.3 Equation de Navier-Stokes	5
VI. Revue bibliographique	6
VII. Conclusion	10
Chapitre II : Simulation numérique	
I. Introduction	11
II. Description du problème et hypothèses	11
III. Formulations mathématiques	11
IV. Forme adimensionnelle	12
V. Le maillage	13

# Sommaire

---

VI.	Discrétisation avec la méthode de différence finis	14
VII.	Conditions aux limites	15
VIII.	Algorithme de résolution numérique	16
IX.	Conclusion	17
Chapitre IV : Résultats et Discussion		
I.	Introduction	18
II.	Validation du code développé sous Matlab	18
III.	Effet du nombre de Reynold et du rapport de forme	20
IV.	Conclusion	23
Conclusion générale		24
Références bibliographiques		25

## List de figure

---

### List de figure

<b>Figure</b>	<b>Intitulé</b>	<b>Page</b>
<b>II.1</b>	L'effet d'une cavité entraînée par un long couvercle	11
<b>II.2</b>	Le maillage du problème	13
<b>III.1</b>	Différentes cavités considérées dans la présente étude	18
<b>III.2</b>	Lignes de courant pour $Re_L = 100$ et $\gamma = 1$ : (a) présent travail, (b) réf [25], (c) réf [26]	19
<b>III.3</b>	Lignes de courant pour $Re_L = 400$ et $\gamma = 1$ : (a) présent travail, (b) réf [25], (c) réf [27]	19
<b>III.4</b>	Fig. III.4: Lignes de courant pour $\gamma = 1$	20
<b>III.5</b>	Lignes de courant pour $\gamma = 1/2$	21
<b>III.6</b>	Lignes de courant pour $\gamma = 2$	22

## Liste des notations et symboles

---

### **Lettres latines :**

D : Diamètre [m]

g : Gravité [ $m/s^2$ ]

L : longueur [m]

p : Pression [ $N/m^2$ ]

$R_e$  : Nombre de Reynolds

u, v : Composantes du champ de vitesse [ $m/s$ ]

U : Vitesse adimensionnelle horizontale

V : Vitesse adimensionnelle verticale

x,y : coordonnées cartésiennes [ m ]

X, Y : Cordonnées adimensionnelle

### **Lettres grecques :**

$\mu$  : La viscosité dynamique du fluide [ $Kg/m . s$ ]

$\rho$  : La masse volumique du fluide [ $kg/m^3$ ]

$\nu$  : La viscosité cinématique du fluide [ $m^2/s$ ]

$\psi$  : fonction de courant [m /s]

$\omega$  : Vorticité [ $s^{-1}$  ]

$\Psi$  : Fonction de courant adimensionnelle

$\Omega$ : Vorticité adimensionnelle

*Introduction*  
*Générale*

## Introduction générale

La dynamique des fluides dans les cavités fermées est techniquement et scientifiquement un problème fondamental dans le domaine de la mécanique des fluides. En outre, il a reçu une attention importante pendant de nombreuses années non seulement pour sa géométrie simple, mais aussi pour l'importance pratique du sujet afin d'explorer les phénomènes physiques qui se produisent tels que la dynamique du vortex [1].

Les écoulements de cavité entraînés par le couvercle ont été étudiés à la fois expérimentalement et numériquement pendant plusieurs années, mais avec des degrés de succès variables. Cependant, jusqu'à ces dernières années, la plupart des études expérimentales ne modélisaient pas, en fait, le même écoulement qui intéressait les chercheurs numériques [2].

Nous nous intéressons dans le présent travail, d'un écoulement visqueux newtonien dans une cavité fermée entraîné par un couvercle (paroi supérieure) qui se déplace à vitesse constante, et les autres parois sont statiques. L'étude sera menée en deux dimensions pour un régime laminaire permanent.

Le travail dans ce mémoire est organisé en trois chapitres :

Le premier chapitre est réservé pour des généralités sur les écoulements, les fluides et les facteurs de contrôle dans ce domaine ; nous avons également présenté une synthèse bibliographique des travaux similaires.

Le deuxième chapitre présente les équations gouvernantes et les conditions aux limites associés du problème en question, ainsi que la résolution numérique détaillée du problème en utilisant la méthode des différences finies.

Dans le troisième chapitre, nous présentons les résultats de cette simulation obtenus avec un code de calcul développé sous Matlab, ainsi qu'une discussion sur l'aspect dynamique du problème envisagé en fonction du nombre de Reynolds et du rapport de forme de la cavité.

Enfin, une conclusion générale résumant les principaux résultats de notre travail.

# *Chapitre I :*

*Généralités et Revue  
bibliographique*

## **I. Introduction :**

L'écoulement d'une cavité c'est un problème plus connu dans la référence de l'écoulement visqueux incompressible, Nous traitons avec enceinte son couvercle est en mouvement, Dans ce chapitre Nous clarifions différentes définitions dans le domaine de ce que nous étudions, Où nous traitons des définitions en général Sur différents types de l'écoulement, les type de fluide, le nombre de Reynolds, model de navires-stocks et c'est comme ça qu'on en a assez pour diriger ce domaine.

Les formes géométriques, rectangles, cubes, sont considérées parmi les formes premières à travers lesquelles le mouvement fluide est étudié. Le mécanisme le plus simple qui entraîne une force sur le fluide visqueux avec une densité constante est le mouvement d'une paroi tangentielle, dans un plan appelé le cube dont les parois se déplacent tangentiellement à écoulement dans une cavité [3].

## **II. Classification des écoulements :**

Ces classifications sont en fonction de leur nature physique, technique ou cinétique, à partir desquelles nous classons les écoulements de fluides comme suit:

### **II.1. Ecoulements permanents et non permanents :**

En général les propriétés du fluide (propriétés physiques ou cinématiques) en un point donné de l'espace varient avec le temps, l'écoulement est appelé non permanent ou instationnaire (par rapport au référentiel envisagé).

Parfois ces propriétés en un point fixe ne varient pas avec le temps, (les particules qui passent successivement en ce point y présentent donc les mêmes propriétés), l'écoulement est alors appelé permanent ou stationnaire.

Quand l'écoulement est permanent, les trajectoires sont des courbes fixes, confondues avec les lignes de courant, et les lignes d'émission. Enfin il existe une très importante catégorie d'écoulements non permanents, dont cependant, en un point fixe, les propriétés moyennes temporelles sont constantes [4].

### **II.2. Écoulement compressible ou incompressible :**

Un écoulement est considéré comme compressible ou incompressible en fonction du niveau de variation de la masse volumique pendant l'écoulement. L'incompressibilité est une approximation et un fluide est considéré comme incompressible si la masse volumique reste presque constante tout le temps. Par conséquent, le volume de chaque portion de fluide reste inchangé durant le déplacement si l'écoulement (ou le fluide) est incompressible [5].

## III. Différent type de fluides :

### III.1. Fluide visqueux :

Les diverses couches d'un fluide en mouvement ne peuvent pas glisser librement les unes sur les autres. Tout se passe comme si des frottements au sein du fluide s'opposaient aux mouvements relatifs des lignes de courant voisines. Cette résistance au glissement ou à la déformation caractérise la viscosité d'un fluide; elle est la propriété inverse de la fluidité.

### III.2. Fluides parfaits :

Un fluide parfait est un fluide dépourvu de contrainte tangentielle qu'il soit au repos ou en mouvement. De ce fait les différentes couches du fluide peuvent glisser librement les unes sur les autres et ne présentent de résistance ni au cisaillement ni au repos ni au mouvement. La force de viscosité est donc identiquement nulle. Il est à noter que la notion de fluide parfait n'a aucune relation avec celle de gaz parfait, elle signifie simplement que le fluide n'est le siège d'aucun frottement [6].

## IV. Nombre de Reynolds :

Le nombre de Reynolds peut être considéré comme un facteur proportionnel au rapport des forces d'inertie aux forces de viscosité qui s'exercent sur une particule fluide, il est donc défini comme suit:

$$Re = \frac{\text{Forces d'inertie}}{\text{Forces de viscosité}} = \frac{\rho V D}{\mu} = \frac{V D}{\nu}$$

On ne peut, naturellement, songer à étudier en détail l'écoulement autour de chaque régime mais certaines analogies se manifestent pour des régimes cependant différents. On est amené à les classer en trois catégories [4] :

### IV.1. Régime Laminaire $Re < 2000$ :

Écoulement laminaire Certains écoulements sont lisses et ordonnés alors que d'autres sont plutôt chaotiques. On appelle laminaire le mouvement très ordonné d'un fluide dont les couches qui le caractérisent sont lisses. Le mot laminaire provient de la stratification des particules de fluide [5].

