



الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE



MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE DES FRERES MENTOURI 1
Faculté des Sciences de la Technologie
Département de génie mécanique

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
جامعة الاخوة منتوري 1
كلية علوم التكنولوجيا
قسم الهندسة الميكانيكية

N° d'ordre : 125/DS/2018

Série : 11/GM/2018

THESE
EN VUE DE L'OBTENTION DU DIPLOME DE
DOCTORAT EN SCIENCES
EN GENIE MECANIQUE
OPTION : ENERGETIQUE

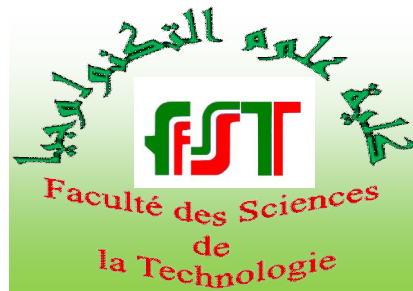
THEME
ETUDE NUMERIQUE DES PHENOMENES DE TRANSFERT D'ENERGIE ET DE MASSE
DANS UNE CONFIGURATION NON CONFINE D'UN JET IMPACTANT

PRESENTEE PAR :
ALIOUALI Abdelouahad

Soutenue le : 04 / 07 /2018

Devant le jury :

Président	Mr. A. BOUCHOUCHA (Pr.)	Université de Constantine
Rapporteur	Mr. K. TALBI (Pr.)	Université de Constantine
Examineur	Mr. A. BRIMA (Pr.)	Université de Biskra
Examineur	Mr. N. BELGHAR (M.C.)	Université de Biskra



UNIVERSITE DES FRERES MENTOURI 1-CONSTANTINE

Faculté des Sciences de la Technologie

Département de génie mécanique

THESE

Présentée pour obtenir le diplôme de

DOCTORAT EN SCIENCES

Spécialité : Génie Mécanique

Option : Energétique

Par :

ALIOUALI Abdelouahad

THEME

**ETUDE NUMERIQUE DES PHENOMENES DE TRANSFERT D'ENERGIE ET DE MASSE
DANS UNE CONFIGURATION NON CONFINE D'UN JET IMPACTANT**

Soutenue le : 04 / 07 /2018

Remerciements

Il me tient à cœur de pouvoir exprimer ici ma profonde reconnaissance envers l'ensemble des personnes ayant, de près ou de loin apporté leurs pierres à l'édifice de cette thèse afin qu'elle puisse voir le jour.

J'adresse mes premiers remerciements au Pr. Mr. TALBI KAMEL, Professeur au département de génie mécanique à l'université Frères Mentouri Constantine, qui a dirigé ce travail. Je lui exprime ma reconnaissance pour le vif intérêt et la patience dont il a fait preuve ainsi que pour les conseils et les critiques constructives qu'il m'a prodigué dans le domaine du sujet de cette étude.

Je tiens également, à remercier Le Pr. Mr. A. BOUCHOUCHA, Professeur au département de génie mécanique à l'université Frères Mentouri Constantine, qui m'a fait l'honneur d'accepter de présider mon jury de thèse.

Je remercie aussi particulièrement Messieurs Le Professeur Mr. A. BRIMA et Le maître des Conférences Mr. N. BELGHAR, enseignants au département de génie mécanique à l'université Mohamed Khider Biskra, pour leurs acceptations de juger ce travail et bien vouloir en être examinateurs. Je n'oublie pas leurs soutiens et leurs encouragements.

Mes remerciements à ma famille.

Résumé

Nous proposons l'étude numérique par la méthode des volumes finis d'un jet en impact. Le jet est symétrique, constitué de l'air issu d'une buse rectangulaire qui s'impacte normalement sur une surface plane. Une analyse paramétrique des différentes influences sur les échanges en phase gazeuse dont les propriétés physiques sont variables a été réalisée. La formulation mathématique de ce problème est basée sur les équations couplées du champ dynamique, la température et la fraction massique de la vapeur. Le système d'équations avec les conditions aux limites et à l'interface est résolu par la méthode des volumes finis. L'étude hydrodynamique du jet isotherme et stationnaire, suivie du cas non isotherme où le transfert de chaleur est caractérisé. Une méthode de modélisation de l'évaporation à travers une surface de paroi poreuse et perméable en présence d'écoulement a été proposée. Nous présentons une analyse du débit massique de vapeur en fonction de la température, de la pression et de la vitesse d'écoulement, ainsi que du temps.

ملخص

نقترح دراسة عددية بواسطة طريقة الأحجام المنتهية لنافورة مؤثرة . النافورة هي متناظرة ، مكونة من هواء ناتج عن قناة موشورية ، الذي يصطدم عموديا على سطح مستوي . قمنا بتحليل البار متري لمختلف التأثيرات على التبادلات في الحالة الغازية مع الأخذ بعين الاعتبار خواصها الفيزيائية المتغيرة . الصياغة الرياضية لهذه المسألة معتمدة على المعادلات المقرونة : معادلة مجال الديناميكا ، معادلة مجال درجة الحرارة و الكسر الكتلي للبخار . منظومة المعادلات المحصل عليها مع الشروط الحدية و السطح البيني تم حلها بطريقة الأحجام المنتهية. الدراسة الهيدروديناميكية لنافورة متساوية في درجة الحرارة توبعت بدراسة الحالة الغير متساوية أين تم تمييز الانتقال الحراري . في هذه الدراسة نقترح طريقة لنمذجة تدفق التبخر الناتج عن منطقة مسامية لمستوي التأثير . نقدم التحليل للتدفق الكتلي للبخار وفقا لدرجة الحرارة ، الضغط و سرعة جريان الهواء فضلا عن الزمن .

Abstract

We propose the numerical study by the method of the finite volumes of a jet in impact. The jet is symmetrical, consisting of the air from a rectangular nozzle that normally impacts on a flat surface. A parametric analysis of the different influences on the gas-phase exchanges with varying physical properties was carried out. The mathematical formulation of this problem is based on the coupled equations of the dynamic field, the temperature and the mass fraction of the vapor. The system of equations with boundary and interface conditions is solved by the finite volume method. The hydrodynamic study of the isothermal and stationary jet is followed by the non-isothermal case where heat transfer is characterized. A method of modeling evaporation through a porous and permeable wall surface in the presence of flow has been proposed. We present an analysis of the mass flow of vapor according to the temperature, the pressure and the velocity of flow, as well as the time.

Table des matières

Nomenclature	VI
Introduction.....	1
Chapitre I Etude Bibliographique	3
I-1 Introduction	3
I-2 Structure d'un jet impactant	3
I-3 Etude bibliographique.....	5
Chapitre II Formulation Mathématique du Jet Impactant.....	19
II-1 Introduction.....	19
II-2 Modèles mathématiques	19
II-2 -1 Hypothèses et équations de transferts.....	20
II -2-2 Conditions aux limites	21
II-3 Propriétés physiques de l'air sec	24
II-4 Equations adimensionnelles.....	25
II-5 Présentation de la méthode de volume finis	28
II-5-1 Choix de l'algorithme de calcul	32
II-5-2 Maillage	32
Chapitre III Jet Isotherme et Stationnaire.....	34
III-1 Hydrodynamique	34
III-1-1 Choix de la taille du domaine de calcul et du nombre de points dans le maillage.	35
III-1-2 Influences du nombre de Reynolds	36
III-1-3 Influences de la distance buse-surface d'impact.....	45

III-1-4 Conclusion partielle	49
Chapitre IV Jets Anisothermes et Stationnaire	51
IV-1 Evolution du Jet anisotherme	51
IV-2 Dépendance du nombre de Nusselt.....	54
IV-3 Influence du Nombre de Reynolds	54
IV-4 Influence de la Distance buse-surface d'impact	55
IV-5 Influence de la Température de la surface chauffée	56
IV-6 Influence du Nombre de Froude.....	58
IV-7 Conclusion partielle	59
Chapitre V Evaporation en Présence d'un Ecoulement d'Air.....	60
V-1 Position du problème.....	60
V-2 Formulation mathématique.....	62
V-2-1 Hypothèses.....	62
V-2-2 Adimensionnalisation	62
V-2-3 Equations gouvernantes	62
V-2-4 Conditions aux limites et à l'interface	64
V-3 Propriétés physiques.....	65
V-3-1 L'air sec	66
V-3-2 la vapeur d'eau.....	66
V-3-3 L'air humide	67
V-4 Méthode de résolution numérique	69
V-5. Résultats et discussion.....	70
V-5-1 Température d'évaporation	70
V-5-2 Pression thermodynamique totale	71

V-5-3 Vitesse de l'écoulement	72
V-5-4 Dispersion de la vapeur	73
V-5-5 Régime transitoire	76
V-5 Conclusion partielle.....	77
Conclusion Générale et Perspectives	78
Références	79

Nomenclature

Symboles latins

C_p = Chaleur spécifique à pression constante, en [J/ (kg K)]

C_{p0} = Chaleur spécifique à pression constante à l'entrée de la buse, en [J/ (kg K)]

D_{v-a} = coefficient de diffusion de la vapeur dans l'air, en [m^2/s]

D_{v-a_0} = coefficient de diffusion de la vapeur dans l'air à l'entrée de la buse, en [m^2/s]

d = largeur de la buse, en [m]

Fr = nombre de Froude

G = constante caractérisant la convection naturelle

g = accélération universelle en [m/s^2]

Gr = nombre de Grashof

H = distance buse-surface d'impact, en [m]

H_b = longueur de la buse considérée dans le calcul, en [m]

H_T = hauteur totale du domaine de calcul, en [m]

h_c = Coefficient de transfert de chaleur, en [$J/ (m^2 s K)$]

L = longueur de la surface chauffée, en [m]

Nu = nombre de Nusselt local sur la surface chauffée

Nu_0 = nombre de Nusselt local au centre de la surface chauffée

P = pression thermodynamique, en [Pa], ou [atm]

P_0 = pression thermodynamique totale sans mouvement, en [Pa], ou [atm]

P_a = pression atmosphérique, en [Pa]

p = pression motrice, en [Pa]

p_a = pression motrice ambiante, en [Pa].

ρ_{ej} = pression motrice au point d'éjection (sur l'axe Oy à la sortie de la buse), en [Pa]

ρ_{inj} = pressions motrice initiale à l'entrée de la buse, en [Pa]

Pr = nombre de Prandtl

ρ_n = pressions motrice non perturbée dans la buse, en [Pa]

ρ_s = pression motrice sur la surface d'impact, en [Pa]

ρ_{min} = pression minimale algébrique dans tout le domaine de calcul, en [Pa]

q = flux calorifique local sur la surface chauffée, en [J/ (m² s)]

Re = nombre de Reynolds

S_c = nombre de Schmidt

T = température, en [K]

T_a = température ambiante, en [K]

T_0 = température à l'entrée de la buse, en [K]

T_s = température sur la surface chauffée, en [K]

t = temps, en [s]

U = vitesse moyenne à l'entrée de la buse, en [m/s]

U_{max} = vitesse latérale maximale définie dans tout le domaine de calcul, en [m/s]

u = composante latérale de la vitesse, en [m/s]

\vec{V} = vecteur vitesse de l'écoulement du jet, en [m/s]

V_{ej} = vitesse axiale centrale d'éjection à la sortie de la buse, en [m/s]

V_{max0} = vitesse maximale à l'entrée de la buse, en [m/s]

V_s = vitesse axiale à l'interface de la surface d'impact, en [m/s]

v = composante axiale de la vitesse, en [m/s]

W = débit massique, en [kg/s]

W_0 = débit massique initial de l'air à l'entrée de la buse, en [kg/s]

W_{\max} = débit massique maximum de l'air dans le domaine calculé, en [kg/s]

x = coordonnée spatiale suivant la direction x , en [m]

X_0 = largeur de la buse, en [m]

X_T = dimension latérale totale du domaine de calcul, en [m]

y = coordonnée spatiale suivant la direction y , en [m]

Y_T = dimension axiale totale du domaine de calcul, en [m]

Symboles grecs

β = coefficient de la perte de pression, sans unité

Γ_b = ligne de courant frontière entre le fluide projeté par la buse et celui entraîné

δ_c = épaisseur du film stagnant, en [m]

μ = viscosité dynamique du fluide, en [kg/ (m s)]

μ_0 = viscosité dynamique du fluide à l'entrée de la buse, en [kg/ (m s)]

ρ = masse volumique du fluide, en [kg/m³]

ρ_0 = masse volumique de l'air à l'entrée de la buse, en [kg/m³]

ρ_a = masse volumique de l'air, en [kg/m³]

ρ_v = masse volumique de la vapeur d'eau, en [kg/m³]

λ = conductivité thermique du fluide, en [W/ (m K)]

λ_0 = conductivité thermique du fluide à l'entrée de la buse, en [W/ (m K)]

ω_v = fraction massique de la vapeur d'eau

τ_w = taux de l'entraînement de l'air environnant, sans unité

Ψ = fonction de courant , sans unité

Ψ_{\max} = valeur maximale de la fonction de courant définie dans tout le domaine de calcul

Ψ_{\min} = valeur minimale de la fonction de courant définie dans tout le domaine de

calcul

Ψ_0 = valeur de Ψ sur la paroi de la buse, sans unité

Indices

0 = relatif à l'entrée de la buse

, = relatif à la valeur adimensionnelle

LISTE DES FIGURES

N ^o	Intitulé	Page
Figure I-1	Structure d'un jet impactant	4
Figure I-2	Schéma du système de jet impactant	6
Figure I-3	Configuration de multi-jets impactant, avec une surface de confinement inclinée	7
Figure I-4	Schéma du champ d'écoulement à l'intérieur de la cellule électrochimique du jet à fente et du système de coordonnées considéré. WE : électrode ; CE : contre-électrode	8
Figure I-5	Cellules de recirculation à $Re= 860$	9
Figure I-6	Définitions des paramètres géométriques et du système de coordonnées	10
Figure I-7	Définitions des paramètres géométriques et du système de coordonnées	11
Figure I-8	Model physique	12
Figure I-9	Modèle physique des jets doubles	13
Figure I-10	Schémas de la géométrie de l'écoulement. Les dimensions spatiales sont normalisées par le diamètre d'entrée. Le vecteur g représente la gravité	15
Figure I-11	Géométrie du modèle	16
Figure I-12	configuration géométrique et conditions aux limites	17
Figure I-13	Schéma du modèle physique et du système de coordonnées	17
Figure II -1	Schéma de l'impact d'un jet sur une paroi plane	19
Figure II -2	Représentation du domaine fini, pour le traitement numérique	20
Figure II -3	Une partie du maillage, volume de contrôle (cellule adjacente à la paroi)	23
Figure II -4	Emplacements des variables composantes de la vitesse et des variables scalaires Φ	29
Figure II -5	volume de contrôle de la grandeur scalaire Φ	29
Figure II -6	Volume de contrôle de u composante de la vitesse	30
Figure II -7	Volume de contrôle de v composante de la vitesse	30
Figure II -8	Schéma du maillage	32
Figure III-1	Lignes de courant obtenu pour différents domaines de calcul. Calculs effectués à $Re= 100$, $H/ X_0=8$	36
Figure III-2	Lignes de courants obtenus pour le domaine de calcul ($51X_0 \times 58X_0$), et différents maillages de discrétisation. Calculs effectués à $Re= 100$, $H/ X_0=8$	36
Figure III-3	Schéma de deux zones du fluide en dehors de la buse, zone 1 : le fluide projeté par la buse et zone 2 : le fluide entraîné après l'éjection	37
Figure III-4	Lignes de courant dans tout le domaine de calcul pour différents nombres de Reynolds. Calculs effectués pour domaine ($51X_0 \cdot 58X_0$) et $H/ X_0=8$	37
Figure III-5	Lignes de courant dans une partie du domaine de calcul pour différents nombres de Reynolds. Calculs effectués pour domaine ($51X_0 \cdot 58X_0$) et $H/ X_0=8$	37
Figure III-6	Profils de vitesse axiale à l'entrée et à la sortie de la buse selon la hauteur H/X_0 . Calcul effectué à $Re=100$	38
Figure III-7	Perte de charge visqueuse adimensionnelle entre l'entrée de la buse et la sortie calculée sur l'axe du jet Oy . Calculs effectués à $Re= 100$ et $H/ X_0=8$	39
Figure III-8	Différences de pression entre l'impact et la sortie de la buse sur l'axe Oy , et la pression minimale (ou la dépression maximale). Calculs effectués	40

	à $Re= 100, H/ X_0=8$	
Figure III-9	Taux d'entraînement selon le nombre de Reynolds Re . Calculs effectués à $H/ X_0=8$	41
Figure III-10	Lignes de courant à nombres de Reynolds faibles, observation des cellules de recirculation. Calculs effectués à $H/ X_0=8$	42
Figure III-11	Lignes de courant à nombres de Reynolds élevés, absence des cellules de recirculation. Calculs effectués à $H/ X_0=8$	42
Figure III-12	Evolution des vitesses axiale (a) et latérale (b) en fonction de la distance (y/X_0) de l'impact pour différents nombre de Reynolds. Calculs effectués à $(H/X_0)=8$	44
Figure III-13	Vitesse latérale maximale U_{max} définie dans tout le domaine et vitesse axiale maximale V_{ej} à la sortie de la buse. Calculs effectués à $Re= 100$	45
Figure III-14	Différence de pression entre la surface d'impact et la sortie de la buse en fonction de la distance buse - surface d'impact. Calculs effectués à $Re= 100$	45
Figure III-15	Perte de charge visqueuse dans la buse en fonction de la distance buse-surface impact. Calculs effectués à $Re= 100$	46
Figure III-16	Pression motrice à la sortie de la buse en fonction de la distance d'impact. Calculs effectués à $Re= 100$	47
Figure III-17	Coefficient de perte de pression mesuré β , comparaison avec la théorie du fluide non visqueux [2]	47
Figure III-18	Coefficient de perte de pression. Calculs effectués à différent nombre de Reynolds Re	48
Figure III-19	Taux d'entraînement en fonction de la distance d'impact. Calculs effectués à $Re= 100$	49
Figure IV-1	Lignes de courant, isothermes et isobares (a) Calculs effectués à $X_0 =0.01m, P_0 = 1 atm, T_0 =293,15 K, T_s =368.15 K, H/X_0 = 1$ (b) $T_s =443.15 K$, (c) $H/X_0 = 6$	53
Figure IV-2	Profil du nombre $Nu/(Re^{0.5} Pr^{0.4})$ sur la surface chauffée et selon Re	54
Figure IV-3	Evolution du nombre de Nusselt local central Nu_0 en fonction de Re	54
Figure IV-4	Evolution du nombre de Nusselt local normalisé (Nu/Nu_0) en fonction de Re	55
Figure IV-5	Evolution du nombre Nu_0 de Nusselt local central en fonction de H/X_0	55
Figure IV-6	Evolution du nombre de Nusselt Nu local normalisé en fonction de H/X_0	55
Figure IV-7	Evolution du nombre Nu_0 de Nusselt local central en fonction de T_s	57
Figure IV-8	Evolution du nombre de Nusselt Nu local normalisé en fonction de T_s	57
Figure IV-9	Evolution du nombre Nu_0 de Nusselt local central en fonction de H/X_0	58
Figure III-10	Evolution du nombre de Nusselt Nu local normalisé en fonction de H/X_0	59
Figure V-1	Evaporation en présence d'un écoulement d'air	60
Figure V-2	Film stagnant dans la couche limite de masse	61
Figure V-3	Représentation du domaine fini, pour le calcul numérique	64
Figure V-4	Une partie du maillage, volume de contrôle (cellule adjacente la paroi)	65
Figure V-5	Influence de la température T_s sur le taux d'évaporation moyen m_{v-m}^s	70
Figure V-6	Evolution du taux moyen d'évaporation m_{v-m}^s , selon la pression P_0	71
Figure V-7	Fraction massique moyenne ω_{v-m} en fonction de la vitesse U_{max}	72
Figure V-8	Fraction massique locale ω_{v-L} en fonction de la distance x_L/X_0	72

	et pour différentes vitesses	
Figure V-9	Débit massique moyen \dot{m}_{v-m}^s en fonction de la vitesse U_{max}	73
Figure V-10	Débit massique locale \dot{m}_{v-L}^s en fonction de la distance x_L/X_0 et pour différentes vitesses	73
Figure V-11	Lignes de courant dans tout le domaine	74
Figure V-12	Lignes de courant dans tout le domaine	74
Figure V-13	Lignes d'iso-fractions massique de la vapeur dans une partie du domaine de calcul pour différents nombres de Reynolds	76
Figure V-14	Débit massique surfacique moyen $\dot{m}_{\square-\square}^s$ en fonction du temps t et pour différentes vitesses $\square_{\square\square\square}$	76

LISTE DES TABLEAUX

N°	Intitulé	Page
Tableau II-1	Coefficients des expressions des propriétés de l'air sec	25
Tableau III-1	Vitesse maximale latérale ainsi que sa localisation dans tout le domaine de calcul, maximum de la fonction ligne de courant pour différentes taille de domaine de calcul et pour différents maillages. Calculs effectués à $Re= 100$, $H/X_0 =8$	35
Tableau IV-1	Etat de référence des paramètres avec dimension et adimensionnels utilisés pour les calculs	51
Tableau V-1	coefficients des expressions des propriétés de la vapeur d'eau	66
Tableau V-2	coefficients des expressions des propriétés de la vapeur d'eau	66
Tableau V-3	Coefficients de l'expression de la pression de la vapeur de saturation	67
Tableau V-4	État de référence des paramètres avec et sans dimension utilisés pour les calculs	70

Introduction

Au cours de ces dernières années le nombre d'applications du jet laminaire impactant n'a cessé d'augmenter. Parmi la multitude d'applications qui en a résulté on peut citer sa large utilisation comme procédé de refroidissement dans le domaine de la microélectronique. Il offre un moyen performant dans l'évacuation de la chaleur dissipé par les composants électroniques, souvent dans des géométries miniatures et complexes. Pourtant, l'utilisation de tel système, nécessite un meilleur contrôle des paramètres expérimentaux. Or les conditions initiales du fluide à l'entrée de la buse sont les seules contrôlées par l'expérimentateur, elles subissent de nombreuses modifications lors de l'écoulement du jet jusqu'à la surface d'impact. Dans la plupart des problèmes, les phénomènes de transfert sont difficilement mesurables par la méthode expérimentale, alors beaucoup d'auteurs tentent à les modéliser et traiter le problème numériquement. Dans ce cas les difficultés à surmonter comme nous verrons plus loin, sont liées au non linéarité et au couplage des équations. Mais la puissance de calcul et la vitesse des ordinateurs les plus récents permettent d'aborder des problèmes complexes en conservant des temps de calcul raisonnables. Ces progrès permettent également de rendre compte de l'influence d'un nombre croissant de paramètres sur le jet en impact.

Il nous paraît donc intéressant de contribuer à la connaissance du jet plan laminaire en impact dans une configuration non confinée. Le model utilisé est bidimensionnel intégrant à la fois les phénomènes hydrodynamique, les phénomènes de transfert d'énergie et de masse.

La thèse est divisée en cinq chapitres :

Dans le chapitre I, qui est bibliographique, nous présentons l'évolution des études antérieures du jet laminaire en impact et de l'intérêt de ses diverses utilisations pratiques.

Dans le chapitre II, nous présentons le problème à résoudre, et établissons les équations mathématiques des différents phénomènes qui interviennent dans le jet impactant. Nous y discutons également des méthodes d'estimation utilisées dans la suite de l'étude, pour décrire la dépendance des propriétés physiques aux paramètres d'état du gaz : température, pression, et composition.

Dans le chapitre III, nous abordons les problèmes mécaniques, elle concerne le jet en milieu isotherme et à la détermination de son évolution dans un espace non confiné. Les pertes de charge dans la buse et les coefficients de perte de pression dans l'espace à la sortie sont étudiées en fonction de divers paramètres du jet et confrontés aux résultats expérimentaux d'autres auteurs, ce qui nous permet de valider notre modèle mécanique.

Dans le chapitre IV, nous étudions l'influence de transferts de chaleur. Le nombre de Nusselt local sur la surface d'impact est calculé en fonction de paramètres de transfert.

Dans le chapitre V, nous exposons une analyse paramétrique du taux d'évaporation en présence d'un écoulement d'air du jet en impact. Nous pouvons ainsi étudier l'influence de divers paramètres tels que la température, la pression totale, la vitesse de l'écoulement sur le débit massique de vapeur. Ainsi que l'influence du temps.

Enfin la thèse se termine par une conclusion générale.

Chapitre I

Etude Bibliographique

I-1 Introduction

Les jets impactant trouvent de nombreuses applications industrielles en raison de leurs caractéristiques de transfert de chaleur et/ou de masse localisés très élevés. Ils vont du séchage de textiles et de papier, le recuit de feuilles de métal, la trempe du verre..., au refroidissement des aubes de turbine à gaz. Alors que de nombreuses applications impliquent des jets turbulents, les jets laminaires sont également rencontrés lorsque le fluide est très visqueux (liquide), la géométrie est miniature (dans le domaine de la microélectronique) ou pour le cas où le nombre de Reynolds faible est nécessaire pour éviter une pression élevée dans la zone d'impact du jet. Cette liste n'est pas exhaustive et de nombreuses autres applications existent.

Le nombre important de publication au sujet du jet en impact est principalement dû au nombre élevé de paramètres influant sur l'aérodynamique et les transferts de chaleur et/ou de masse : par exemple le type de jet (plan ou rond), le nombre de jet (unique ou multiples), l'angle d'impact du jet, la présence de confinement ou non, la courbure de la surface d'impact.

De manière générale, l'écoulement du jet est caractérisé par :

- la hauteur d'impact : distance entre la section de sortie de la buse d'injection et la paroi d'impact ;
- le nombre de Reynolds du jet, calculé à partir de la vitesse moyenne dans la buse d'injection et de son diamètre.

I-2 Structure d'un jet impactant

Deshpande et Vaishnav (1982) [1] décomposent le domaine d'écoulement d'un jet impactant en trois régions, figure I-1.

- une région de jet pseudo-libre.
- une région d'impact ou de déflexion appelée également région de stagnation.
- une région de jet pariétale.

Région de jet libre

La région de jet libre peut se composer des différentes zones : Un noyau potentiel, une zone de transition, et une zone d'écoulement établi. En fait, ces distinctions ne sont valides que pour les

grandes valeurs de la distance entre la buse et la surface d'impact et du nombre de Reynolds afin que la viscosité n'ait pas d'effet notable sur le fluide dans la région libre du jet.

Région d'impact

La région d'impact se caractérise par une zone de stagnation (point d'accrochage situé à la paroi dans l'axe du jet) et par un changement de direction du jet avec une transition vers un jet pariétal (on parle aussi de région de déflexion). Dans cette région la vitesse sur l'axe central du jet diminue à mesure que l'écoulement approche du point de stagnation, jusqu'à atteindre une valeur nulle à la paroi.

Région du jet de paroi

La région du jet de paroi se caractérise par l'écoulement dévié et qui se développe le long de la paroi. Dans cette région, l'écoulement est dominé par les effets de paroi à travers les forces de viscosité. L'écoulement pariétal commence par accélérer puis il décélère en cédant de l'énergie au fluide environnant, l'épaisseur de la couche limite hydrodynamique augmente.

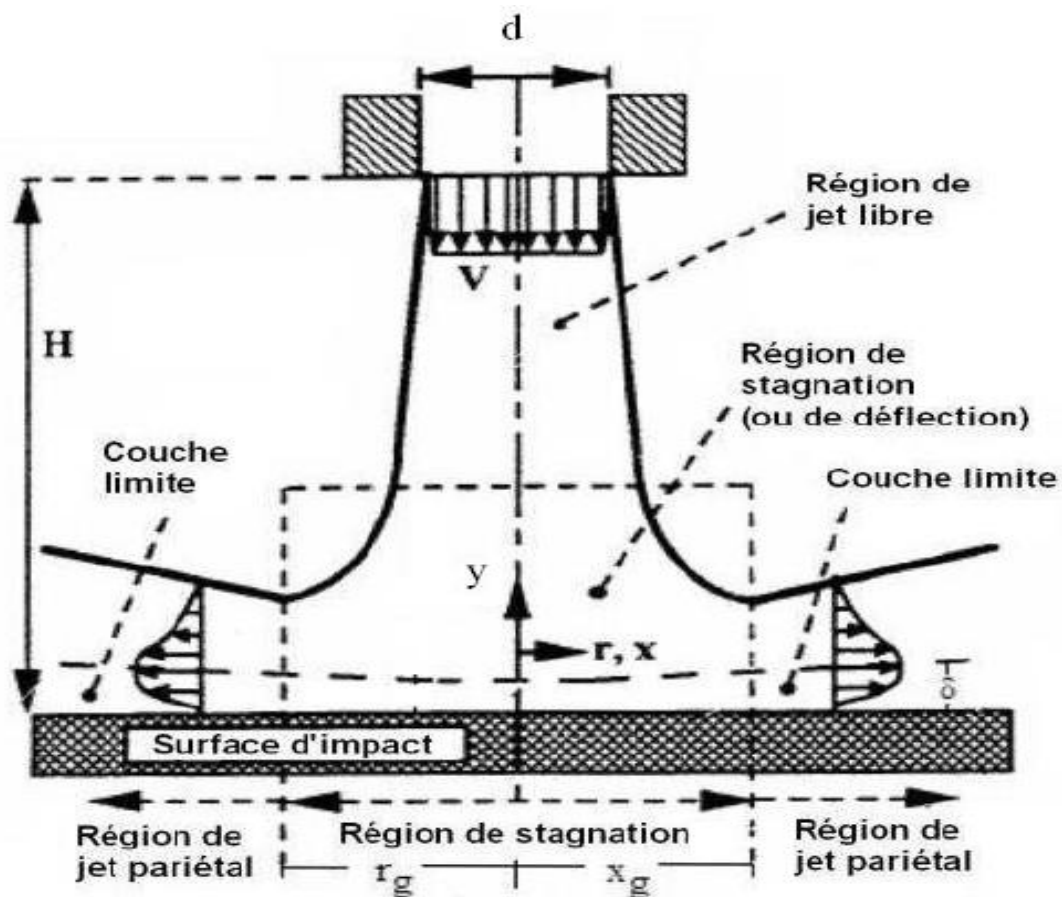


Figure I-1 : Structure d'un jet impactant

I-3 Etude bibliographique

M.T Sholtz and al (1970) [2] ont étudié, à la fois théoriquement et expérimentalement, un jet d'air laminaire en impact, sur une surface plane avec un profil de vitesse non uniforme à l'entrée de la buse et pour un espacement entre la sortie de la buse et la plaque d'impact allant de 0,05 à 6 diamètres de buse. Dans leur étude théorique l'écoulement du jet dans la buse est supposé, non visqueux et rotationnel et dans la zone auprès de la surface d'impact ils considèrent que l'écoulement obéit à la loi de la couche limite. Les données expérimentales mesurées dans la buse par ces auteurs, ont été vérifiées, par le modèle théorique de fluide non visqueux. Ils trouvent aussi que le transfert de masse était indépendant de l'espacement buse-plaque dans la gamme de 0,5 à 6,0 diamètres de buse, le nombre de Reynolds variant de 500 à 1970. Dans le cas des diamètres de buse inférieurs à 0,25, les effets de l'accélération du fluide entre la paroi de la buse et la plaque d'impact ont été observés. Le transfert de masse augmente du point de stagnation jusqu'à un pic, situé à une distance égale à la moitié du diamètre de la buse puis il diminue de façon monotone. Pour une très faible hauteur d'impact égale 0,05 diamètre de buse, le nombre maximal de Sherwood est deux fois supérieures au point de stagnation. Ils ont rapporté des données de transfert de masse à partir d'une plaque plane impactée par un jet d'eau libre. Ils ont déterminé les coefficients locaux de transfert de masse en mesurant la diminution de l'épaisseur des revêtements d'acétanilide et d'acide benzoïque et ont comparé les données avec les prédictions obtenues en résolvant l'équation de la couche limite laminaire le long de la plaque ; ils ont observé la séparation de la couche limite et la formation d'un vortex toroïdal à des nombres de Reynolds faible.

Hin-Sum Law et al (1983) [3] ont effectué des travaux expérimentaux et numériques au sujet du transfert massique dû à l'impact d'un jet laminaire d'air bidimensionnel, impactant une surface plane dans une configuration confinée. Les mesures expérimentales de transfert de masse locale sont effectuées à l'aide de la méthode de polymère couplé à un laser holographique et interférométrique. Dans cette étude les valeurs du nombre de Reynolds sont inférieures à 400 et deux valeurs sont considérées d'espacement entre la sortie de la buse et la surface d'impact. Les résultats expérimentaux et numériques montrent que la valeur du nombre de Sherwood local diffère selon le cas de confinement ou de non confinement du jet. La variation du nombre de Sherwood le long de la surface d'impact à partir du point de stagnation révèle l'existence d'extremums. La localisation de ces extrema est fonction du nombre de Reynolds du jet et de l'espacement buse – plaque.

T. D. Yuan et al. (1988) [4] ont présenté une étude numérique d'un jet laminaire, en deux dimensions, impactant une surface uniformément chauffée. Ils déterminent dans la région de

stagnation l'influence de la flottabilité sur l'écoulement et le champ de température. Les paramètres utilisés comprennent le nombre de Reynolds et de Richardson ainsi que la distance de séparation entre la surface d'impact et la sortie de la buse. Les résultats obtenus des champs de vitesse, de la distribution de température, du coefficient de frottement local et de transfert de chaleur sont présentés selon la direction verticale du jet, vers le haut ou vers le bas. Ils ont constaté que le nombre local de Nusselt subit un pic dans une zone distante de l'axe du jet et augmente avec la flottabilité en raison de l'influence de la pesanteur. Enfin ils concluent que le taux de transfert de chaleur en surface augmente avec le nombre de Richardson et la réduction de l'étalement du jet sur la paroi.