### IV.2. Régime transitoire $2000 < Re < 3000$ :

On appelle transitoire un régime qui apparaît lorsque l'on fait passer un circuit d'un régime permanent (continu ou périodique) à un autre, et disparaît quand le nouveau régime permanent est atteint.

### IV.3. Régime turbulent $Re > 3000$ :

Les turbulences résultantes des forces d'inerties qui deviennent plus importantes que les forces de viscosité et la structure du fluide tendent à se transformer de manière irréversible et importante [5].

## V. Equations de mouvement :

### V.1. Equation de continuité :

Cette équation exprime la conservation de la masse contenue dans le volume de base. On l'appelle également l'équation de continuité. Il peut être [7] :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0 \quad (\text{I.1})$$

### V.2. Equation de conservation de la quantité de mouvement :

L'équation de conservation de l'impulsion du fluide newtonien est dérivée de la relation de base de la dynamique (également connue sous le nom de deuxième loi de Newton) en l'appliquant au continuum [8] :

L'équation de conservation de la quantité de mouvement peut être obtenue à partir de la 2<sup>nd</sup> loi de Newton :

$$\frac{d(m\vec{q})}{dt} = \frac{d}{dt} \int_{v.c} \rho \vec{q} dV + \int_{s.c} \rho \vec{q} (\vec{q} \cdot \vec{n}) dS = \sum F_{ext} \quad (\text{I.2})$$

Généralement deux types de forces agissent sur le fluide : les forces volumique; et les forces surfaciques:

$$F_V = \int_{v.c} \rho \vec{f} dV \quad (\text{I.3})$$

$$F_S = \int_{s.c} \bar{\bar{P}} \vec{n} dS \quad (\text{I.4})$$

$$\text{Avec } \bar{\bar{P}} = -p\bar{\bar{I}} + \bar{\bar{\tau}}$$

$\bar{\bar{P}}$  : Tenseur de contraintes surfacique.

$p\bar{\bar{I}}$  : Tenseur de contraintes associées à la pression.

$\bar{\bar{\tau}}$  : Tenseur de contraintes visqueuses.

En remplaçant par les expressions (I.3) et (I.4) dans l'équation (I.5), on obtient :

$$\frac{d}{dt} \int_{V.C} \rho \vec{q} dV + \int_{S.C} \rho \vec{q} (\vec{q} \cdot \vec{n}) dS = \int_{V.C} \rho \vec{f} dV - \int_{S.C} P \cdot \vec{n} dS + \int_{S.C} \vec{\tau} \cdot \vec{n} dS \quad (I.5)$$

Considérant un volume de contrôle fixe et en utilisant le théorème de Green-Ostrogorski, l'équation (I.2) peut s'écrire sous la forme différentielle (locale) suivante :

$$\underbrace{\rho \frac{\partial \vec{\vartheta}}{\partial t}}_{\text{Accélération locale}} + \underbrace{\rho (\vec{\vartheta} \cdot \nabla) \vec{\vartheta}}_{\text{Accélération convective}} = \underbrace{-\nabla P}_{\text{Gradient de pression}} + \underbrace{\vec{\gamma} \rho}_{\text{Terme de force coroporelle}} + \underbrace{\mu \nabla^2 \vec{\vartheta}}_{\text{Terme visqueux}} \quad (I.6)$$

### V.3. Equation de Navier-Stokes :

Et à partir de là, nous écrivons l'équation de Navier-stokes [9] :

$$\rho \left( \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + u \frac{\partial \vec{u}}{\partial x} + v \frac{\partial \vec{u}}{\partial y} + \omega \frac{\partial \vec{u}}{\partial z} \right) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + \rho g_x \quad (I.7)$$

$$\rho \left( \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + u \frac{\partial \vec{v}}{\partial x} + v \frac{\partial \vec{v}}{\partial y} + \omega \frac{\partial \vec{v}}{\partial z} \right) = -\frac{\partial P}{\partial y} + \mu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) + \rho g_y \quad (I.8)$$

$$\rho \left( \frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} + u \frac{\partial \vec{\omega}}{\partial x} + v \frac{\partial \vec{\omega}}{\partial y} + \omega \frac{\partial \vec{\omega}}{\partial z} \right) = -\frac{\partial P}{\partial z} + \mu \left( \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} \right) + \rho g_z \quad (I.9)$$

## VI. Revue bibliographique :

**Tamer et al (2016)** Cette article présente plusieurs problématiques. L'écoulement dans une cavité est une problématique référent et importante pour réaliser les mesures de CFD.

Une révision complète à la problématique est exposée et discuté avec des résultats de simulation planifié pour une meilleure compréhension et assimilation. La confirmation des données est faite à travers la comparaison en plus des solutions donner par l'usage du GPE est rattaché à un programme fait maison par Tamer Abdelmadjid qui solutionne des études d'équations Navier-stocks en utilisant volume finie à travers le moyen des conditions primaires. Dans l'étude actuelle, le flux ne doit pas être soumis à une pression dans le cas de l'écoulement dans une cavité [10].

**Cooper et Raghunathan (2000)** Ç'est article représenté l'écoulement de 3d a forme rectangulaire dans cavité avec des conditions de couche limite laminaire et nombre de Reynolds a 5000 et 10000 respectivement, il est appliqué méthode de CFD est comparé le dernier avec l'équation de navire-stocks a 3d incompressible.

## Chapitre I : Généralités et Revue bibliographique

---

Le résultat à partir de développement de nombre de Reynolds à parallèle de variation de temps, la force du flux augment et les structures verticales deviennent extrêmement complexes et instables [11].

**Erturk (2009)** Il fait une discussion sur l'écoulement dans une cavité En l'étudiant physiquement, mathématiquement et numériquement, Et cela basé sur des études numériques et expérimentales Il a fait plusieurs remarques.

Le plus important d'entre eux :

1. Physiquement, l'écoulement dans une cavité pas 2D et non permanent le plus probable Même quand  $Re=1000$ .
2. Dans  $Re$  plus grand. Pris en considération l'écoulement dans une cavité incompressible 2D c'est une étude idéale.
3. Numériquement, il est possible d'obtenir des solutions numériques de stationnaire 2D écoulement de cavité incompressible nombres de Reynolds élevés.
4. Le problème d'écoulement modèle, l'écoulement de cavité entraîné incompressible stable 2D, sert de bon problème de référence pour différentes méthodes numériques et conditions aux limites, en termes de précision, de taux de convergence, etc., à condition que ces solutions numériques soient utilisées pour à des fins de comparaison entre différentes solutions ou avec la solution analytique [12].

**Botella et Peyret (1997)** Cet article vise des solutions très précises pour l'écoulement de la cavité entraîné par le couvercle sont calculées par une méthode de collocation de Chebyshev. À une méthode de soustraction les principaux termes de développement asymptotique de la solution des équations de Navier -Stokes dans proximité des coins où la vitesse est discontinuée.

Les résultats de la recherche ont montré le niveau de suspicion au plus 0.02% Où elle était 4% dans différence finie résultat dans Ghia et al [13].

**Henri et Saad (2006)** Cette article représente la simulation numérique de l'écoulement dans une cavité a large intervalle de nombre de Reynolds, en fournissant des solutions de référence précises pour les solutions fixes.

## Chapitre I : Généralités et Revue bibliographique

---

Les résultats ont également montré la simulation numérique le maillage  $512 \times 512$  sont suffisamment précis pour bien représenter la solution même pour  $Re = 10\,000$ . [14]

**Cortes et Miller (1994)** est appliqué dans cette étude Deux configurations ont été utilisées :

1. Une cavité unitaire et une cavité avec un rapport hauteur / largeur de 2.
2. Les nombres de Reynolds variaient de 100 à 5000 pour toutes les configurations étudiées.

In cette article Une nouvelle méthode d'extension de la technique de collocation de Jacobi appelée différence spectrale est développée avec un maillage de calcul unique, en plus méthode itérative pour résoudre le problème de pression.

Cette numérique méthode permet les calculs d'équations de navire-stocks 3D à effectuer sur des ordinateurs avec des capacités de calcul très modestes [15].

**Bendriss et Benaïed (2010)** Dans ce travail, nous avons étudié numériquement la convection mixte dans une cavité carrée avec des parois latérales froides et mobiles (se déplaçant de haut en bas), et placé une source de chaleur au milieu de la paroi supérieure. On suppose que les autres murs sont adiabatiques. Utiliser un modèle mathématique basé sur la méthode du tourbillon actuel ( $\psi-\omega$ ).