X. S. Wang et al (1989) [5] ont mené une étude analytique du transfert de chaleur conjugué entre un jet laminaire liquide impactant et le disque solide figure I-2. La distribution de la température ou du flux de chaleur sur la surface latérale du disque sont imposés. La résolution analytique est effectuée simultanément en phase fluide et solide. Les résultats obtenus montrent que le coefficient de transfert de chaleur entre le jet et le disque solide est influencé par les paramètres tels que le nombre de Prandtl du fluide, le rapport de la conductivité du fluide et du matériau du disque solide, le rapport de forme entre l'épaisseur et le rayon du disque et ainsi que du profil de température ou du flux de chaleur imposé sur la surface latérale du disque. Ils trouvent que l'influence de la condition aux limites sur le coefficient de transfert thermique local est selon le cas de l'épaisseur du disque solide. Le cas où le disque est épais, cette influence est faible, tandis qu'elle est très importante pour le cas où le disque est mince. Les résultats indiquent également que le nombre local de Nusselt devient plus élevé lorsque le rapport de la conductivité du fluide et du disque solide est plus grand.

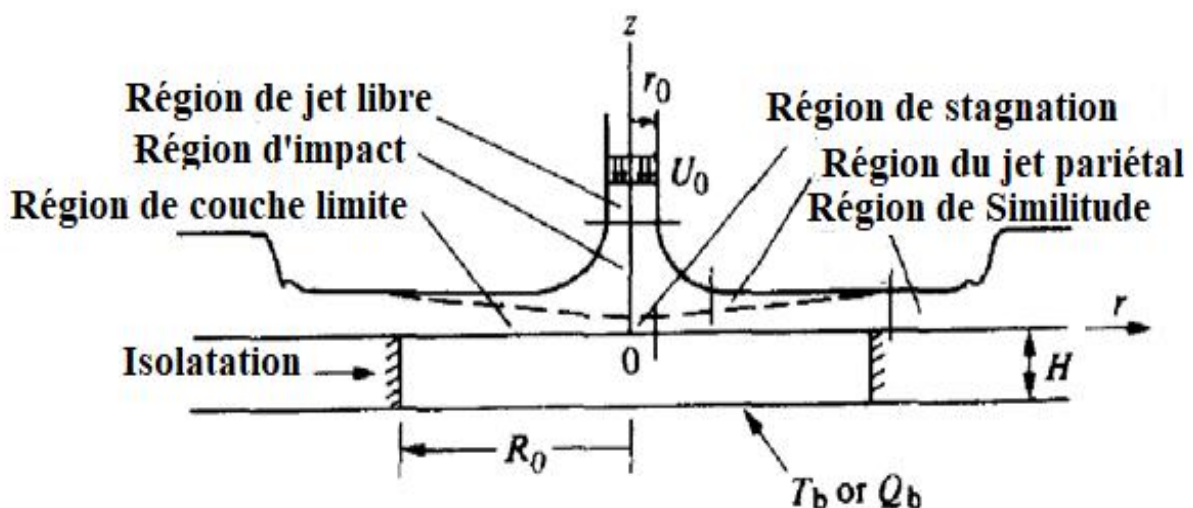


Figure I-2 : Schéma du système de jet impactant

Une étude numérique de multi-jets à fentes confinés et laminaires à impact normal dans un canal convergent est effectuée par S. H. Seyedein et al (1993) [6]. L'objectif de cette étude est la réduction du degré de la non-uniformité de la distribution du nombre de Nusselt local sur la surface d'impact. Pour cela ils considèrent une inclinaison de la surface de confinement comme indiqué dans la figure I-3. Pour la résolution numérique du problème un système de coordonnées non orthogonales est adopté. Les paramètres considérés tels que le nombre de Reynolds pris dans l'intervalle 600-1000, l'angle d'inclinaison de la surface supérieure compris entre 0° et 20° , l'espacement entre les deux parois et les emplacements des jets. La comparaison des profils du nombre de Nusselt local obtenu, montre que l'inclinaison de la surface de confinement uniformise la distribution du nombre de Nusselt sur la surface d'impact et accélère l'écoulement dans le sens aval.

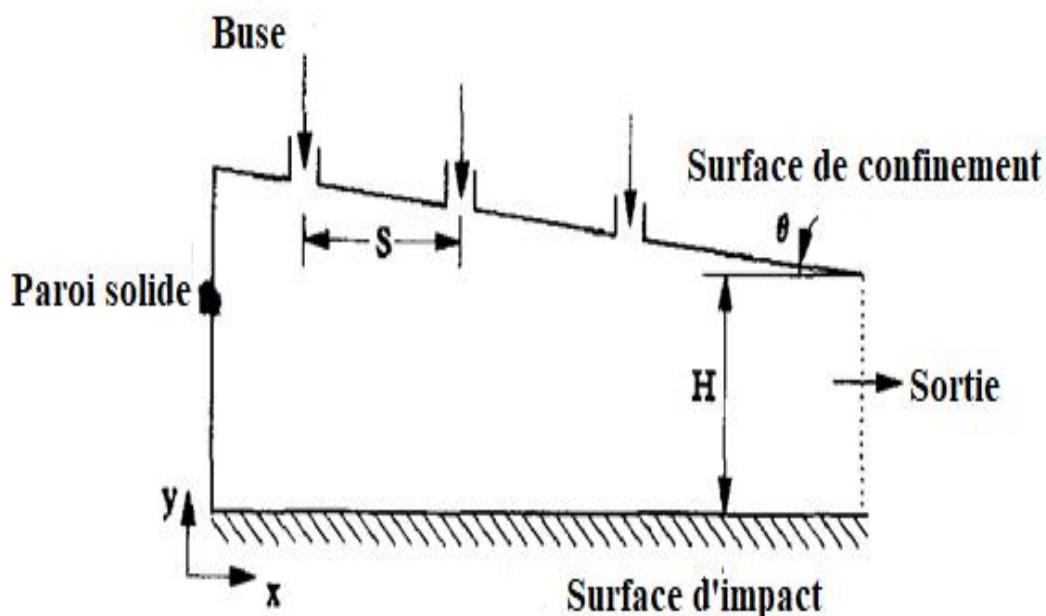


Figure I-3 : configuration de multi-jets impactant, avec une surface de confinement inclinée.

Les caractéristiques de transfert de chaleur d'un jet laminaire rond submergé impactant une plaque confinée ont été étudiées numériquement par In Gyu Park, et al (1996) [7]. Un code de calcul basé sur la méthode d'éléments finis, a été utilisé pour la résolution du système des équations de transport. Les effets de la hauteur du canal et du nombre de Reynolds sur le nombre local de Nusselt ont été considérés respectivement dans l'intervalle $H = 0,5-1,5$ et $Re = 100-900$. Il a été constaté que la hauteur du canal influençait fortement la température de surface, la contrainte de cisaillement et la chute de pression. L'augmentation du nombre de Reynolds fait déplacer la localisation de la température maximale jusqu'au bord de la plaque circulaire chauffée. Il est également noté que la chute de pression augmente plus vite que le coefficient de transfert de chaleur moyen lorsque le

nombre de Reynolds croit. Aussi ils trouvent que l'influence du nombre de Reynolds sur le transfert de chaleur est plus importante que celle de la hauteur du canal. Enfin les résultats montrent que le nombre local de Nusselt du jet submergé confiné est plus grand que celui du jet libre non confiné.

Mingyong Chen et al (2000) [8], ont étudié expérimentalement et numériquement le transfert de masse entre une électrode figure I-4 et un jet laminaire dans le cas d'un nombre de Schmidt élevé. La contre-électrode (CE) est faite d'un morceau de feuille de nickel de 50 mm 300 mm située en aval de l'électrode WE montée sur la paroi du récipient près de la sortie de la buse du jet. La contre-électrode dépassait le niveau de liquide dans le réservoir permettant la connexion électrique. Les mesures de transfert de masse par la méthode électrochimique sur des électrodes de 100 mm sont effectuées en considérant le nombre de Reynolds entre 220 à 690. Les résultats expérimentaux et théoriques sont concordants et montrent que les valeurs maximales du transfert de masse ne sont plus situées au point de stagnation. De même que le transfert de chaleur est maximum en un point distant du point de stagnation d'environ une-demie la largeur de la buse, ce qui n'a pas été observé dans les études antérieures.

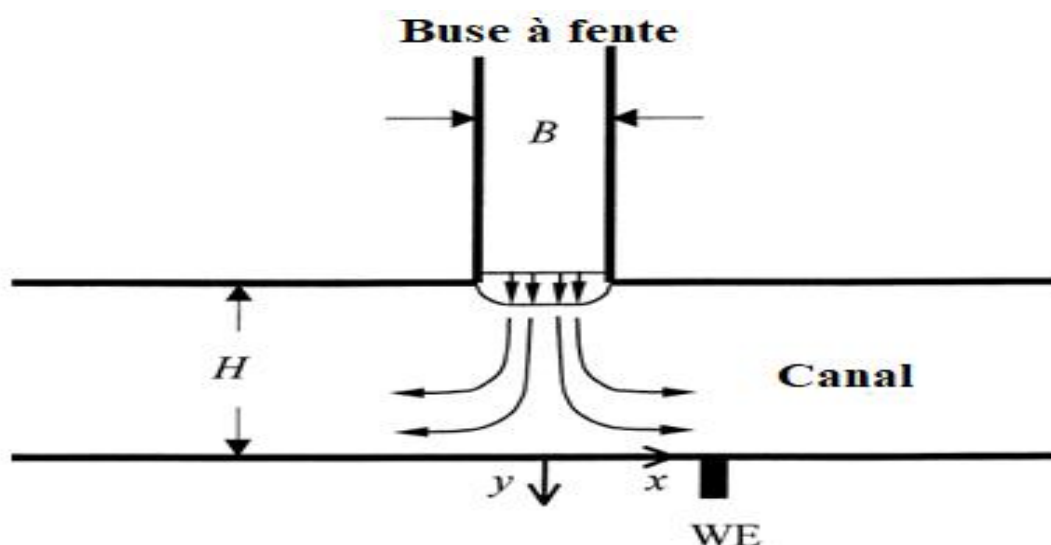


Figure I-4 : Schéma du champ d'écoulement à l'intérieur de la cellule électrochimique du jet à fente et du système de coordonnées considéré. WE : électrode ; CE : contre-électrode.

J. M. Miranda et al (2000) [9] leur étude concerne le transfert de masse à partir d'une plaque soluble placée perpendiculairement à un jet laminaire impactant comme indiqué dans la figure I-5. L'écoulement du jet est confiné par une paroi conique s'étendant de la buse à une courte distance de la plaque d'impact d'une valeur variante de 0,1 à 0,3 diamètre de la buse. Les paramètres considérés sont le régime d'écoulement laminaire Re inférieure ou égale à 1600, et le nombre de Schmidt supérieure à 960. Les équations de transport de Navier Stokes et de masse sont résolues par la

méthode de différences finies. Les prédictions numériques du coefficient de transfert de masse moyen sont comparées aux données obtenues en mesurant la vitesse de dissolution de l'acide benzoïque dans l'eau et dans la solution aqueuses de glycérol. Une corrélation est présentée entre le nombre de Sherwood au point de stagnation, le nombre de Reynolds et le nombre de Schmidt. Les données de transfert de masse confirment la valeur critique égale à 1600 du nombre de Reynolds de transition du régime d'écoulement laminaire à turbulent.

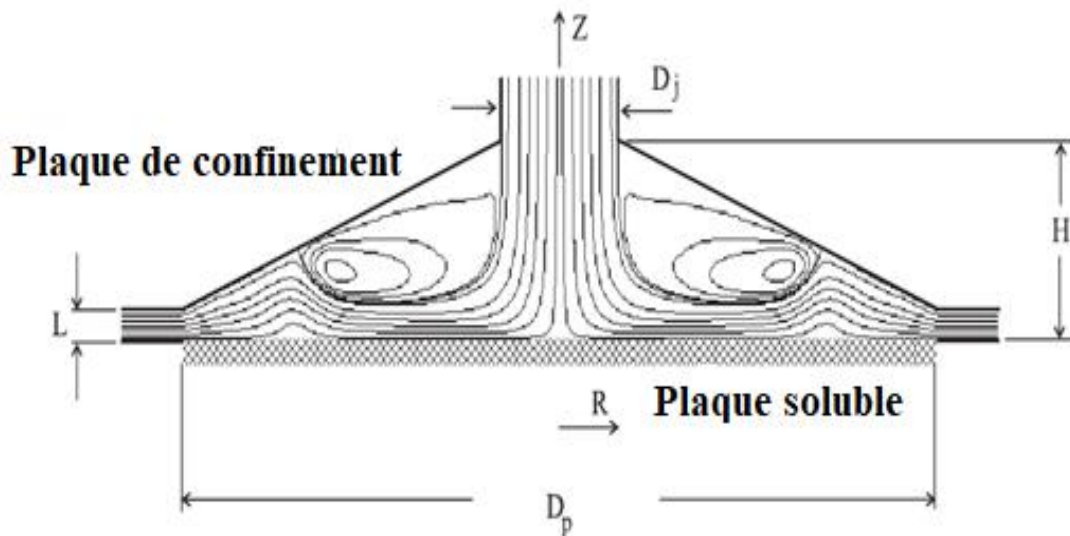


Figure I-5 : Cellules de recirculation à $Re= 860$.

V.C. Chiriac et al (2002) [10] ont présenté une étude numérique d'un jet laminaire bidimensionnel semi-confiné impactant une plaque chauffée à même température, la résolution du système d'équation est basée sur la méthode des différences finies. Dans leur étude Ils considèrent les paramètres tels que le nombre de Reynolds de valeurs prises dans l'intervalle 250-750, le nombre de Prandtl égale à 0.7 et la distance buse-plaque égale à 5. Ils trouvent que l'écoulement est stable pour les nombres de Reynolds de 250-350, alors qu'au-delà de 350 jusqu'à 750 le profil de vitesse présente une déformation dû à l'instabilité. Ceci est en raison de l'interaction entre l'écoulement du jet, le canal et la formation de vortex. Les résultats obtenus montrent que le nombre de Nusselt au point de stagnation est directement proportionnel au nombre de Reynolds lorsque le régime d'écoulement est stationnaire ce qui n'est pas vérifié dans le cas du régime transitoire.

L.B.Y. Aldabbagh et al, (2002) [11] ont étudié numériquement les caractéristiques de transfert de chaleur des jets laminaires carrés, multiples et laminaires en trois dimensions et impactant une surface plane et chauffée voir figure I-6. Les simulations ont été effectuées pour des distances inter-

jets de valeurs $4 D$, $5 D$ et $6 D$ et de l'espace entre la sortie de la buse et la plaque d'impact de $0,25 D$ et $9 D$, (D désigne la largeur de la buse). Les résultats indiquent un champ d'écoulement plutôt complexe avec la formation d'un vortex périphérique autour de chaque jet. La taille et l'emplacement des vortex périphériques dépendent des espacements buse-plaque. Les résultats des calculs montrent que la structure de l'écoulement est fortement affectée par la distance jet-surface d'impact. Tandis que la distance d'espacement entre les jets n'a pas d'influence sur le nombre de Nusselt local. Aussi, le nombre de Nusselt local dans les zones éloignées du point de stagnation, est beaucoup plus élevé en raison des vitesses élevées de l'écoulement du jet pariétal dans ces zones. Pour les très faibles distances buse-surface d'impact, aucun mouvement de vortex n'est observé dans la région du jet pariétal.

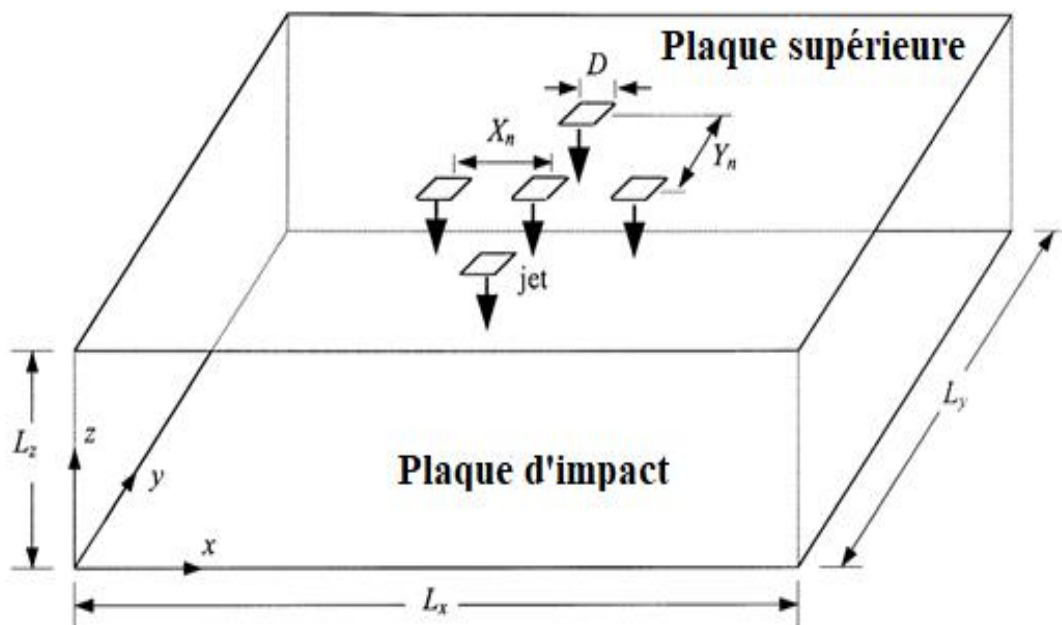


Figure I-6 : Définitions des paramètres géométriques et du système de coordonnées.