L'équation régissant le phénomène a été discrétisée par la méthode des différences finies. La méthode numérique est basée sur la méthode implicite des directions alternées (ADI). Le terme de convection est discrétisé en utilisant le schéma de remontée au vent du troisième ordre de Kawamura, tandis que le terme de diffusion et le terme source sont traités par le schéma de différence centrale du quatrième ordre. La dynamique et les champs thermiques de différents nombres de Richardson et le coefficient de transfert de chaleur (nombre de Nusselt) sont déterminés.

Les résultats obtenus montrent qu'il existe des flux complètement différents La valeur du nombre de Richardson est fonction de la direction du déplacement du flanc. De plus, une augmentation du nombre de Richardson signifie une augmentation de l'apport. La chaleur dans la cavité. Le rôle de ce dernier est d'améliorer le mouvement du fluide, donc Une augmentation du nombre moyen de Nusselt [16].

## Chapitre I : Généralités et Revue bibliographique

---

**Mansour et Ahmed (2012)** Cet article présente une étude numérique du refroidissement par convection mixte laminaire d'une source de chaleur encastrée sur la paroi inférieure d'une enceinte remplie de nanofluides. Les équations de transport pour un fluide newtonien sont résolues numériquement par une approche de volume fini en utilisant l'algorithme SIMPLE pour résoudre les équations de transport d'un fluide newtonien. Les influences des paramètres de gouvernance, à savoir le nombre de Rayleigh, l'emplacement et la géométrie de la source de chaleur, le type de nanofluide et la fraction volumique solide des nanoparticules, sont analysées. La fraction volumique solide des nanoparticules sur la performance de refroidissement est étudiée. Les résultats actuels sont validés par des comparaisons favorables avec des résultats publiés précédemment. Résultats publiés précédemment. Les résultats du problème sont présentés sous forme de graphiques et de tableaux et sont discutés [17].

**Venkatadri et al (2018)** L'écoulement laminaire incompressible et instable d'un fluide micropylaire dans une cavité carrée commandée par un couvercle a été examiné numériquement à l'aide d'un schéma de différences finies. Dans cet article, nous vérifions la validation du code pour un fluide incompressible newtonien à l'aide d'un problème de référence standard dans la littérature, puis nous procédons au présent calcul. La formulation de la fonction vorticité-flux des équations de Navier-Stokes et l'équation du moment angulaire sont résolues par la méthode explicite d'Euler. L'effet des différentes valeurs du nombre de Reynolds ( $Re$ ) et du paramètre de viscosité des tourbillons sur les caractéristiques de l'écoulement est étudié et discuté à l'aide de plusieurs graphiques [18].

**Predrag et al (2010)** Dans cet article, la méthode de Boltzmann en treillis est utilisée pour explorer l'écoulement incompressible d'un fluide à l'intérieur d'une cavité décalée à deux côtés, entraînée par un couvercle. Les résultats de la simulation de Boltzmann en treillis pour le mouvement antiparallèle des couvercles sont comparés aux données de la littérature existante. Comparés aux données de la littérature existante. Pour le mouvement parallèle des couvercles, les caractéristiques du modèle d'écoulement pour une variété de nombres  $Re$  (50-3200) sont comparées aux données de la littérature existante. Pour une variété de nombres  $Re$  (50-3200) sont présentées. Un modèle d'écoulement asymétrique en régime permanent pour le mouvement parallèle des couvercles est obtenu [19].

## Chapitre I : Généralités et Revue bibliographique

---

**Roland et al (2007)** Des simulations à grande échelle de l'écoulement turbulent dans une cavité cubique entraînée par un couvercle ont été effectuées à un nombre de Reynolds de 12 000 en utilisant des méthodes d'éléments spectraux. Un nombre de Reynolds de 12000 en utilisant des méthodes d'éléments spectraux. Deux modèles distincts à l'échelle de la sous-grille, à savoir un modèle dynamique de Smagorinsky et un modèle dynamique mixte, ont été mis en œuvre et utilisés pour effectuer des simulations de longue durée. Et utilisés pour effectuer des simulations de longue durée requises par les échelles de temps pertinentes de l'écoulement. Tous les niveaux de filtrage de niveaux de filtrage utilisent des filtres explicites appliqués dans l'espace physique sur une approche élément par élément et des espaces modaux spectraux. Et des espaces modaux spectraux. Les deux modèles à l'échelle sous-maillage sont validés et comparés aux résultats de référence expérimentaux et numériques disponibles. Aux résultats de référence expérimentaux et numériques disponibles, montrant un très bon accord. Spécificités caractéristiques de l'écoulement en cavité entraîné par le couvercle dans le régime turbulent, telles que l'inhomogénéité de la turbulence, la production de turbulence près du tourbillon d'angle en aval, la localisation à petite échelle et les propriétés hélicoïdales. Sont étudiées et discutées dans le cadre d'une simulation à grand tourbillon. Les historiques temporels de l'énergie totale, l'énergie cinétique turbulente totale ou l'hélicité présentent des évolutions différentes, mais seulement après un temps relativement long. Évolutions différentes, mais seulement après une période transitoire relativement longue. Cependant, les valeurs moyennes restent extrêmement proches [20].

**Trong et al (2021)** L'écoulement en cavité d'une suspension de kaolinite entraînée par un couvercle est étudié à l'aide d'une approche numérique. La suspension, dont la concentration en kaolinite est comprise entre 15 et 28,5 % en poids, est modélisée selon l'approche de Bingham-Papanastasiou. La cavité est de rectangulaire et présente différents rapports d'aspect (hauteur/largeur), à savoir, 0,5 (cavité peu profonde), 1 (cavité carrée) et 2 (cavité profonde).

Le nombre de Reynolds basé sur la largeur de Reynolds basé sur la largeur est compris entre 40 et 400, correspondant à un nombre de Bingham compris entre 0,16 et 28,8. Diverses caractéristiques de l'écoulement, telles que le profil de la distribution des vitesses, la formation de zones rigides ou non et la structure tourbillonnaire. La structure tourbillonnaire sont présentées et discutées. Les résultats montrent que les zones statiques rigides sont significativement plus grandes pour un rapport d'aspect plus important.

## Chapitre I : Généralités et Revue bibliographique

---

Contrairement aux cavités peu profondes et carrées dans lesquelles un seul tourbillon primaire est observé, dans la cavité profonde, deux tourbillons primaires tournant dans le même sens sont observés. Profonde, deux tourbillons primaires tournant dans des directions opposées sont formés. Sur En outre, la partie supérieure de la cavité profonde se comporte comme une cavité carrée, tandis que sa partie inférieure est principalement une zone rigide. Sa partie inférieure est principalement une zone rigide [21].

**Zhenhong et al (2015)** Cet article adopte la méthode améliorée d'hydrodynamique particulaire lissée incompressible (SPH) basée sur la technique de diminution de l'ordre de la source de Rankine, et certaines techniques de manipulation numérique importantes seront également incluses, comme le schéma discret de frontière solide et l'approximation dérivée d'ordre supérieur. La méthode nouvellement améliorée sera appliquée à la modélisation de l'écoulement de l'entraînement du couvercle.

Bien que la méthode SPH ait été établie pour la simulation de l'écoulement à l'intérieur d'une cavité, elle n'a pas encore été utilisée pour résoudre les situations d'écoulement périodique dans ce cas. Nous avons d'abord validé la simulation SPH améliorée par rapport aux solutions de référence avec des résultats expérimentaux et d'autres résultats numériques avec différents nombres de Reynolds. Ensuite, nous avons analysé les phénomènes d'écoulement dans une cavité carrée avec un couvercle oscillant. En fonction des différentes comparaisons, quelques caractéristiques de cette nouvelle méthode SPH seront données en dernier lieu [22].

### VII. Conclusion :

Après avoir discuté des différents concepts et présenté Revue bibliographique des travaux dans ce domaine et nous avons pris en compte les données les plus importantes à partir de laquelle nous commençons étudier écoulement laminaire bidimensionnel dans une cavité entraînée.

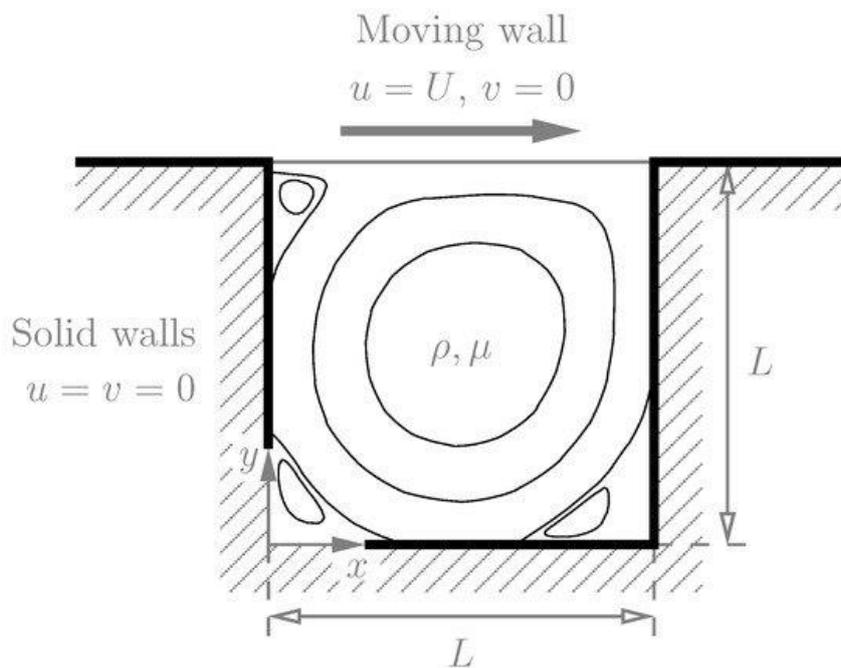
*Chapitre II :*  
*Simulation numérique*

### I. Introduction :

Dans ce chapitre, nous allons décrire le problème considéré géométriquement et phénoménologiquement, puis effectuer des simulations numériques en transformant le modèle mathématique général en une forme plus simple, puis le discrétiser en appliquant la méthode des différences finies. Le système d'équations sera résolu à l'aide d'une procédure de calcul itérative.

### II. Description du problème et hypothèses :

L'étude abordée ici examine l'effet d'une cavité entraînée par un long couvercle, dans laquelle une paroi lisse et un écoulement de liquide visqueux jusqu'à des nombres de Reynolds modérés (en régime laminaire). Les hypothèses qui sous-tendent ces travaux sont les suivantes, L'écoulement est permanent, incompressible laminaire dans le plan  $(x, y)$  d'un fluide newtonien.



**Fig.II.1:** L'effet d'une cavité entraînée par un long couvercle. [23]

### III. Formulations mathématiques :

On part des équations de Navier-Stokes pour résoudre l'écoulement en question, dont la forme en variables primitives s'écrit :

$$\rho \left( u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (\text{III-1})$$

$$\rho \left( u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = - \frac{\partial P}{\partial y} + \mu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (\text{III-2})$$

Avec l'équation de continuité :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (\text{III-3})$$

Dans le but de simplifier la résolution du système (III-1) - (III-3), il est commode d'éliminer la pression des deux premières équations en dérivant la première par rapport à  $y$  et la deuxième par rapport à  $x$  puis soustrayant l'une de l'autre ; et comme la vorticité dans le plan  $(x,y)$  est par définition  $\omega = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$ , l'équation qui en résulte s'écrit après simplification :

$$u \frac{\partial \omega}{\partial x} + v \frac{\partial \omega}{\partial y} = \nu \left( \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} \right) \quad (\text{III-4})$$

Maintenant, en introduisant la fonction de courant définie par les équations de Cauchy-Riemann :

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y} \quad v = - \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (\text{III-5})$$

En substituant ces équations, qui satisfont l'équation de continuité (III.3), dans l'expression de la vorticité, on obtient :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = -\omega \quad (\text{III-6})$$

### IV. Forme adimensionnelle :

Afin de réduire le nombre de paramètres affectant la solution du modèle précédent, il vaut mieux de le réécrire sous une forme adimensionnelle. Pour cela, nous avons introduit les nouvelles variables adimensionnelles suivantes :

$$X = \frac{x}{L} \quad Y = \frac{y}{L} \quad U = \frac{u}{u_p} \quad V = \frac{v}{u_p}$$

$$\Omega = \frac{\omega L}{u_p} \quad \Psi = \frac{\psi}{u_p L}$$

Où  $u_p$  est la vitesse du couvercle de la cavité, et  $L$  est la longueur de cavité. Après substitution et arrangement on obtient respectivement :

$$U \frac{\partial \Omega}{\partial X} + V \frac{\partial \Omega}{\partial Y} = \frac{1}{\text{Re}_L} \left( \frac{\partial^2 \Omega}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Y^2} \right) \quad (\text{III-7})$$

$$U = \frac{\partial \Psi}{\partial Y} \quad V = -\frac{\partial \Psi}{\partial X}$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} = -\Omega \quad (\text{III-8})$$

Les équations (III-7) et (III-8) représentent le modèle réduit adimensionnel à résoudre avec la méthode de différences finies, pour lequel la solution dépend de deux paramètres à savoir le nombre de Reynolds  $\text{Re}_L$  et le rapport de forme  $\gamma$  ; ce dernier ne figure pas dans les équations aux dérivées partielles mais plutôt dans les conditions aux limites.

### V. Le maillage :

Un maillage est un ensemble de points sur un domaine défini sur lequel des méthodes numériques seront appliquées. Il s'agit de diviser le domaine d'étude en un ensemble de cellules. Dans cette étude, nous avons utilisé un maillage uniforme.

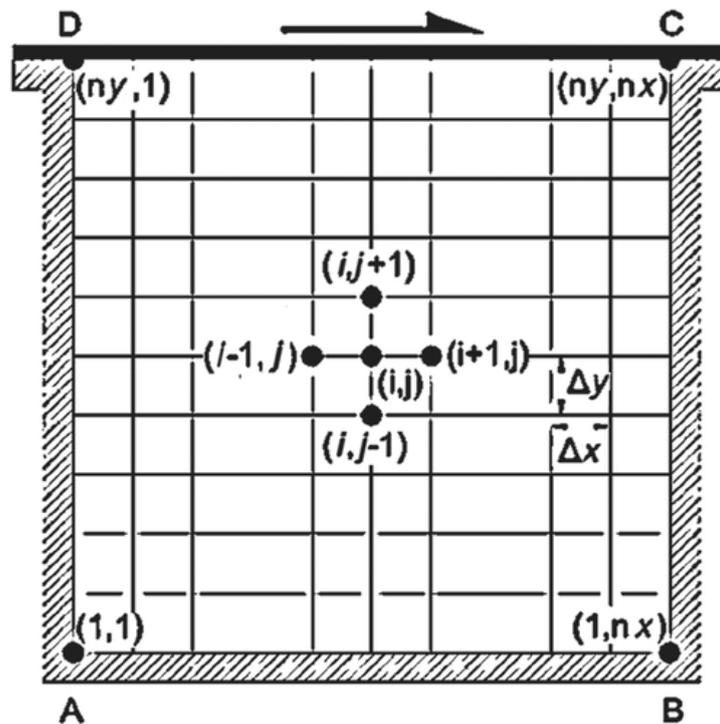


Fig.II.2 : Le maillage du problème [24]

Dans tel maillage, le modèle précédent s'écrit :

$$\left( U \frac{\partial \Omega}{\partial X} \right)_{i,j} + \left( V \frac{\partial \Omega}{\partial Y} \right)_{i,j} = \left( \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial^2 \Omega}{\partial X^2} \right)_{i,j} + \left( \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Y^2} \right)_{i,j} \quad (\text{III-9})$$

$$\begin{aligned}
 U_{i,j} &= \left( \frac{\partial \Psi}{\partial Y} \right)_{i,j} & V_{i,j} &= - \left( \frac{\partial \Psi}{\partial X} \right)_{i,j} \\
 \left( \frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} \right)_{i,j} + \left( \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} \right)_{i,j} &= -\Omega_{i,j}
 \end{aligned} \tag{III-10}$$

### VI. Discrétisation avec la méthode de différence finis :

La discrétisation avec la méthode de différences finies nous permet de transformer une équation aux dérivées partielles en un système d'équations algébriques ; cela rendre la résolution du problème possible en utilisant l'une des méthodes itératives.