Une simulation numérique tridimensionnelle a été réalisée par L.B.Y. Aldabbagh et al (2003) [12]. Le but a été l'étude des caractéristiques de transfert de chaleur d'un réseau de jets carrés de 3×3 avec élimination des fluides usés à travers des trous placés entre les buses sur la plaque de confinement comme indiqué dans la figure I-7. Plusieurs simulations ont été effectuées, en considérant les paramètres tels que les distances inter-jets égaux à $4 D$, $5 D$ et $6 D$ alors que la valeur de l'espacement entre la buse et la plaque est prise de l'intervalle $0,25 D$ - $9 D$, où D est la largeur du jet. L'influence de l'espacement entre les jets et de la distance buse-plaque est considérée pour différents nombres de Reynolds dans la gamme laminaire. Les résultats obtenus montrent que la structure de l'écoulement issu de plusieurs jets carrés impactionnant une plaque chauffée est fortement

affectée par la distance buse-plaque. Par contre, la valeur maximale du nombre de Nusselt au point de stagnation n'est pas affectée par l'espacement inter-jets. Pour les très faibles distances buse plaque, les jets sont déviés dans la direction transversale. Le retrait du fluide usé abaisse le nombre local de Nusselt dans les zones situées au-dessous des trous de sortie. Cette réduction est le résultat du détachement du jet pariétal. L'effet d'élimination des fluides usés est plus important pour les plus petits espacements inter- jets, en raison des interactions très intenses entre les jets et des effets des écoulements croisés.

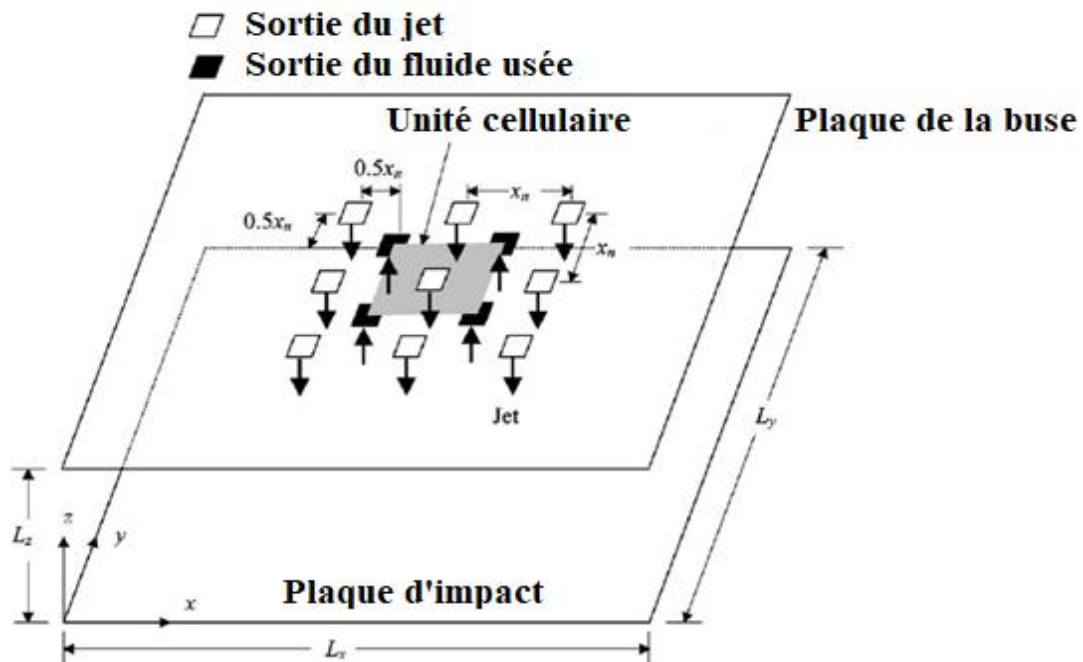


Figure I-7 : Définitions des paramètres géométriques et du système de coordonnées.

Hee Joo Poh et al (2005) [13] Ont présenté une étude numérique d'un jet laminaire pulsé impingent, les paramètres considérés tels que le nombre de Reynolds moyenné dans le temps, la fréquence de pulsation et l'espacement buse-surface d'impact. A partir des résultats obtenus, ils ont constaté que la séparation dans la région du jet pariétal est attribuée à l'existence de tourbillons dans cette région qui tendent à supprimer les phénomènes d'accélération et de décélération de l'écoulement du jet pendant l'oscillation. En aval du point de séparation, la valeur du nombre de Nusselt fluctue sous forme d'onde en déphasage avec le profil d'entrée. Durant une oscillation, de très grands vortex apparaissent lorsque la vitesse est minimum, se divisent par la suite lorsque l'écoulement est accéléré en deux tourbillons plus petits qui se fusionnent à nouveau en un seul durant le ralentissement de l'écoulement. Ils trouvent parmi les valeurs des paramètres influents (nombre de Reynolds, fréquence de pulsation, et espacement buse-cible), la combinaison des valeurs $Re=300$, $f=5\text{Hz}$ et $H/d=9$, la plus favorable au transfert de chaleur.

E. Arquís (2006) [14] leur étude concerne les caractéristiques de transfert de chaleur liées au refroidissement par un jet laminaire d'air à fente impactant les surfaces de blocs chauffés montés en ligne dans un canal figure I-8. Plusieurs simulations numériques ont été réalisées, en considérant différents paramètres tels que le nombre de Reynolds, la hauteur du canal, la largeur des fentes, l'espacement entre les blocs, la hauteur du bloc et la conductivité thermique du bloc. Les résultats obtenus montrent que les effets de variation de ces paramètres influent beaucoup sur le refroidissement des composants électroniques. Ils ont observé que l'efficacité du refroidissement des blocs augmente avec le nombre de Reynolds et la diminution de la hauteur du canal. Les taux de transfert de chaleur sont améliorés pour des blocs plus courts et largement espacés. Les cellules de circulation qui peuvent apparaître sur la surface supérieure des blocs en aval font diminuer la valeur du nombre de Nusselt. La valeur du nombre de Nusselt moyenné en surface pour le bloc juste en dessous du jet est la plus grande que de celle des autres blocs en aval où le nombre de Nusselt diminue et atteint approximativement une valeur constante après le troisième bloc. Ils trouvent des corrélations donnant le nombre moyen de Nusselt, qui sont applicables dans les calculs de conception des assemblages électronique.

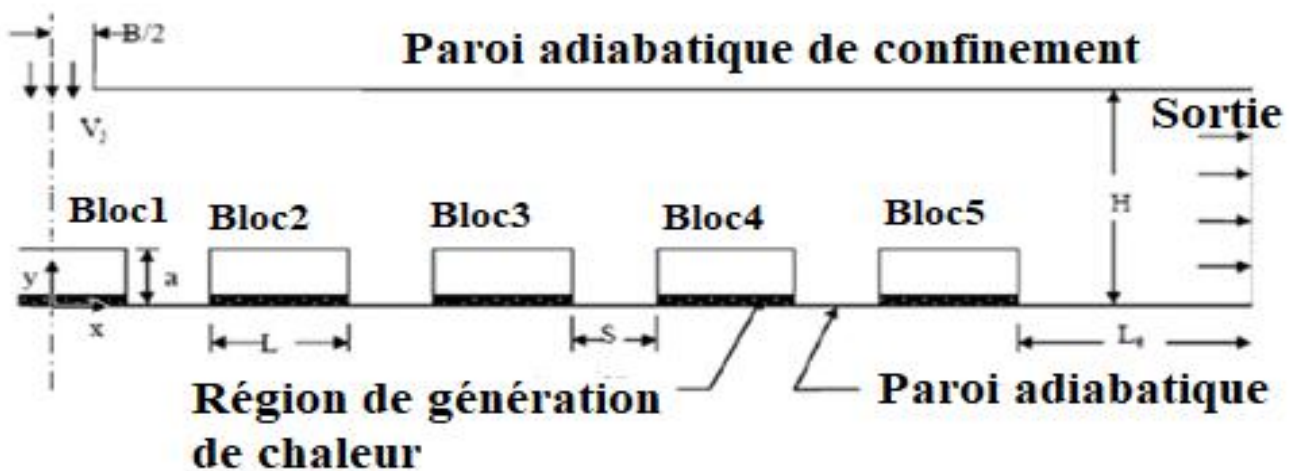


Figure I-8 : Model physique

Une expérience réalisée par Fabien Candelier et al. (2007) [15], consacré à l'étude d'un jet laminaire axisymétrique impactant une plaque plane horizontale chauffée et dont la température est maintenue fixe à l'aide d'un système d'asservissement. Ils se sont intéressés au lieu de décollement de la couche limite cinématique et thermique du fluide et dont la distance à l'axe du jet traduit la compétition entre les effets d'inertie qui, dans les régimes d'écoulement considérés dans leur travail expérimental, sont stabilisateurs, puisqu'ils ont tendance à plaquer le

fluide sur la paroi, et les effets de flottabilité, qui inversement ont tendance à déstabiliser l'écoulement. L'analyse de leurs résultats expérimentaux concernant l'influence du nombre de Reynolds et celui de l'écart de température ΔT , leurs a permis d'extraire une loi empirique valable pour H/D égale à 1 et à condition que Re soit supérieur à 450.

Ihsan Dagtekin et al (2007) [16] ont présenté une étude numérique, d'un double jet parallèle à fente laminaire impactant une paroi isotherme pour de faibles nombres de Reynolds allant de 100 à 1000 comme indiqué sur la figure I-9. La résolution des équations de Navier-Stokes et d'énergie a été effectuée par la méthode de volume finis. Le transfert de chaleur et le champ dynamique sont déterminés selon divers paramètres tels que le nombre de Reynolds, la hauteur d'impact du jet et l'espacement entre deux jets. Dans la région d'impact ils observent un écoulement multicellulaire dont l'intensité augmente avec le nombre de Reynolds. Lorsque le nombre de Reynolds augmente, la couche limite thermique sur la paroi inférieure devient plus mince et engendre alors une amélioration de transfert de chaleur. Quant les deux jets sont plus proches l'un de l'autre, l'effet du second jet (le jet droit) devient trivial car le flux du premier jet inhibe l'impact du second jet pour atteindre la paroi inférieure. La valeur maximale du nombre de Nusselt diminue, lorsque l'espacement entre la sortie de la buse et la surface d'impact augmente, ce qui se traduit par un taux de transfert de chaleur plus faible. La diminution du rapport des nombres de Reynolds des deux jets, fait augmenter la valeur moyenne du nombre de Nusselt. Dans ce cas, le problème se rapproche de celui d'un seul jet semi confiné.

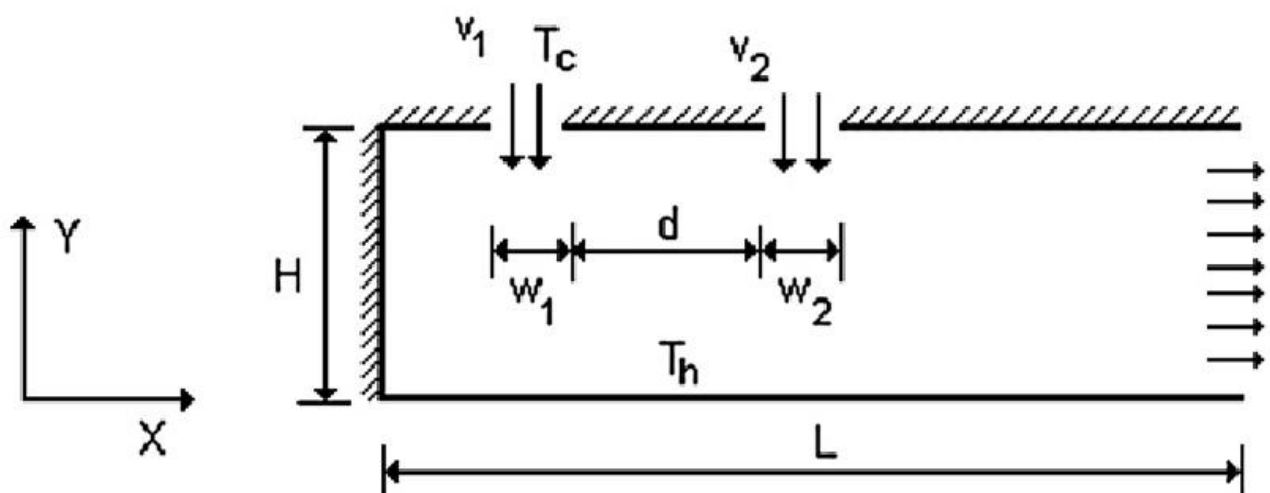


Figure I-9 : Modèle physique des jets doubles.

A.S. Cavadas et al (20012) [17] ont réalisé des travaux expérimentaux et numériques d'un jet laminaire d'un liquide newtonien émanant d'une buse rectangulaire et confiné par des parois planes

inclinées. L'étude expérimentale pour un nombre de Reynolds variant de 136 à 275 a comporté des mesures de débit, de vitesse et des variations de pression. Alors que pour les calculs numériques, ils ont utilisé la méthode de volume fini. Ils trouvent que le domaine de recirculation augmente avec le nombre de Reynolds et l'épaisseur du canal de sortie. L'effet tridimensionnel associé à la minceur finie de la géométrie, fait engendrer des mouvements secondaires hélicoïdaux à partir du plan de symétrie central vers les parois latérales, où l'écoulement du fluide se fusionne avec l'écoulement principal.

Chandra Shekhar et al (2013) [18] ont étudié numériquement des jets d'eau impactant, ascendants, laminaires, axisymétriques et immergés figure I-10. La surface d'impact étant soumise à des flux de chaleur élevée. La dynamique des écoulements et les caractéristiques de transfert de chaleur sont étudiées numériquement en considérant les paramètres tels que le flux de chauffage et le nombre de Reynolds, en faisant varier l'un est maintenant l'autre constant. Les résultats montrent comme le chauffage modifie fortement la densité, la viscosité et la conductivité thermique du fluide, il en résulte alors la séparation prématurée du jet pariétal. L'emplacement de cette séparation se déplace vers la ligne centrale pendant un certain temps ; mais, plus tard, elle tend à se stabiliser autour d'une distance radiale fixe. Les valeurs moyennées dans le temps de la distance de séparation relative à la ligne centrale et de la période de temps diminuent avec l'augmentation du taux de chauffage ou avec le nombre de Reynolds décroissant, en raison de la domination de la force de flottabilité.

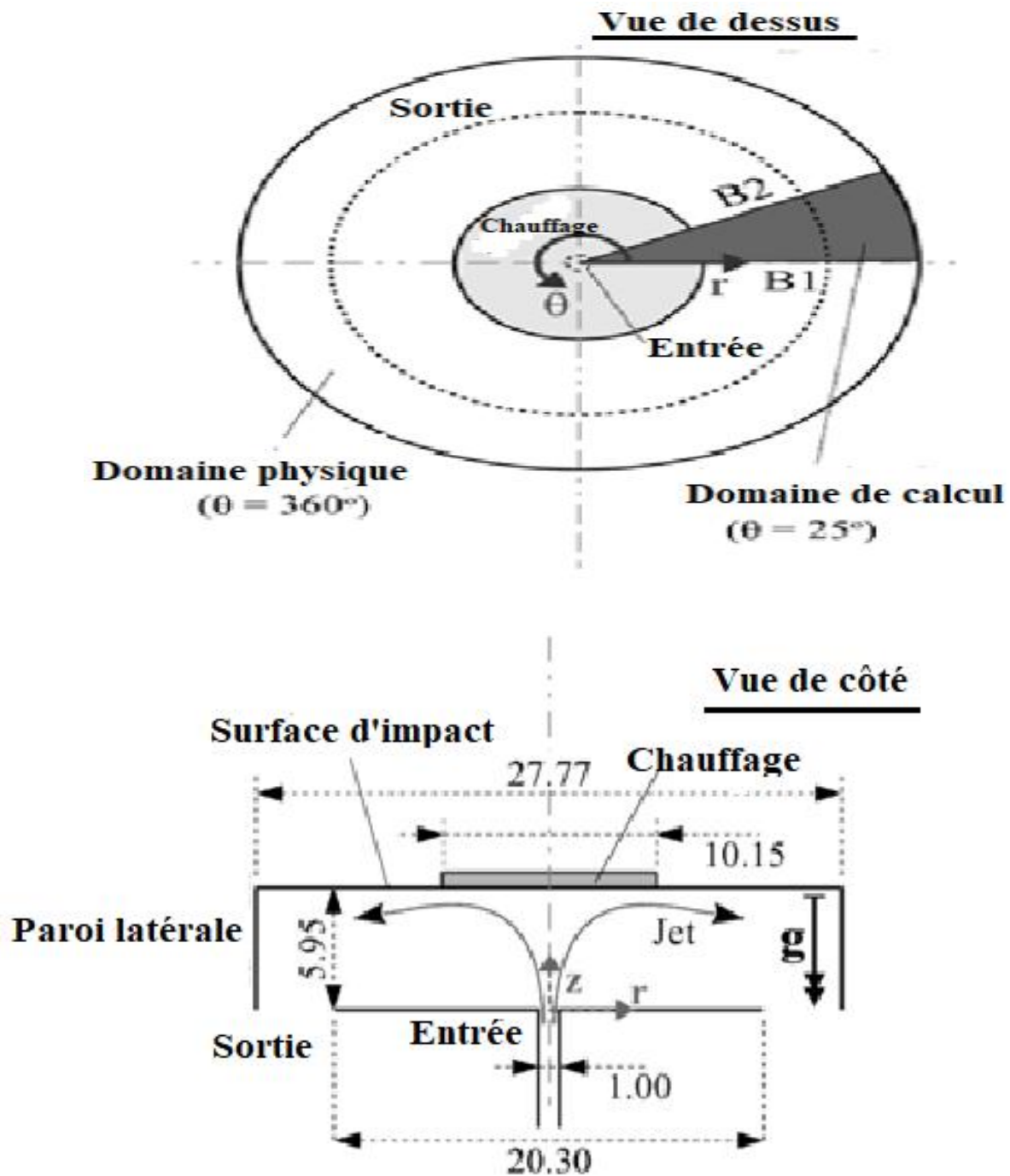


Figure I-10 : Schémas de la géométrie de l'écoulement. Les dimensions spatiales sont normalisées par le diamètre d'entrée. Le vecteur g représente la gravité.

Erdem Ersayın et al (2013) [19] ont présenté une étude numérique d'un jet laminaire impactant une plaque mobile chauffée figure I-11. Le but est d'analyser les influences des divers paramètres tels que la fraction volumique des nanoparticules, la fréquence de pulsation, la vitesse de la plaque, le nombre de Reynolds sur les caractéristiques de transfert de chaleur. Les équations de Navier-Stokes et l'équation d'énergie sont résolues par un code commercial basé sur la méthode de volume fini. Les

résultats montrent que l'ajout de nanoparticules fait augmenter le nombre de Nusselt. La valeur du nombre de Nusselt au point de stagnation est plus élevée aux faibles vitesses de la plaque mobile. Dans le cas instationnaire, l'amélioration du transfert de chaleur est observée aux basses fréquences. L'étude de l'influence de la vitesse de la plaque sur les caractéristiques du jet est faite selon deux cas. Lorsque le rapport entre les vitesses de la plaque et du jet augmente, la vitesse de la plaque devient dominante sur le comportement de l'écoulement. Les forces de cisaillement, qui sont le résultat du mouvement de la plaque, forcent l'écoulement du jet à se déplacer dans la même direction de la plaque, ce qui provoque des biais des isothermes et les lignes de courant. Dans les basses vitesses de plaque, les points de stagnation du jet sont plus distincts et visibles et en ces points les valeurs du nombre de Nusselt atteignent leurs valeurs maximales. Dans les deux cas du jet stable et instable, l'augmentation de la fraction volumétrique des nanoparticules améliore le taux de transfert de chaleur total et a un effet positif sur les caractéristiques de transfert de chaleur. Enfin dans le cas où le jet impactant est pulsé, l'augmentation de la fréquence entraîne une augmentation du taux de transfert de chaleur jusqu'à ce qu'une valeur spécifique.

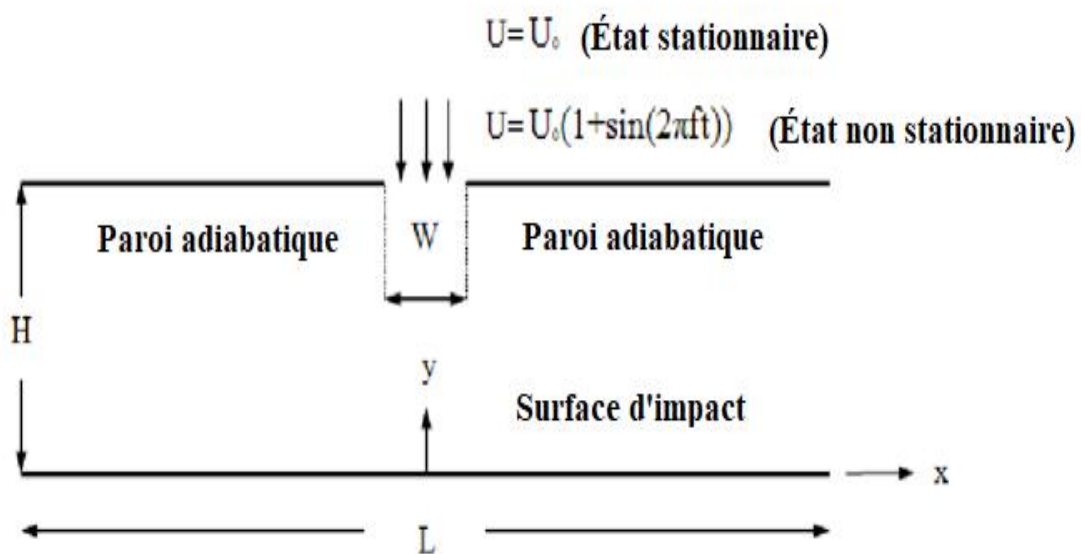


Figure I-11 : Géométrie du modèle

B. Yousefi-Lafouraki et al (2014) [20] Dans leur article, ont présenté une étude numérique d'un jet de fente confiné impactant une surface dans un canal convergent figure I-12. Le jet est laminaire et la température de la surface d'impact est maintenue constante. La résolution numérique est assurée par la méthode de volume fini. Afin de déterminer l'effet de l'angle convergent sur le champ de vitesse et de température dans le canal, des simulations numériques ont été effectuées pour différents valeurs d'angle d'inclinaison. La détermination du nombre de Nusselt au point de stagnation, et des lignes de

l'étude de l'écoulement a été faite en considérant différents paramètres tels que la géométrie et le nombre de Reynolds. Les résultats montrent que l'intensité et la taille des structures de vortex augmentent avec l'augmentation des paramètres tels que la distance de sortie de la buse à la surface d'impact, le nombre de Reynolds et l'angle de convergence. Le nombre maximal de Nusselt se situe au point de stagnation. Par ailleurs lorsque l'angle convergent augmente, le nombre moyen de Nusselt et le frottement pariétal augmentent, en raison de l'augmentation du gradient de vitesse le long du canal.

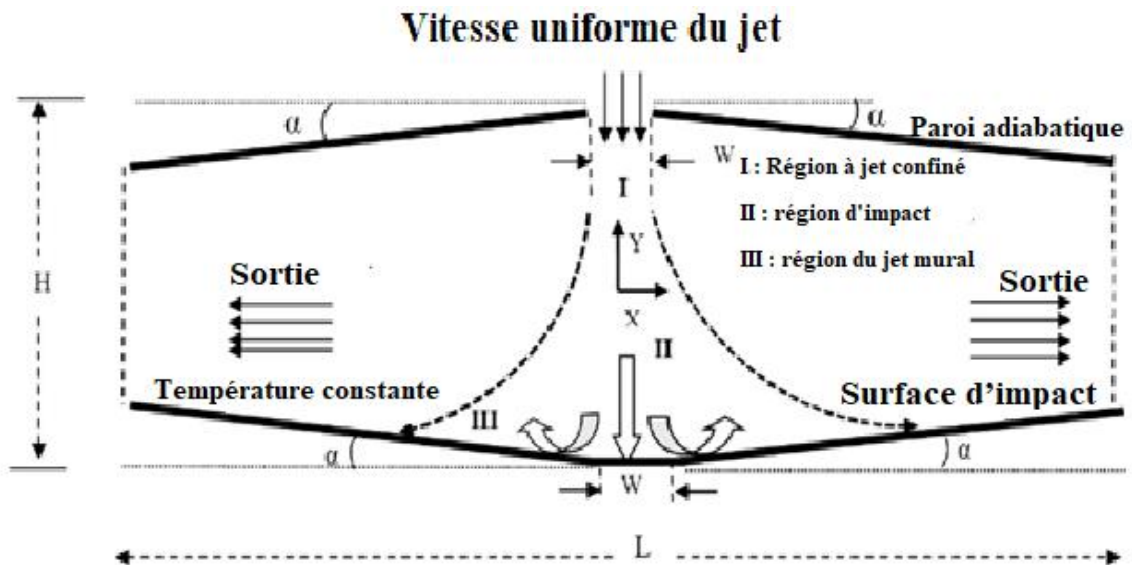


Figure I-12 : configuration géométrique et conditions aux limites.

M. Muthukannan et al, (2015) [21] ont effectué une étude numérique d'un jet incompressible laminaire bidimensionnel figure I-13.

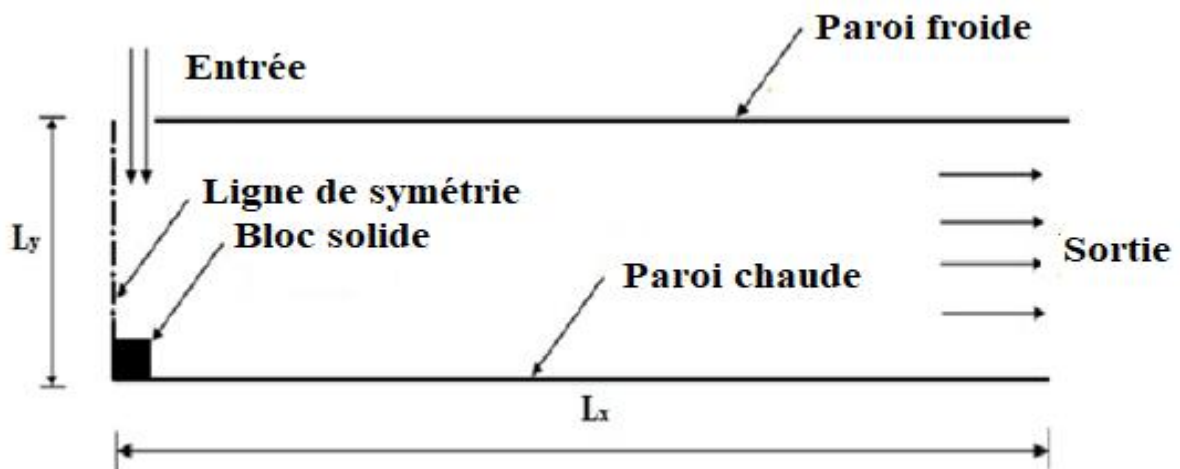


Figure I-13 : Schéma du modèle physique et du système de coordonnées

Le champ d'écoulement du fluide et les caractéristiques de transfert de chaleur sont examinés. Les simulations sont effectuées en considérant le jet normal sur la surface d'un bloc monté sur la paroi d'impact parallèle à la paroi de confinement. Les résultats révèlent l'influence du rapport de forme du bloc et du nombre de Reynolds sur la vitesse de l'écoulement du fluide et les caractéristiques de transfert de chaleur. Ils observent que la présence d'un bloc solide dans le canal fait augmenter l'instabilité globale de l'écoulement. La corrélation entre les nombres de Reynolds et la longueur de ré-attachement est formulée, pour tous les rapports de forme. La valeur du premier pic du nombre de Nusselt se produit au point de stagnation, alors que le pic secondaire est situé à un emplacement en aval. Le nombre moyen de Nusselt augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds et décroît avec l'augmentation de la hauteur d'impact. Enfin, une analyse du transfert de chaleur est présentée selon le nombre de Reynolds et le nombre de Nusselt pour une température de paroi constante.

Chapitre II

Formulation Mathématique du Jet Impactant

II -1 Introduction

Notre objectif est d'étudier numériquement les phénomènes de transferts dans la phase gazeuse, dans un jet d'air laminaire. Le jet impacte perpendiculairement la surface d'une paroi plane et horizontale. Notre travail portera donc sur la mise en équation, la résolution et l'interprétation des transferts de quantité de mouvement et de chaleur, dans le jet en impact représenté schématiquement par la figure II -1.

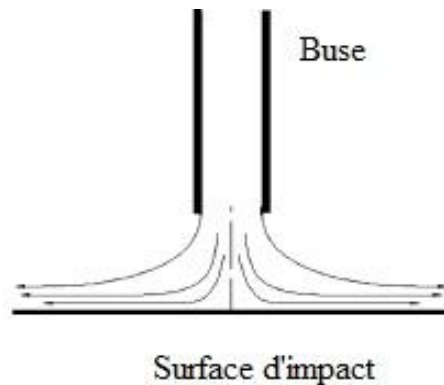


Figure II -2 : Schéma de l'impact d'un jet sur une paroi plane.

L'air initial est envoyé par une buse rectangulaire de largeur $d = 2X_0$, perpendiculairement à la paroi située à une distance H de la sortie de la buse. La connaissance des profils de vitesse $\vec{V}(u, v)$, de pression P , de température T , est nécessaire pour déterminer les différents échanges. Nous devons résoudre le système d'équations régissant les transferts de mouvement et de chaleur. Pour surmonter les difficultés liées au non linéarité et au couplage des équations, nous utilisons la méthode numérique.

II-2 Modèles mathématiques

Puisque la buse est rectangulaire, et perpendiculaire à la surface d'impact, le jet sera parfaitement plan, bidimensionnel et symétrique. Comme approche du domaine de configuration non confinée, nous choisissons un domaine assez large par rapport à la demi-largeur de la buse et à la distance buse-paroi d'impact. Le domaine à traiter est représenté dans la figure II -2.

La géométrie du domaine de calcul est caractérisée par la demi largeur de la buse X_0 , la distance buse-paroi d'impact H , ainsi que les dimensions qui correspondent à la largeur total X_T , et à la hauteur totale Y_T , ce qui définit une section de calcul rectangulaire notée $(X_T Y_T)$.

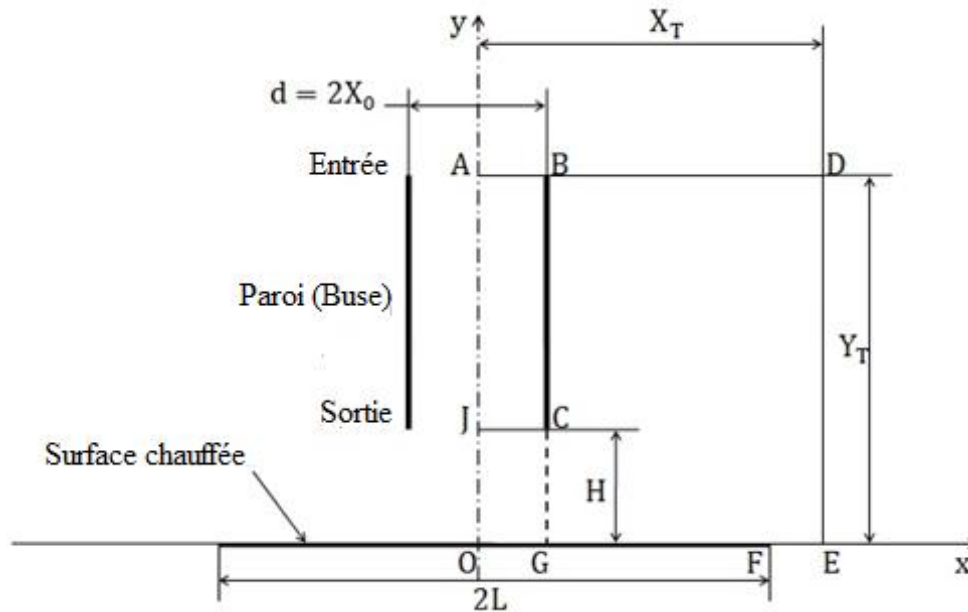


Figure II -2 : Représentation du domaine fini, pour le traitement numérique.

II-2 -1 Hypothèses et équations de transferts

Les hypothèses suivantes sont admises pour notre système d'équations :

- 1- le jet est considéré dans les deux cas : stationnaire et non stationnaire.
- 2- jet symétrique.
- 3- l'axe de la buse est parallèle à la direction de la force gravitationnelle, et le jet de direction vers le bas.
- 4- fluide newtonien, ce qui signifie que la viscosité est uniquement fonction de l'état du fluide, et indépendante du mouvement.
- 5- En régime laminaire, l'écoulement du jet est à faible vitesse par rapport à la vitesse du son. Dans ce cas, l'énergie de compression est négligeable.
- 6- le fluide est peu visqueux puisque notre fluide est un gaz. La dissipation visqueuse est donc négligeable.
- 7- le rayonnement est négligé.