Pour simplifier la technique, nous allons utiliser le schéma de différences centrées pour approximer les dérivées premières et secondes, parues dans le modèle (III-9) - (III-10), dans un nœud quelconque du maillage. Posons :

$$\begin{aligned}
 F_e = F_w = \frac{U_{i,j}}{\Delta X} & & F_n = F_s = \frac{V_{i,j}}{\Delta Y} & & D_e = D_w = \frac{1}{Re \Delta X^2} \\
 D_n = D_s = \frac{1}{Re \Delta Y^2} & & & & 
 \end{aligned}$$

L'équation (III-9) s'écrit après réarrangement comme suit :

$$\begin{aligned}
 \left( \frac{F_e}{2} - \frac{F_w}{2} + \frac{F_n}{2} - \frac{F_s}{2} + D_e + D_w + D_n + D_s \right) \Omega_{i,j} &= \left( D_e - \frac{F_e}{2} \right) \Omega_{i+1,j} + \left( D_w - \frac{F_w}{2} \right) \Omega_{i-1,j} + \\
 \left( D_n - \frac{F_n}{2} \right) \Omega_{i,j+1} + \left( D_s - \frac{F_s}{2} \right) \Omega_{i,j-1} &
 \end{aligned} \tag{III-11}$$

Ou encore sous la forme générale :

$$A_{i,j} \Omega_{i,j} = B_{i,j} \Omega_{i+1,j} + C_{i,j} \Omega_{i-1,j} + D_{i,j} \Omega_{i,j+1} + E_{i,j} \Omega_{i,j-1} + S_{i,j} \tag{III-12}$$

Comme on le sait, le schéma de différences centrées n'est pas adéquat pour les problèmes de mécanique des fluides ; c'est pourquoi nous devant employer un autre schéma qui prend en compte l'amplitude et la direction de la vitesse de l'écoulement sur le phénomène de transport. Donc, en utilisant le schéma « power law », les coefficients de l'équation (III-12) s'écrivent :

$$B_{i,j} = D_e \left[ 0, \left( 1 - 0.1 \left| \frac{F_e}{D_e} \right| \right)^5 \right] + [-F_e, 0]$$

$$C_{i,j} = D_w \left[ 0, \left( 1 - 0.1 \left| \frac{F_w}{D_w} \right| \right)^5 \right] + [F_w, 0]$$

$$D_{i,j} = D_n \left[ 0, \left( 1 - 0.1 \left| \frac{F_n}{D_n} \right| \right)^5 \right] + [-F_n, 0]$$

$$E_{i,j} = D_s \left[ 0, \left( 1 - 0.1 \left| \frac{F_s}{D_s} \right| \right)^5 \right] + [F_s, 0]$$

$$A_{i,j} = B_{i,j} + C_{i,j} + D_{i,j} + E_{i,j} + F_e - F_w + F_n - F_s$$

L'opérateur [] indique que cette quantité prend le maximum des deux valeurs entre crochets. Quant à l'équation (III-10), le schéma de différences centrées est suffisant car cette équation ne contient pas de termes d'advection (non-linéaires). Par conséquent, elle prend la forme discrétisée suivante :

$$\left( \frac{2}{\Delta X^2} + \frac{2}{\Delta Y^2} \right) \Psi_{i,j} = \left( \frac{1}{\Delta X^2} \right) \Psi_{i+1,j} + \left( \frac{1}{\Delta X^2} \right) \Psi_{i-1,j} + \left( \frac{1}{\Delta Y^2} \right) \Psi_{i,j+1} + \left( \frac{1}{\Delta Y^2} \right) \Psi_{i,j-1} + \Omega_{i,j}$$

Où encore sous la forme générale suivante :

$$a_{i,j} \Psi_{i,j} = b_{i,j} \Psi_{i+1,j} + c_{i,j} \Psi_{i-1,j} + d_{i,j} \Psi_{i,j+1} + e_{i,j} \Psi_{i,j-1} + s_{i,j} \quad (\text{III-13})$$

Avec :

$$b_{i,j} = c_{i,j} = \frac{1}{\Delta X^2} \quad d_{i,j} = e_{i,j} = \frac{1}{\Delta Y^2} \quad s_{i,j} = \Omega_{i,j} \quad a_{i,j} = b_{i,j} + c_{i,j} + d_{i,j} + e_{i,j}$$

Le vecteur vitesse est donné par :

$$U_{i,j} = \frac{\Psi_{i,j+1} - \Psi_{i,j-1}}{2\Delta Y} \quad V_{i,j} = -\frac{\Psi_{i+1,j} - \Psi_{i-1,j}}{2\Delta X} \quad (\text{III-14})$$

### VII. Conditions aux limites :

A partir de la condition d'adhérence aux parois solides ( $U = V = 0$ ), et à partir des équations de Cauchy-Riemann ( $U = \partial\Psi/\partial Y$  et  $V = -\partial\Psi/\partial X$ ), la valeur de la fonction de courant aux parois solides de la cavité est égale à une constante arbitraire qu'on pose souvent égale à 0. Donc, on écrit :

$$\Psi_{1,j} = \Psi_{n,j} = \Psi_{i,1} = \Psi_{i,m} = 0 \quad (\text{III-15})$$

Et à partir de l'équation (III-10), la vorticité  $\Omega$  aux parois de la cavité s'exprime en fonction de la fonction de courant  $\Psi$  à l'aide du développement en série de Taylor d'ordre 2 de cette dernière au voisinage d'un nœud pariétal. Par exemple, pour la paroi gauche, nous avons :

$$\Omega_{1,j} = -\left( \frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} \right)_{1,j} - \left( \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} \right)_{1,j} = -\left( \frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} \right)_{1,j}$$

Et

$$\Psi_{2,j} = \Psi_{1,j} + \Delta X \left( \frac{\partial \Psi}{\partial X} \right)_{1,j} + \frac{\Delta X^2}{2} \left( \frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} \right)_{1,j} + O(\Delta X^3) \approx \Psi_{1,j} + \frac{\Delta X^2}{2} \left( \frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} \right)_{1,j}$$

Car, à cette paroi les composantes du vecteur vitesse U et V sont nulles,  $(\partial^2 \Psi / \partial Y^2)_{1,j} = (\partial U / \partial Y)_{1,j} = 0$  et également  $(\partial \Psi / \partial X)_{1,j} = -V_{1,j} = 0$ . Par conséquent, la combinaison des deux relations précédentes donne :

$$\Omega_{1,j} = 2 \frac{\Psi_{1,j} - \Psi_{2,j}}{\Delta X^2} \quad (\text{III-16})$$

De la même manière, on peut déduire les expressions de la vorticité dans les autres parois, telles que :

$$\Omega_{n,j} = 2 \frac{\Psi_{n,j} - \Psi_{n-1,j}}{\Delta X^2} \quad (\text{III-17})$$

$$\Omega_{i,m} = 2 \frac{\Psi_{i,m} - \Psi_{i,m-1}}{\Delta Y^2} - \frac{2}{\Delta Y^2} \quad (\text{III-18})$$

$$\Omega_{i,1} = 2 \frac{\Psi_{i,1} - \Psi_{i,2}}{\Delta Y^2} \quad (\text{III-19})$$

### VIII. Algorithme de résolution numérique :

En tenant compte des conditions aux limites données par (III-15) - (III-19), le processus de calcul itératif est utilisé pour résoudre simultanément les systèmes d'équations algébriques (III.12) - (III.14) dans un maillage de  $n \times m$  nœuds. L'algorithme de résolution itérative peut être résumé dans les points suivants selon l'ordre d'exécution :

1. Déclaration des données et estimations initiales ;
2. Calcul de  $\Psi$  à partir de (III.13) ;
3. Calcul de U et V à partir de (III.14) ;
4. Calcul de  $\Omega$  à partir de (III.12) ;
5. Répéter les étapes précédentes 2 à 4 jusqu'à ce qu'on obtienne la solution du problème associée à une erreur relative choisie.

### **IX. Conclusion :**

Dans ce chapitre nous avons présenté le modèle mathématique en formulation de vorticité-fonction de courant, puis les étapes essentielles et basiques de la simulation numérique afin de résoudre ce modèle. Des techniques plus avancées peuvent être utilisées pour obtenir une simulation plus précise et plus fiable, mais cela n'entre pas dans le cadre de ce chapitre.

*Chapitre III :*  
*Résultats et Discussion*

### I. Introduction :

Dans le présent chapitre, nous allons présenter les résultats de la simulation numérique d'un écoulement laminaire permanent incompressible d'un fluide newtonien dans une cavité entraînée de forme rectangulaire, pour différents nombres de Reynolds ( $Re_L = 100; 400; 1000; 2000$ ) et également pour différents rapports de forme ( $\gamma = 1/2; 1; 2$ ). Le champ de vitesse obtenu pour chaque cas est présenté ci-dessous sous forme de lignes de courant.

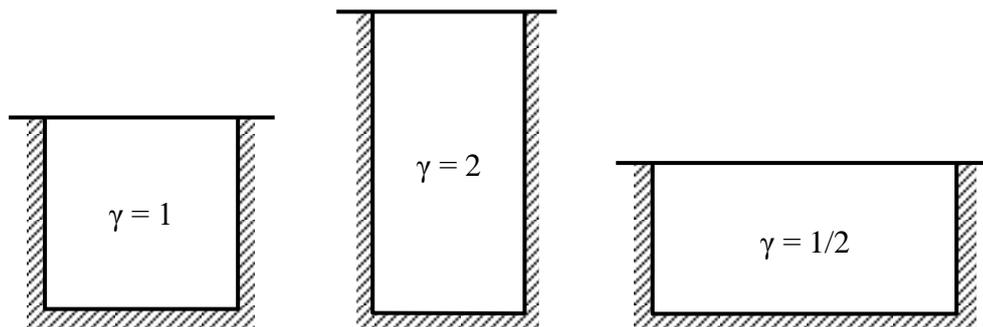


Fig. III.1: Différentes cavités considérées dans la présente étude

### II. Validation du code développé sous Matlab :

Afin de s'assurer que les résultats présentés ici sont cohérents sur le plan du phénomène physique, une partie de ces résultats a été comparée avec ceux disponibles dans la littérature traitant du même sujet. Il convient de mentionner que la solution de ce problème sert d'un outil de validation dans le domaine de la mécanique des fluides numérique en général ; même si le code de calcul est développé à l'origine pour un autre problème, et cela est due d'une part à la géométrie simple et d'autre part au comportement généralement complexe de l'écoulement.

Les figures (III.2) et (III.3) montrent les lignes de courant à l'intérieur d'une cavité carrée pour un nombre de Reynolds égal à 100 et 400 respectivement. Les résultats du présent travail (en couleur) sont présentés aux côtés des résultats de Evans et al. [25], Wood [26] et de Franco et al [27]. A partir de là, nous remarquons que nos résultats sont conformes au comportement typique de l'écoulement, et comparables en fait aux prédictions fournies dans les références précitées.

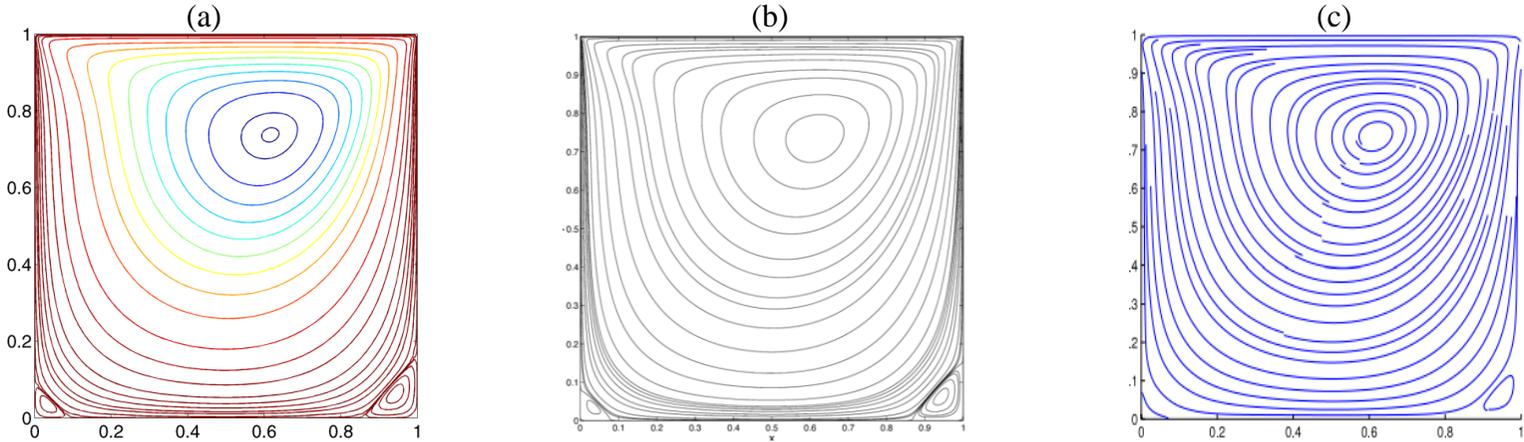


Fig. III.2: Lignes de courant pour  $Re_L = 100$  et  $\gamma = 1$ : (a) présent travail, (b) réf [25], (c) réf [26]

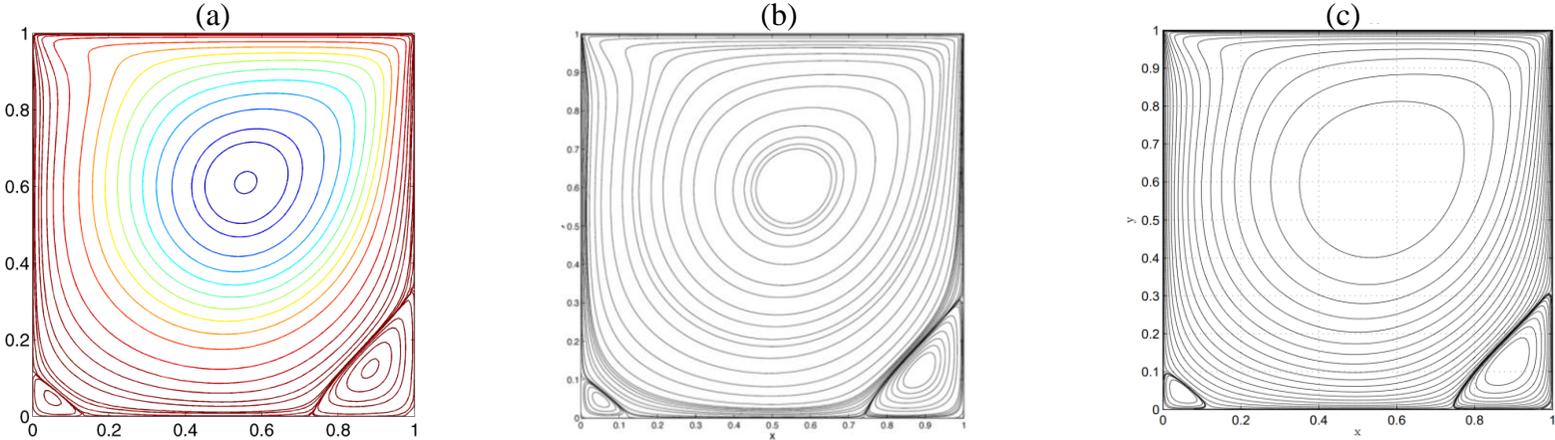


Fig. III.3: Lignes de courant pour  $Re_L = 400$  et  $\gamma = 1$ : (a) présent travail, (b) réf [25], (c) réf [27]

### III. Effet du nombre de Reynold et du rapport de forme :

On peut voir comme caractéristique essentielle de ce type d'écoulement que les lignes de courant ont des structures rotatives (tourbillonnaires) qui se déforment et s'activent avec l'augmentation de la vitesse. Le sens de rotation du tourbillon central (là où la vitesse de l'écoulement est plus élevée) est déterminé par le sens de mouvement du couvercle de la cavité; et dans notre cas ça sera vers la droite, ce qui provoque l'écoulement de se mettre à tourner en sens horaire.