Compte tenu de toutes ces hypothèses, nous avons les équations suivantes :

- Continuité :

$$\left[\frac{\partial(\rho)}{\partial t} + \left(\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} \right) \right] = 0 \quad (\text{II-1})$$

- Quantité de mouvement :

suivant x :

$$\rho \frac{Du}{Dt} = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[2\mu \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3}\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] \quad (\text{II-2})$$

suivant y :

$$\rho \frac{Dv}{Dt} = -\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[2\mu \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3}\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right] - \rho g \quad (\text{II-3})$$

- Transfert d'énergie :

$$\rho C_P \frac{DT}{Dt} = \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) \right] \quad (\text{II-4})$$

$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}$ désigne la dérivée particulière par rapport au temps et $\vec{\nabla}$ le vecteur gradient.

II -2-2 Conditions aux limites

Poser de bonnes conditions aux limites est primordial tant pour la convergence numérique que pour obtenir une solution ayant un sens physique. Les détails des conditions sur toutes les parties du domaine frontières sont comme suit :

- Entrée de la buse AB :

C'est la demi-section intérieure de la buse, est l'entrée de l'air du jet. Nous supposons qu'à cet endroit l'écoulement est laminaire, de Hagen-Poiseuille avec une distribution de vitesse parabolique :

$$u = 0 \quad (\text{II-5})$$

$$v = V_{\max 0} [1 - (x/X_0)^2] \quad (\text{II-6})$$

Où : X_0 = demi-largeur de la buse, en m.

$V_{\max 0}$ = vitesse axiale maximale à l'entrée de la buse, déterminée par le débit d'air, en m/s.

Puisque nous connaissons la vitesse normale sur AB, la pression n'est pas à préciser.

Nous connaissons également la température de l'air :

$$T = T_0 \quad (\text{II-7})$$

- Paroi de la buse BC :

La paroi BC de la buse comporte les faces interne et externe sur lesquelles il n'y a pas de glissement du fluide ce qui s'exprime par :

$$u = 0 \quad (\text{II-8})$$

$$v = 0 \quad (\text{II-9})$$

Nous supposons que la paroi de la buse est constituée d'un matériau bon conducteur de la chaleur et d'épaisseur négligeable.

$$T = T_{\text{gaz}}, T_{\text{gaz}} \text{ est la température du gaz local} \quad (\text{II-10})$$

- Sortie BD :

A la sortie BD la vitesse latérale et la variation de la vitesse axiale sont nulles :

$$u = 0 \quad (\text{II-11})$$

$$(\partial v / \partial y) = 0 \quad (\text{II-12})$$

La pression et la température prennent la valeur de l'air ambiant.

$$P = P_0 \quad (\text{II-13})$$

$$T = T_0 \quad (\text{II-14})$$

- Sortie DE :

C'est le lieu par lequel le fluide introduit par la buse s'écoule à l'extérieur du domaine considéré.

Nous supposons que le fluide s'écoule dans une direction parallèle à la surface d'impact, la vitesse axiale v est ainsi nulle. Si nous considérons en même temps que le débit est conservé suivant la direction latérale, nous en déduisons facilement l'expression pour la vitesse latérale u .

$$v = 0 \quad (\text{II-15})$$

Nous considérons qu'à la sortie du domaine le mouvement est très faible, le fluide est presque au repos et la pression prend la valeur statique ambiante.

$$P_y = P_0 - \int_0^y (\rho g) dy \quad (\text{II-16})$$

P_0 = pression thermodynamique totale sans mouvement

La température prend la valeur ambiante :

$$T = T_0 \quad (\text{II-17})$$

- paroi : EO

La condition de non glissement du fluide s'applique à l'interface air-paroi :

$$u = 0 \quad (\text{II-18})$$

$$v = 0 \quad (\text{II-19})$$

$$\text{Zone chauffée : } T = T_s \text{ pour } 0 \leq x \leq L \quad (\text{II-20})$$

$$\text{Zone non chauffée : } T = T_0 \text{ pour } L \leq x \leq X_T \quad (\text{II-21})$$

Le terme source local de chaleur, dont l'expression s'écrit comme suit :

$$q_s = - \frac{\mu}{Pr} \frac{C_P(T_P - T_s)}{\Delta y_P} A_{\text{cell}} \quad (\text{II-22})$$

Où A_{cell} est l'aire de la surface transversale du volume de contrôle adjacent à la paroi entourant le nœud P (voir figure II -3). Sont considérés, les températures T_P et T_s respectivement au nœud P et à la paroi.

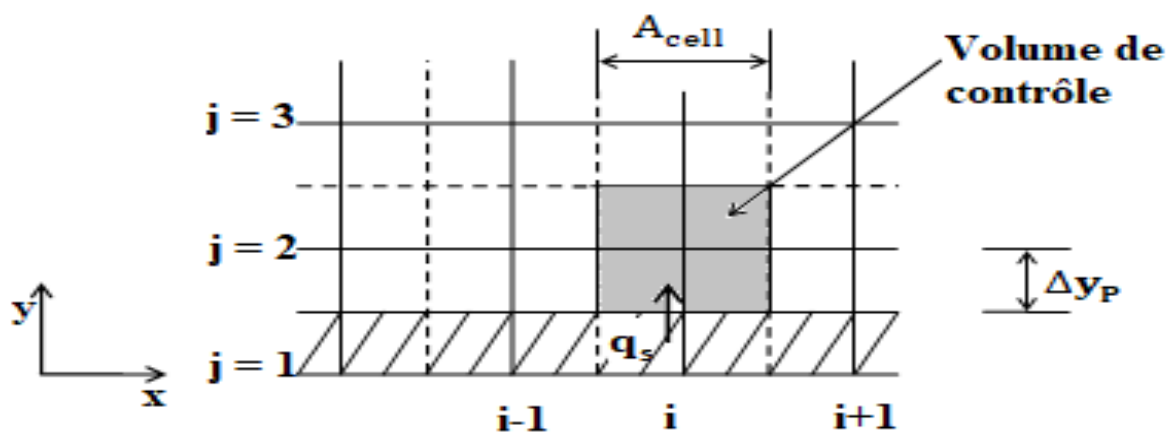


Figure II -3 : Une partie du maillage, volume de contrôle (cellule adjacente à la paroi).

- Axe de symétrie : OA

L'hypothèse de symétrie implique l'absence de variation de toutes les variables perpendiculairement à l'axe du jet, et aussi l'absence de flux traversant l'axe. Ceci nous donne :

$$u = 0 \quad (\text{II-21})$$

$$(\partial v / \partial x) = 0 \quad (\text{II-22})$$

$$(\partial T / \partial x) = 0 \quad (\text{II-23})$$

II-3 Propriétés physiques de l'air sec

Les propriétés physiques nécessaires à la détermination des phénomènes de transports sont la masse volumique ρ , la chaleur spécifique à la pression constante c_p , la viscosité dynamique μ , la conductivité thermique λ . En raison des gradients élevés de température, ces propriétés ne sont pas constantes comme on le suppose dans l'approximation de Boussinesq. A l'exception de la masse volumique, qui peut être obtenue très précisément par l'équation d'état des gaz parfaits, ces propriétés doivent être déterminées par des formules de corrélation empiriques ou expérimentales. En général, l'influence de la pression est négligeable sur c_p , μ , et k . Toutes ces propriétés sont en revanche des fonctions croissantes de la température.

Les calculs des propriétés physiques de transport de l'air sec peuvent être faits en fonction de la température T en [K], sur la base des relations polynomiales des références [22,24], les valeurs des coefficients de ces polynômes sont données dans le tableau 1.

- La viscosité (II-24)

La viscosité de l'air sec en $[\text{Ns} / \text{m}^2]10^{-6}$ est obtenue par la relation suivante :

$$\mu_a = MA_0 + MA_1 \cdot T + MA_2 \cdot T^2 + MA_3 \cdot T^3 + MA_4 \cdot T^4 \quad (\text{II-25})$$

- La conductivité thermique

La conductivité thermique de l'air sec en $[\text{W}/\text{m K}]10^{-3}$ est exprimée par la corrélation suivante :

$$k_a = KA_0 + KA_1 \cdot T + KA_2 \cdot T^2 + KA_3 \cdot T^3 + KA_4 \cdot T^4 + KA_5 \cdot T^5 \quad (\text{II-26})$$

- La capacité calorifique spécifique

La capacité calorifique spécifique de l'air sec en $[\text{kJ}/\text{kg K}]$ est donnée par l'expression suivante :

$$c_{pa} = CA_0 + CA_1 \cdot T + CA_2 \cdot T^2 + CA_3 \cdot T^3 + CA_4 \cdot T^4 \quad (\text{II-27})$$

Tableau II-1 : Coefficients des expressions des propriétés de l'air sec

La viscosité	Conductivité thermique	Capacité calorifique spécifique
$MA_0 = -9,8601 \cdot 10^{-1}$	$KA_0 = -2,276501 \cdot 10^{-3}$	$CA_0 = 0,103409 \cdot 10$
$MA_1 = 9,080125 \cdot 10^{-2}$	$KA_1 = 1,2598485 \cdot 10^{-4}$	$CA_1 = -0,284887 \cdot 10^{-3}$
$MA_2 = -1,17635575 \cdot 10^{-4}$	$KA_2 = -1,4815235 \cdot 10^{-7}$	$CA_2 = 0,7816818 \cdot 10^{-6}$
$MA_3 = 1,2349703 \cdot 10^{-7}$	$KA_3 = 1,73550646 \cdot 10^{-10}$	$CA_3 = -0,4970786 \cdot 10^{-9}$
$MA_4 = -5,7971299 \cdot 10^{-11}$	$KA_4 = -1,066657 \cdot 10^{-13}$	$CA_4 = 0,1077024 \cdot 10^{-12}$
	$KA_5 = 2,47663035 \cdot 10^{-17}$	

II-4 Equations adimensionnelles

Les équations de transports (II -1)- (II -4) ont une dimension. Afin de faciliter le traitement numérique, nous devons travailler en équations adimensionnelles. Les valeurs de référence d'indices (0) sont définies à l'entrée de la buse. Par ailleurs la valeur de référence liée au temps est définie par

l'expression : $t_0 = \frac{X_0}{V_{\max 0}}$, nous écrivons alors les variables sans dimensions comme suit :

$$x^* = \frac{x}{X_0} \quad (\text{II-28})$$

$$y^* = \frac{y}{X_0} \quad (\text{II-29})$$

$$u^* = \frac{u}{V_{\max 0}} \quad (\text{II-30})$$

$$v^* = \frac{v}{V_{\max 0}} \quad (\text{II-31})$$

$$p^* = \frac{P - P_y}{\rho_0 V_{\max 0}^2} \quad (\text{II-32})$$

$$T^* = \frac{T - T_0}{T_s - T_0} = \frac{T - T_0}{\Delta T}, \text{ Où } T_s \text{ est la température à la surface d'impact} \quad (\text{II-33})$$

$$\rho^* = \frac{\rho}{\rho_0} \quad (\text{II-34})$$

$$C_p^* = \frac{C_p}{C_{p0}} \quad (\text{II-35})$$

$$\mu^* = \frac{\mu}{\mu_0} \quad (\text{II-36})$$

$$\lambda^* = \frac{\lambda}{\lambda_0} \quad (\text{II-37})$$

$$t^* = \frac{t}{t_0} \quad (\text{II-38})$$

Où les grandeurs de référence sont :

X_0 = largeur de la buse, en m.

$V_{\max 0}$ = vitesse maximale à l'entrée de la buse, en m/s.

ρ_0 = masse volumique à l'entrée de la buse, en kg/m³.

T_0 = température à l'entrée de la buse, en K.

T_s = température à la surface d'impact, en K.

C_{p0} = chaleur spécifique à l'entrée de la buse, en J/ (kg K).

μ_0 = viscosité à l'entrée de la buse, en N s/m².

λ_0 = conductivité thermique à l'entrée de la buse, en J/(m s K).

P_y = la pression thermodynamique sur la frontière DE est fonction de la coordonnée axiale y , donnée par l'équation (II-16)

et ΔT = la différence de température caractéristique, en [K], tel que : $\Delta T = T_s - T_0$. (II-39)

Les équations (II -1) - (II -4), prennent alors les formes adimensionnelles suivantes :

- Équation de continuité :

$$\frac{\partial(\rho')}{\partial t'} + \frac{\partial(\rho' u')}{\partial x'} + \frac{\partial(\rho' v')}{\partial y'} = 0 \quad (\text{II-40})$$

- Equation de mouvement :

suivant x :

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho' u')}{\partial t'} + \frac{\partial}{\partial x'} (\rho' u' u') + \frac{\partial}{\partial y'} (\rho' u' v') \\ = - \frac{\partial p'}{\partial x} + \frac{1}{\text{Re}} \left\{ \frac{\partial}{\partial x'} \left[2\mu' \frac{\partial u'}{\partial x} - \frac{2}{3} \mu' \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y'} \left[\mu' \left(\frac{\partial u'}{\partial y} + \frac{\partial v'}{\partial x} \right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (\text{II-41})$$

suivant y :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t'} (\rho' v') + \frac{\partial}{\partial x'} (\rho' v' u') + \frac{\partial}{\partial x'} (\rho' v' v') \\ = - \left[\frac{\partial p'}{\partial y} \right] + \frac{1}{\text{Re}} \left\{ \frac{\partial}{\partial x'} \left[\mu' \left(\frac{\partial u'}{\partial y} + \frac{\partial v'}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y'} \left[2\mu' \frac{\partial v'}{\partial y} - \frac{2}{3} \mu' \left(\frac{\partial u'}{\partial y} + \frac{\partial v'}{\partial x} \right) \right] \right\} + \frac{1}{\text{Fr}} (1 - \rho_y'(y)) \end{aligned} \quad (\text{II-42})$$

- Equation de chaleur :

$$\frac{\partial}{\partial t'} (\rho' c_p' T') + \frac{\partial}{\partial x'} (\rho' c_p' u' T') + \frac{\partial}{\partial y'} (\rho' c_p' v' T') = \frac{1}{\text{Pr Re}} \left[\frac{\partial}{\partial x'} \left(k' \frac{\partial T'}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y'} \left(k' \frac{\partial T'}{\partial y} \right) \right] \quad (\text{II-43})$$

$\rho_y'(y)$ qui est la masse volumique adimensionnelle sur la frontière DE est normalement fonction de la coordonnée axiale y . Dans le cas où la température est ambiante on a :

$$\rho_y'(y) = 1. \quad (\text{II-44})$$

Par ailleurs, sont introduits de nouvelles grandeurs adimensionnelles telles que $(q_s)'$, Re, Pr, Fr, qui sont définies comme suit :

Le terme source local de chaleur, dont l'expression s'écrit sous forme adimensionnel comme suit :

$$(q_s)' = -\frac{\mu}{Pr} \frac{C_p(T_p - T_s)}{\Delta y_p} A_{\text{cell}} \left(\frac{\mu_0}{X_0 \rho_0 V_{\text{max}0}} \right) \quad (\text{II-45})$$

- Le nombre de Reynolds :

$$\text{Re} = \frac{\rho_0 X_0 V_{\text{max}0}}{\mu_0} \quad (\text{II-46})$$

- Le nombre de Froude :

$$\text{Fr} = \frac{V_{\text{max}0}^2}{g X_0} \quad (\text{II-47})$$

- Le nombre de Prandtl :

$$\text{Pr} = \frac{C_{p0} \mu_0}{\lambda_0} \quad (\text{II-48})$$

Conditions aux limites adimensionnelles

- Entrée de la buse : AB

$$u' = 0, \quad v' = 1 - x'^2, \quad T' = 1, \quad (\text{II-49})$$

- Paroi de la buse : BC

$$u' = 0, \quad v' = 0, \quad T' = T'_{\text{gaz}}, \quad (\text{II-50})$$

- Sortie : BD

$$u' = 0, \quad (\partial v' / \partial y') = 0, \quad T' = 0, \quad p' = 0, \quad (\text{II-51})$$

- Sortie : DE

$$v' = 0, \quad p' = 0, \quad T' = 0, \quad p' = 0, \quad (\text{II-52})$$

- paroi : EO

Partout sur la paroi EO, la condition de non glissement est appliquée

$$u' = 0, \quad v' = 0,$$

$$\text{Sur l'intervalle : } 0 \leq x' \leq L/X_0 \quad T' = 1, \quad (\text{II-53})$$

$$\text{Sur l'intervalle : } L \leq x' \leq X_T/X_0 \quad T' = 0,$$

- Axe de symétrie : OA

$$u' = 0, \quad (\partial v / \partial x)' = 0, \quad (\partial T / \partial x)' = 0, \quad (\partial \omega_v / \partial x)' = 0, \quad (\text{II-54})$$

II-5 Présentation de la méthode de volume finis

La méthode de volume finis [25] signifie à la fois la discrétisation par volume finis, et un algorithme de résolution numérique des champs de vitesse, pression, température ... Elle peut être considérée comme un cas particulier des résidus pondérés. La méthode numérique de résolution consiste à remplacer des équations différentielles partielles ou ordinaires telles que les équations (II -1) - (II -4) par les équations algébriques, pour ensuite les résoudre. La convection d'une variable scalaire Φ dépend tant de la valeur que de la direction du champ local de vitesses. En général, le champ de vitesses n'est pas connu et il doit être une partie de la solution globale des variables de l'écoulement. Le champ de vitesses doit satisfaire aussi l'équation de continuité. La résolution du système (II -1) - (II -4) présente deux difficultés :

Première difficulté – la non-linéarité du terme convectif dans les équations de conservation de la quantité de mouvement, par exemple le premier terme dans l'équation (II -1).