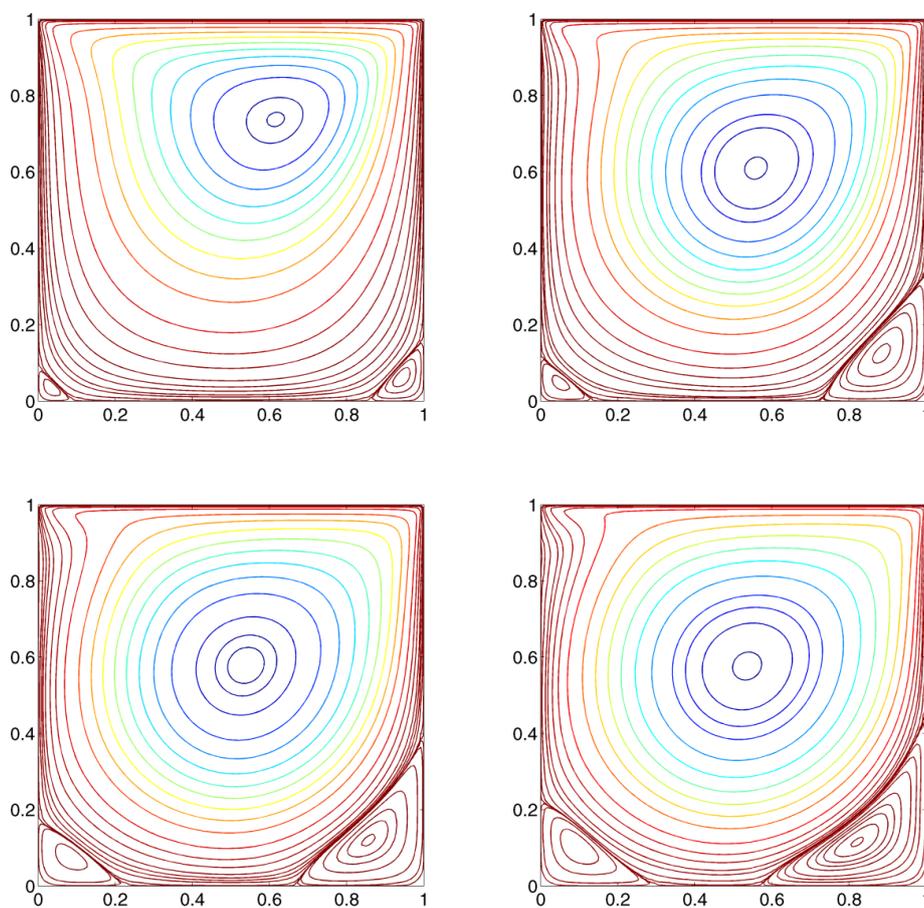


Fig. III.4: Lignes de courant pour  $\gamma = 1$

Les figures (III.4) montrent les lignes de courant dans une cavité carrée respectivement pour  $Re_L = 100; 400; 1000; 2000$ . On peut voir que le centre du tourbillon central commence dans la moitié supérieure droite de la cavité, puis se déplace progressivement vers le centre à mesure que le nombre de Reynolds (la vitesse du

## Chapitre III : Résultats et Discussion

couvercle) augmente. On peut voir également qu'une paire de tourbillons apparaît près des coins inférieurs de la cavité tournant bien évidemment en sens antihoraire, dont l'intensité et la taille dépendent aussi du nombre de Reynolds.

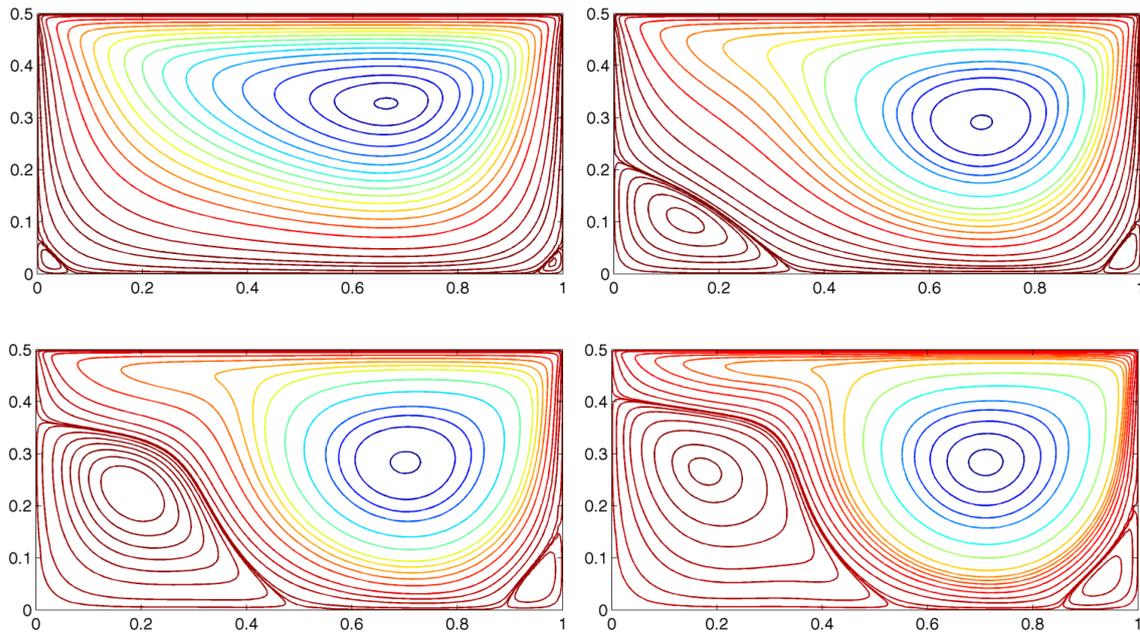


Fig. III.5: Lignes de courant pour  $\gamma = 1/2$

Les figures (III.5) montrent les lignes de courant dans une cavité de rapport de forme de 1/2 respectivement pour  $Re_L = 100; 400; 1000; 2000$ . On constate que la structure de l'écoulement ressemble à celle de la cavité carrée avec une paire de tourbillons de très petite taille apparaît dans les coins inférieurs de la cavité pour des nombres de Reynolds faibles ( $Re_L = 100$ ). L'augmentation de ce dernier déplace le centre du tourbillon principal vers la droite de la cavité, laissant place au tourbillon secondaire à gauche pour s'agrandir, car les particules fluides dans le tourbillon principal qui se déplacent vers la gauche sont dirigés naturellement vers le haut où la pression est plus basse due au mouvement du couvercle; on constate également que la taille du tourbillon secondaire à droite de la cavité augmente avec le nombre de Reynolds. L'intensité du tourbillon principal est proportionnelle à la vitesse du couvercle; et ça se voit bien à travers la distribution des lignes de courant qui s'approchent de plus en plus les unes aux autres lorsque l'intensité du tourbillon augmente. Pour une cavité de  $\gamma = 1/3$  (n'est pas présentée ici), la structure de l'écoulement ne diffère pas beaucoup de la précédente.

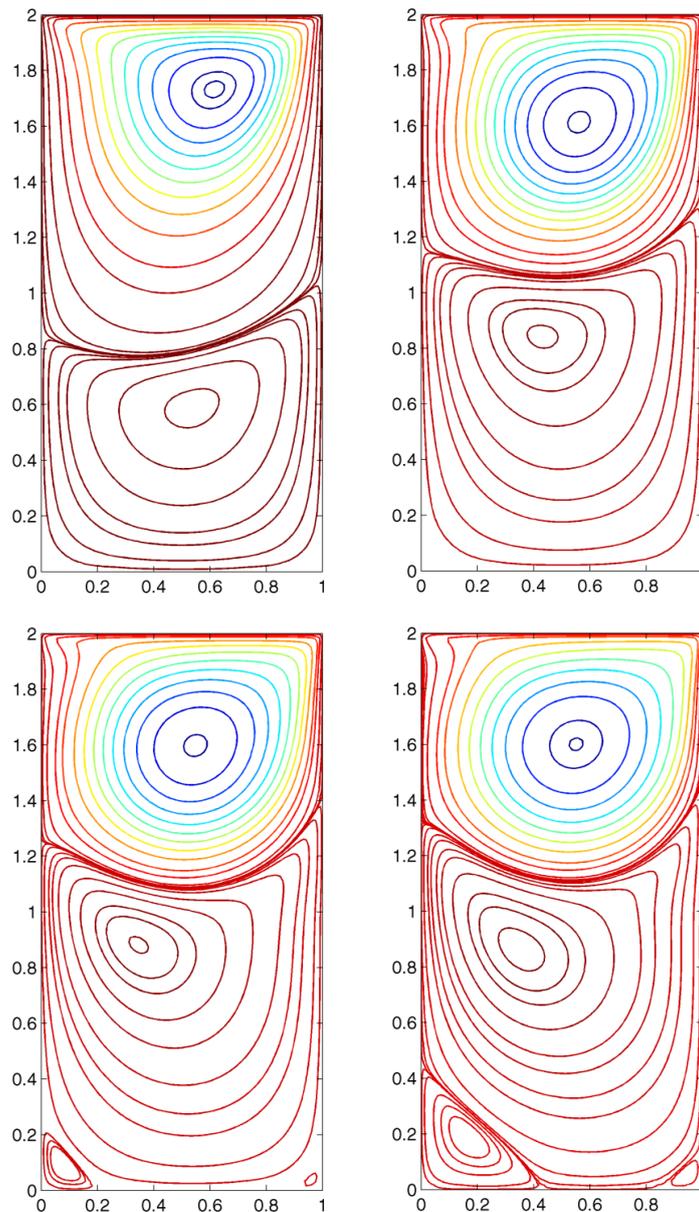


Fig. III.6: Lignes de courant pour  $\gamma = 2$

Les figures (III.6) montrent les lignes de courant dans une cavité de rapport de forme de 2 respectivement pour  $Re_L = 100; 400; 1000; 2000$ . D'après ces figures on peut observer la formation de deux grands tourbillons; celui qui est adjacent au couvercle est d'intensité la plus élevée, et dont la taille diminue à mesure que son intensité augmente et son centre est approximativement au milieu; l'autre est de faible intensité, dont sa taille augmente avec l'augmentation de cette dernière et son centre est initialement au milieu puis se déplace vers la gauche. En augmentant davantage le nombre de Reynolds, on remarque

## Chapitre III : Résultats et Discussion

---

également la formation de deux petits tourbillons de tailles différentes dans les coins inférieurs de la cavité. Il ressort des résultats présentés précédemment pour  $\gamma = 1$  et  $\gamma = 2$  et de ceux pour  $\gamma = 3$  (qui ne seront pas présentés ici pour éviter la redondance), que le nombre de gros tourbillons est supérieur ou égal à  $\gamma$  pour  $\gamma \geq 1$ , tout dépend du nombre de Reynolds.