Deuxième difficulté – dans le terme source, le champ de pression n'est pas connu et il n'existe pas d'équation gouvernante pour le champ de pression p . Alors que le champ de pression est une partie de la solution globale du problème. Le champ de pression correct est le champ qui, lorsqu'il est introduit dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement, a un champ de vitesses associé, qui satisfait l'équation de continuité. La pression est indirectement spécifiée par l'équation de continuité. Toutes les trois équations sont couplées parce que chaque composante de la vitesse est présente dans toutes les équations. Dans ce cas le couplage entre la pression et la vitesse introduit une contrainte sur la solution du champ d'écoulement.

Toutes les difficultés énoncées ci-dessus seront surmontées par l'utilisation d'une procédure itérative, comme les algorithmes développés par S. Patankar [25], appelés algorithme SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations) et SIMPLER (SIMPLE Revised).

L'utilisation de volumes de contrôle décalés (déplacés) permet d'éviter de calculer les différentes variables (u, v, w, T, p , etc.) sur la même grille (volume de contrôle). L'idée est de calculer les

variables scalaires, comme la pression, la densité, la température, etc., dans les nœuds ordinaires des volumes de contrôle, alors que le calcul des composantes de la vitesse, sur des volumes de contrôle décalés, centrés autour des interfaces des volumes de contrôle initiaux. Un tel arrangement du maillage dit maillage décalé est présenté dans la figure II -4.

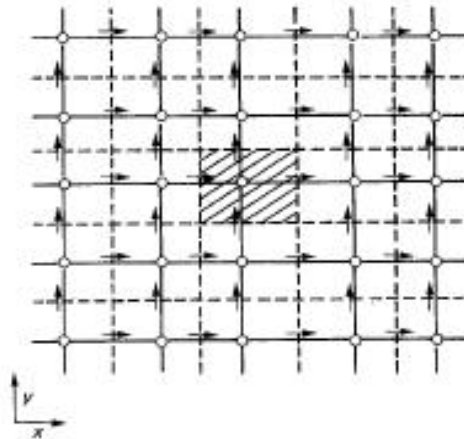


Figure II -4 : Emplacements des variables composantes de la vitesse et des variables scalaires Φ .

Les variables scalaires, y compris la pression, sont considérées aux nœuds marqués avec (o). Les composantes de la vitesse sont définies, entre les nœuds (aux interfaces), et sont indiquées par flèches. Les flèches horizontales (\rightarrow) indiquent les points où est considérée la composante u de la vitesse, tandis que les flèches verticales (\uparrow) indique les points où est considérée la composante v de la vitesse. La notation P, W, E, N, S concerne les variables scalaire définies dans les nœuds. La composante u de la vitesse est définie aux interfaces ' e ' et ' w ' et la composante v de la vitesse est définie aux interfaces ' n ' et ' s ' voir figure II -5.

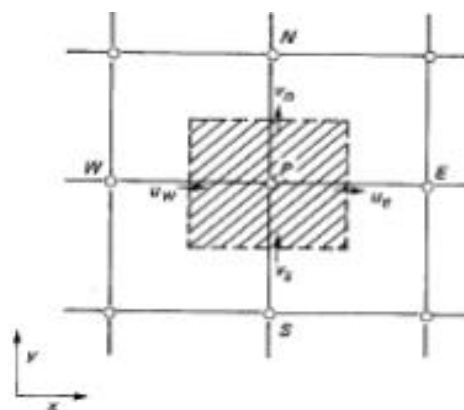


Figure II -5 : volume de contrôle de la grandeur scalaire Φ .

Nous obtenons l'équation discrétisée pour u , en intégrant l'équation (II -1), à partir du volume de contrôle autour du nœud e , présenté à la figure II -6.

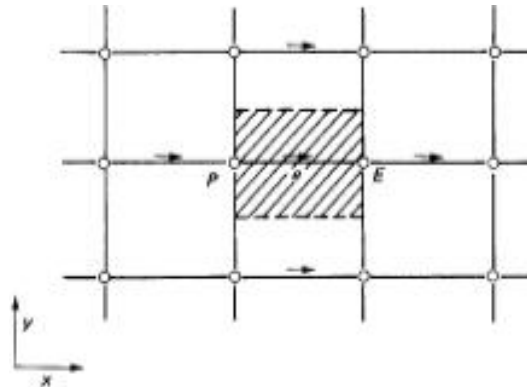


Figure II -6 : Volume de contrôle de u composante de la vitesse.

$$a_e \cdot u_e = \sum a_{nb} \cdot u_{nb} + (P_p - P_E) \cdot A_e + b \quad (\text{II-55})$$

Le terme b est le terme source, alors que le facteur A_e est l'aire de la face (est ou ouest) du volume de contrôle de la composante de la vitesse u . Les coefficients des termes comportant les vitesses tel que a_e est celui de la vitesse u calculée au centre du volume de contrôle et a_{nb} ceux des vitesses voisines comme indiqué dans la figure II -6.

De la même manière, nous obtenons l'équation discrétisée pour v , en intégrant l'équation (II -2), à partir du volume de contrôle autour du nœud n , présenté à la figure II -7.

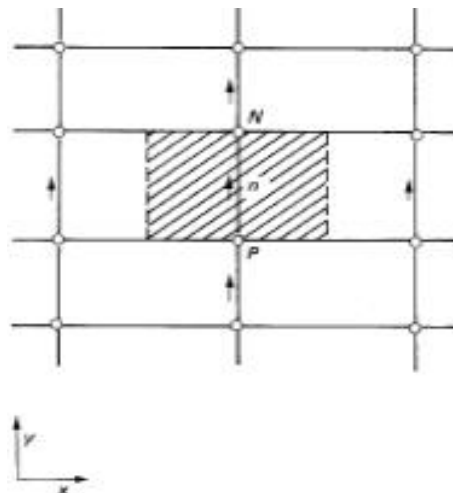


Figure II -7 : Volume de contrôle de v composante de la vitesse.

$$a_n \cdot v_n = \sum a_{nb} \cdot v_{nb} + (P_p - P_N) \cdot A_n + b \quad (\text{II-56})$$

Algorithme SIMPLE :

Début- estimation des variables : $p = p^*, u = u^*, v = v^*, \phi = \phi^*$ (II-57)

Etape 1 : Résolution des équations de quantité de mouvement discrétisées :

$$a_e \cdot u^*_e = \sum a_{nb} \cdot u^*_{nb} + (P^*_P - P^*_E) \cdot A_e + b \quad (II-58)$$

$$a_n \cdot v^*_n = \sum a_{nb} \cdot v^*_{nb} + (P^*_P - P^*_N) \cdot A_n + b \quad (II-59)$$

Etape 2 : Résolution de l'équation de correction de pression :

$$a_P P'_P = a_E P'_E + a_W P'_W + a_N P'_N + a_S P'_S + b \quad (II-60)$$

Etape 3 : correction de la pression et la vitesse : $p, u,$ et $v.$

Etape 4 : Résolution de toutes les autres équations de transport ϕ :

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + b \quad (II-61)$$

On impose les valeurs obtenues p, u, v et ϕ comme valeurs estimés et retour vers Etape 1 jusqu'à convergence de la solution du système.

Algorithme SIMPLER :

Début- estimation des variables : $p = p^*, u = u^*, v = v^*, \phi = \phi^*$ (II-62)

Etape 1 : calcul des pseudo-vitesses :

$$\hat{u}_e = \frac{\sum a_{nb} u^*_{nb} + b}{a_e}, \hat{v}_n = \frac{\sum a_{nb} v^*_{nb} + b}{a_n} \quad (II-63)$$

Etape 2 : Résolution de l'équation de la pression

$$a_P P_P = a_E P_E + a_W P_W + a_N P_N + a_S P_S + b \quad (II-64)$$

Etape 3 : initialisation du champ de pression p^* , avec le nouveau champ de pression obtenu à l'étape 2 ($p^* = p$) et résolution des équations de conservation de quantité de mouvement :

$$a_e \cdot u^*_e = \sum a_{nb} \cdot u^*_{nb} + (P^*_P - P^*_E) \cdot A_e + b \quad (II-65)$$

$$a_n \cdot v^*_n = \sum a_{nb} \cdot v^*_{nb} + (P^*_P - P^*_N) \cdot A_n + b \quad (II-66)$$

Etape 4 : Résolution de l'équation de correction de la pression

$$a_P P'_P = a_E P'_E + a_W P'_W + a_N P'_N + a_S P'_S + b \quad (II-67)$$

Etape 5 : correction du champ des vitesses

Etape 6 : Résolution de toutes les autres équations de transport ϕ :

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + b \quad (II-68)$$

On impose les valeurs obtenues p, u, v et ϕ comme valeurs estimés et retour vers Etape 1 jusqu'à convergence de la solution du système.

II-5-1 Choix de l'algorithme de calcul

Une seule différence distingue les algorithmes SIMPLE et SIMPLER : elle réside dans la méthode de recherche de la pression. Dans SIMPLE, il y a trois systèmes d'équations pour la mécanique des fluides : les équations u , les équations v et les équations d'écart de la pression p' . La pression est corrigée durant la résolution à partir d'une valeur arbitraire vers la solution exacte. Dans SIMPLER, la pression est extraite directement du champ des vitesses \vec{v} . Les équations de correction de la pression sont également résolues pour corriger uniquement le champ de vitesse. Pour traiter la mécanique des fluides, le nombre de système d'équation à résoudre s'élève donc à quatre au lieu de trois comme dans SIMPLE. SIMPLER nécessite théoriquement un tiers au moins de temps de calcul supplémentaire par rapport à SIMPLE.

Dans la pratique la pression initiale dans SIMPLE est souvent très éloignée de la réalité, ce qui nécessite plus d'itérations avant la convergence. Le temps de calcul additionnel dans SIMPLER est donc non seulement compensé par la diminution du nombre des itérations nécessaires, mais donne une convergence plus rapide que SIMPLE. Nous utilisons ainsi l'algorithme SIMPLER dans nos travaux numériques.

II-5-2 Maillage

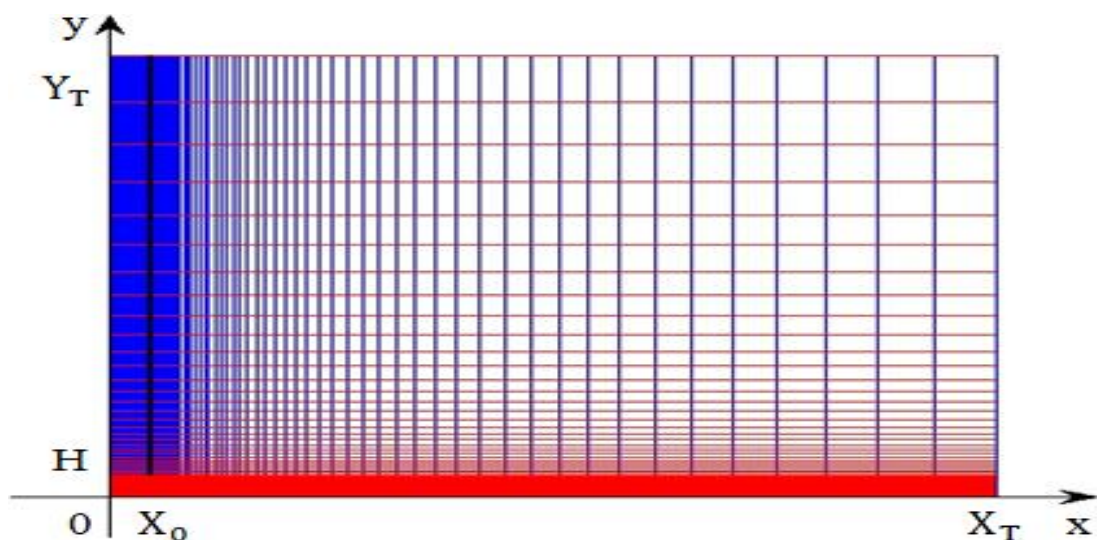


Figure II -8 : Schéma du maillage.

Afin d'optimiser la précision des résultats, le pas du maillage est variable en fonction des zones considérées du domaine de calcul. Un pas variable autorise un maillage plus fin dans les zones sensibles telle que l'intérieure de la buse et le voisinage de sa paroi ainsi que dans la zone au voisinage de la surface d'impact. La figure II -8 présente le schéma du maillage, nous adoptons une

variation progressive tant dans le sens Ox que dans le sens Oy. Sur Ox, le pas est constant jusqu'à la paroi de la buse, il augmente ensuite suivant une progression géométrique. Sur Oy, à partir de la surface d'impact jusqu'à l'entrée de la buse, le pas augmente avec une progression géométrique puis de même avec une raison différente jusqu'à l'entrée de la buse, tout en évitant un changement brutal.

En nous référant à la figure III -1, nous avons les pas :

$$\Delta x_i = \text{cte} \quad \text{sur l'intervalle : } 0 \leq x \leq X_0 \quad (\text{II- 69})$$

$$\Delta x_{i+1} = r_x \Delta x_i \quad \text{sur l'intervalle : } X_0 \leq x \leq X_T \quad (\text{II-70})$$

$$\Delta y_j = r_{y1} \Delta y_{j+1} \quad \text{Sur l'intervalle : } 0 \leq y \leq H \quad (\text{II-71})$$

$$\Delta y_i = r_{y2} \Delta y_{j+1} \quad \text{sur l'intervalle : } H \leq y \leq Y_T \quad (\text{II-72})$$

Avec les raisons des progressions géométriques : r_x, r_{y1} et $r_{y2} \geq 1$

Chapitre III

Jet isotherme et stationnaire

En milieu isotherme, la température est identique en tout point du domaine d'étude, ainsi toutes les propriétés physiques présentes dans les équations de transport sont constantes. En plus le régime d'écoulement est laminaire, alors le fluide peut être considéré comme incompressible et la masse volumique ρ ne varie pas le long de l'écoulement. Dans ce cas, le modèle isotherme et stationnaire est équivalent au modèle d'un fluide incompressible.

III-1 Hydrodynamique

Compte tenu de la géométrie du jet ici caractérisée par la largeur de la buse et la distance buse-surface d'impact (figure II -2, chapitre II), le champ de vitesse de forme adimensionnel est entièrement déterminé par le nombre de Reynolds Re et le rapport (H/X_0) . L'influence de ces deux paramètres est importante sur l'évolution et caractéristiques de l'écoulement du jet.

Dans les équations (II-39), (II-40) et (II-41), le jet est stationnaire, ρ et μ sont constantes, ceci nous donne :

-Équation de continuité :

$$\frac{\partial(u')}{\partial x'} + \frac{\partial(v')}{\partial y'} = 0 \quad (\text{III-1})$$

-Equation de mouvement :

suivant x :

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

suivant y :

$$u' \frac{\partial v'}{\partial x'} + v' \frac{\partial v'}{\partial y'} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 v'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 v'}{\partial y'^2} \right) \quad (\text{III-3})$$

Dans ces équations, nous observons un seul paramètre adimensionnel : le nombre de Reynolds Re .

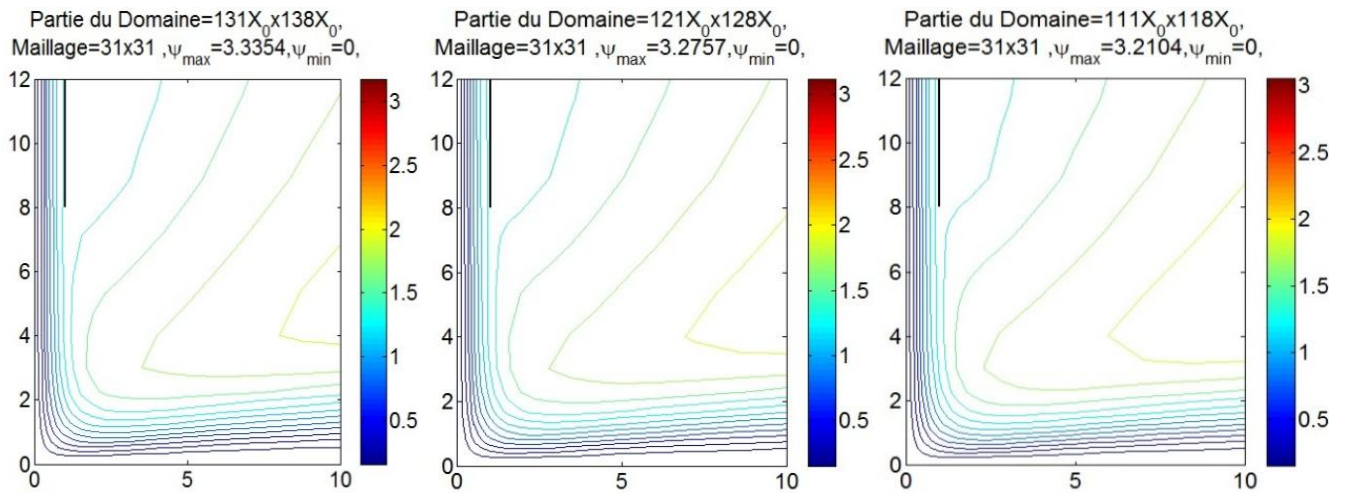
III-1-1 Choix de la taille du domaine de calcul et du nombre de points dans le maillage.