### IV. Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons présentés les lignes de courant à l'intérieur d'une cavité entraînée en fonction des deux paramètres influant ce type d'écoulement, à savoir, le rapport de forme " $\gamma$ " et le nombre de Reynolds " $Re_L$ ". On constate à partir des résultats plus haut que la structure générale de l'écoulement est affectée par la forme de la cavité, alors que la taille et l'intensité des tourbillons sont affectées par la vitesse de déplacement du couvercle.

*Conclusion  
générale*

## Conclusion générale

---

### Conclusion générale

Le travail présenté dans cette thèse porte sur l'étude de l'écoulement dans une cavité entraînée et la résolution numérique des équations de Navier-stokes 2D incompressibles permanent. Les principaux résultats obtenus sont résumés ci-dessous :

À  $\gamma = 1$ , un vortex central se forme au nombre de Reynolds 100, et lorsque le nombre de Reynolds passe de 400 à 2000, Plus de tourbillons secondaires se forment à Bords de la cavité avec augmentation de nombre de Reynolds.

A  $\gamma = 1/2$ , lorsque le nombre de Reynolds dépasse 400, on constate l'apparition de deux tourbillons « voisins » de taille et d'intensité différentes.

À  $\gamma = 2$ , lorsque le nombre de Reynolds dépasse 400, on constate l'apparition des tourbillons superposés les uns au-dessous des autres, également de taille et de vitesse différentes.

Les résultats ont montré que  $\gamma$  (le rapport entre la hauteur et la largeur du canal) contrôle la forme générale de l'écoulement et la formation des tourbillons, tandis que  $Re_L$  contrôle la taille et l'intensité de ces tourbillons.

### Références bibliographiques

- [1] Peng, Y. F., Shiau, Y. H., & Hwang, R. R. (2003). Transition in a 2-D lid-driven cavity flow. *Computers & Fluids*, 32(3), 337-352.
- [2] Burggraf, O. R. (1966). Analytical and numerical studies of the structure of steady separated flows. *Journal of Fluid mechanics*, 24(1), 113-151.
- [3] Kuhlmann, H. C., & Romanò, F. (2019). The lid-driven cavity. *Computational Modelling of Bifurcations and Instabilities in Fluid Dynamics*, 233-309.
- [4] Comolet, R., & BONNIN, J. C. (1986). *Mécanique expérimentale des fluides* (No. BOOK). Masson. P11
- [5] Philippe, C., Pertes de charge linéiques, [http://212.52.131.30/IUTENLIGNE/rsc/rsc-public/mecanique/mecanique-des-fluides/courtin/pertes-de-charge-lineique/co/Pertes%20de%20charges%20lineiques\\_17.html](http://212.52.131.30/IUTENLIGNE/rsc/rsc-public/mecanique/mecanique-des-fluides/courtin/pertes-de-charge-lineique/co/Pertes%20de%20charges%20lineiques_17.html) 19/06/2021
- [6] Larouci, Y. et Doghmane, M.Y. 2003. etude de l'écoulement subsonique incompressible autour d'un profil d'aile de type "naca 0009», memoire l'obtention de diplôme d'ingénieur d'état En Génie Mécanique, mémoire, université Mohamed khayder Biskra, P04.
- [7] Vittoz, J. C., Appert, K., & Muschiatti, L. (1980). *Solution numérique d'une équation de continuité* (No. REP\_WORK).
- [8] Bendriss, S., & Benaïed, M. Etude de l'écoulement dans une cavité cubique entraînée.
- [9] Mahboub, C., Mécanique des fluides approfondi, cours, Université Mohamed Khaider-Biskra, 2018/2019.
- [10] AbdelMigid, T. A., Saqr, K. M., Kotb, M. A., & Aboelfarag, A. A. (2017). Revisiting the lid-driven cavity flow problem: Review and new steady state benchmarking results using GPU accelerated code. *Alexandria engineering journal*, 56(1), 123-135.
- [11] Yao, H., Cooper, R. K., & Raghunathan, S. R. (2000). Incompressible laminar flow over a three-dimensional rectangular cavity. *Journal of Thermal Science*, 9(3), 199.

## Références bibliographiques

---

- [12] Erturk, E. (2009). Discussions on driven cavity flow. *International journal for numerical methods in fluids*, 60(3), 275-294.
- [13] Botella, O., & Peyret, R. (1998). Benchmark spectral results on the lid-driven cavity flow. *Computers & Fluides*, 27(4), 421-433.
- [14] Bruneau, C. H., & Saad, M. (2006). The 2D lid-driven cavity problem revisited. *Computers & fluids*, 35(3), 326-348.
- [15] Cortes, A. B., & Miller, J. D. (1994). Numerical experiments with the lid driven cavity flow problem. *Computers & fluids*, 23(8), 1005-1027.
- [16] Benhacine, H. (2010). Etude de l'écoulement convectif d'un fluide dans une cavité.
- [17] Mansour, M. A., & Ahmed, S. E. (2012). Mixed convection flows in a square lid-driven cavity with heat source at the bottom utilising nanofluid. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 90(1), 100-110.
- [18] Venkatadri, K., Maheswari, S., Lakshmi, C. V., & Prasad, V. R. (2018, August). Numerical simulation of lid-driven cavity flow of micropolar fluid. In *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering* (Vol. 402, No. 1, p. 012168). IOP Publishing.
- [19] Tekić, P. M., Rađenović, J. B., Lukić, N. L., & Popović, S. S. (2010). Lattice Boltzmann simulation of two-sided lid-driven flow in a staggered cavity. *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, 24(9), 383-390.
- [20] Bouffanais, R., Deville, M. O., & Leriche, E. (2007). Large-eddy simulation of the flow in a lid-driven cubical cavity. *Physics of Fluids*, 19(5), 055108.
- [21] Hoang-Trong, C. N., Bui, C. M., & Ho, T. X. (2021). Lid-driven cavity flow of sediment suspension. *European Journal of Mechanics-B/Fluids*, 85, 312-321.
- [22] Hu, Z., Zheng, X., Ma, Q. W., & Duan, W. Y. (2015). Fluid flow in a cavity driven by an oscillating lid by an improved incompressible SPH. *Procedia Engineering*, 126, 275-279.
- [23] Redal, H., Carpio, J., García-Salaberri, P. A., & Vera, M. (2019). DynamFluid: Development and Validation of a New GUI-Based CFD Tool for the Analysis of Incompressible Non-Isothermal Flows. *Processes*, 7(11), 777.

## Références bibliographiques

---

- [24] Kamel, A. G., Haraz, E. H., & Hanna, S. N. (2020). Numerical simulation of three-sided lid-driven square cavity. *Engineering Reports*, 2(4), e12151.p 3 .
- [25] Evans, J. A., & Hughes, T. J. (2013). Isogeometric divergence-conforming B-splines for the steady Navier–Stokes’s equations. *Mathematical Models and Methods in Applied Sciences*, 23(08), 1421-1478.
- [26] Li, Z., & Wood, R. (2015). Accuracy analysis of an adaptive mesh refinement method using benchmarks of 2-D steady incompressible lid-driven cavity flows and coarser meshes. *Journal of computational and applied mathematics*, 275, 262-271.
- [27] Franco, E. E., Barrera, H. M., & Laín, S. (2015). 2D lid-driven cavity flow simulation using GPU-CUDA with a high-order finite difference scheme. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, 37(4), 1329-1338.