Lors du choix de la taille du domaine de calcul et du nombre de points dans le maillage, les critères choisis doivent rester très proches. Dans le cas du jet isotherme, les critères sont : le maximum de la fonction de courant Ψ_{\max} dans tout le domaine de calcul et la vitesse latérale maximale U_{\max} . Les valeurs de ces critères résultants des calculs doivent rester très proches.

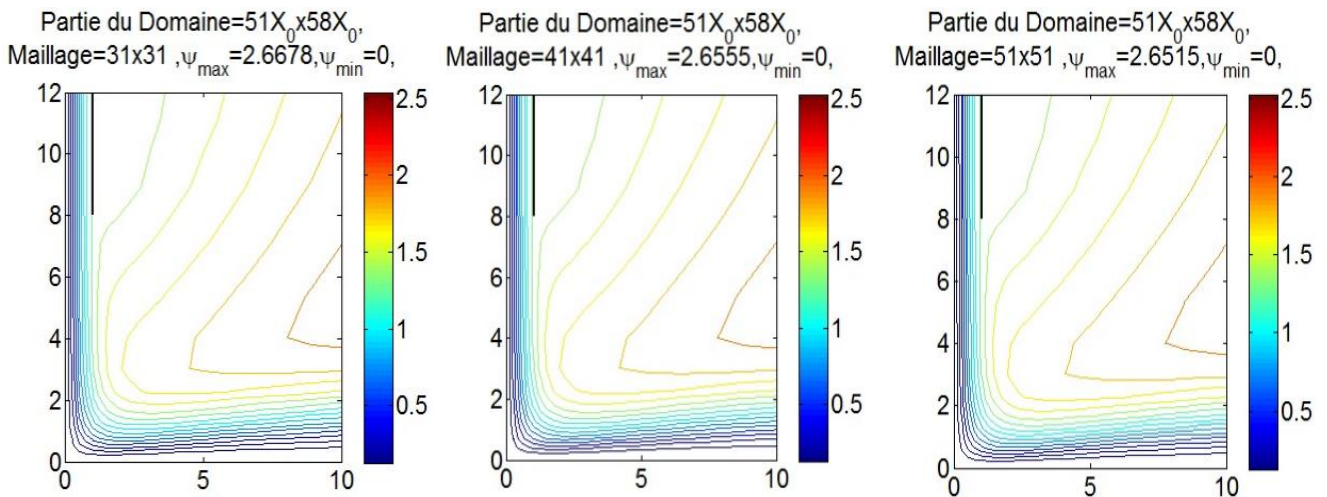
Les résultats sont regroupés dans le Tableau 1 et représentés dans les figures III -1 et figures III -2. On remarque que les valeurs des critères sont très proches et que la taille du domaine de calcul et le maillage n'influent que très peu. Ce qui nous permet le choix quant à la dimension du domaine de calcul et du maillage, dans nos études. Pour la dynamique nous avons choisi la taille du domaine ($51 X_0 \times 58 X_0$) et le nombre de points dans le maillage (31x31), par ailleurs nous définissons un état de référence pour les paramètres : $Re=100$ et $H/X_0 = 8$.

Tableau III-1 : Vitesse maximale latérale et sa localisation dans tout le domaine de calcul, maximum de la fonction ligne de courant pour différentes taille de domaine de calcul et pour différents maillages. Calculs effectués à $Re= 100$, $H/ X_0 =8$

Taille du domaine de calcul	Maillage	$U_{\max} / V_{\max 0}$	Position de U_{\max}		Ψ_{\max}
			x/ X_0	y/ X_0	
$131 X_0 \times 138 X_0$	31x31	0.6648	2.8416	0.5282	3.3354
$121 X_0 \times 128 X_0$	31x31	0.6647	2.8244	0.5282	3.2757
$111 X_0 \times 118 X_0$	31x31	0.6646	2.8059	0.5282	3.2104
$51 X_0 \times 58 X_0$	31x31	0.6645	3.1205	0.5282	2.6678
$51 X_0 \times 58 X_0$	41x41	0.6661	2.8474	0.5282	2.6555
$51 X_0 \times 58 X_0$	51x51	0.6663	3.0719	0.5282	2.6515



Figures III -1 : Lignes de courant obtenues pour différents domaines de calcul.
Calculs effectués à $Re= 100$, $H/ X_0=8$



Figures III -2 : Lignes de courant obtenues pour domaine de calcul ($51X_0 \times 58X_0$), et différents maillages de discrétisation. Calculs effectués à $Re= 100$, $H/ X_0=8$

III-1-2 Influences du nombre de Reynolds

Par rapport à la figure III – 3 ci-dessus, la ligne de courant correspondante à la paroi avant l'éjection du fluide par la buse notée Γ_b , est la ligne de courant frontière séparant le fluide en dehors de la buse en deux zones.

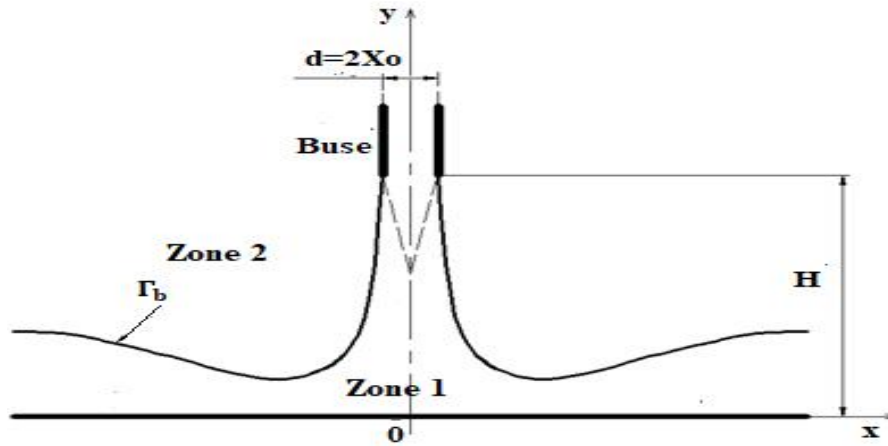
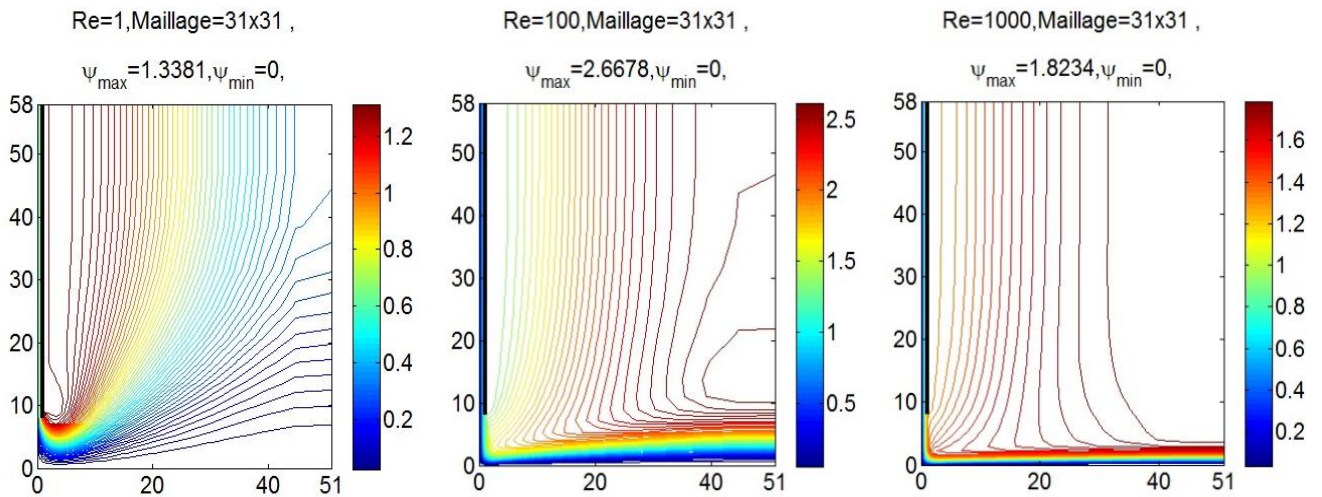
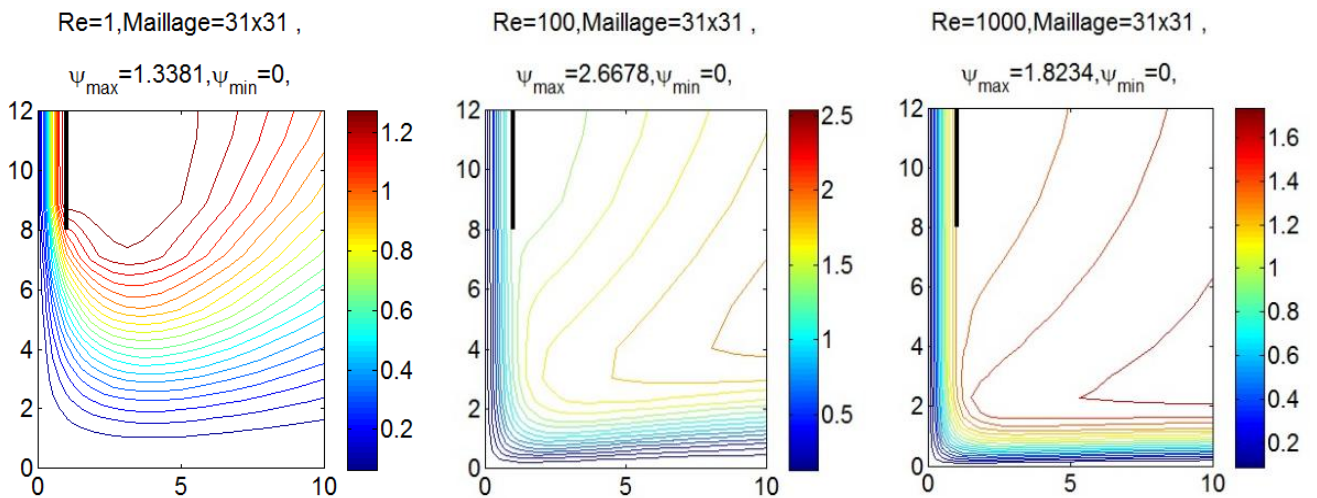


Figure III – 3 : Schéma de deux zones du fluide en dehors de la buse :
zone 1 : le fluide projeté par la buse et zone 2 : le fluide entrainé après l'éjection.



Figures III – 4 : Lignes de courant dans tout le domaine de calcul pour différents nombres de Reynolds. Calculs effectués pour domaine $(51X_0, 58X_0)$ et $H/X_0=8$



Figures III – 5 : Lignes de courant dans une partie du domaine de calcul pour différents nombres de Reynolds. Calculs effectués pour le domaine $(51X_0, 58X_0)$ et $H/X_0=8$

Sur les figures III -4, lorsque Re est faible, le jet s'élargit tout de suite à la sortie de la buse et le fluide s'écoule dans toutes les directions. Dans ces conditions, nous constatons que la ligne de courant libre Γ_b se referme sur elle-même. Dans la zone formée par cette ligne, il existe une recirculation engendrée par la dépression. Cette zone de recirculation s'élargit avec Re. La ligne de courant libre ne se referme plus à l'intérieur du domaine de calcul lorsque le nombre de Reynolds dépasse 100.

Afin de voir plus clairement l'évolution du jet à partir de la sortie de la buse, les lignes de courant dans la zone au voisinage de l'impact sont agrandies dans les figures III - 5. La divergence du fluide projeté par la buse diminue lorsque Re croît pour finir par reproduire la géométrie de la buse pratiquement jusqu'à la surface d'impact.

Nous distinguons deux types d'écoulement du fluide : à l'intérieur de la buse et à l'extérieure. À l'intérieur de la buse, le fluide est confiné, à cause de l'effet de la paroi. Comme le profil de vitesse ne varie pas considérablement entre l'entrée et la sortie pour la hauteur d'impacte $H/X_0=8$, (voir les courbes 3 et 4 dans la figure III - 6), l'écoulement du fluide doit obéir à la loi de Poiseuille.

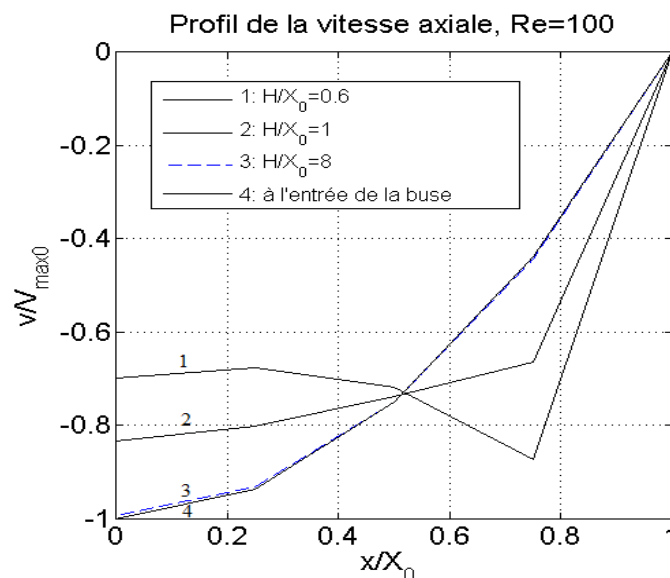


Figure III – 6 : Profils de vitesse axiale à l'entrée et à la sortie de la buse selon la hauteur H/X_0 .
Calcul effectué à $Re=100$

Comme la buse est rectangulaire, le profil de vitesse de l'écoulement est parabolique et établi et le fluide est newtonien, selon la théorie de Poiseuille, la perte de charge entre l'entrée et la sortie de la buse est donnée sous forme adimensionnelle par :
$$\left(\frac{p_{inj} - p_{ej}}{H_b} \right) \left(\frac{X_0}{\rho_0 V_{max0}^2} \right) = \frac{2}{Re} \quad (II- 4)$$

Où : p_{inj} , p_{ej} = pressions motrices à l'entrée de la buse et au point d'éjection, en Pa

$H_b = H_T - H$, longueur de la buse considérée dans le calcul, en m

Nos calculs sont effectués dans une gamme très large de Reynolds qui s'étend de 0.01 à 2000 qui est pratiquement la limite du jet laminaire. Nous trouvons un bon accord entre les valeurs théoriques calculées à partir de l'équation (III- 4) à différentes nombres de Reynolds et celles obtenues par résolution numérique et tracées sur la figure III – 7. L'écoulement dans la buse est conforme au modèle théorique du fluide non visqueux supposée dans la buse par les auteurs M.T Sholtz and al. [2].

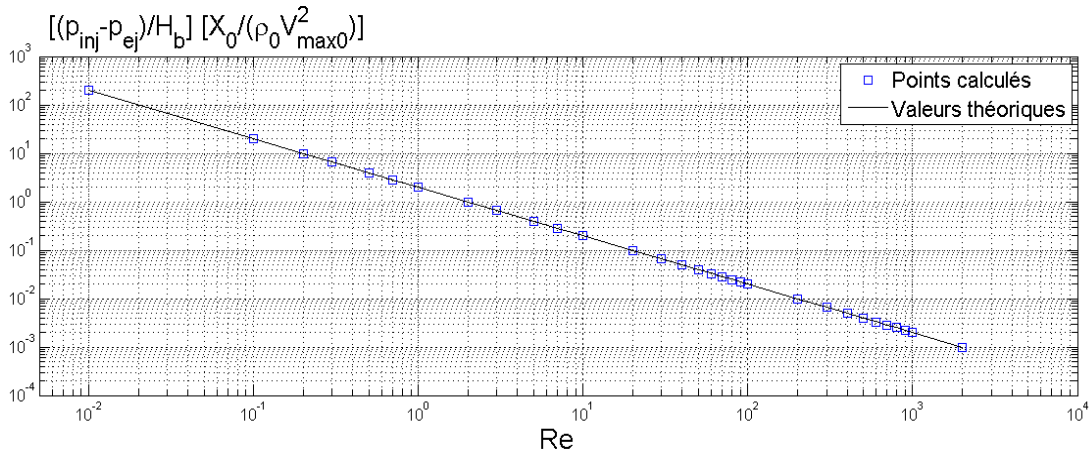


Figure III – 7 : Perte de charge visqueuse adimensionnelle entre l'entrée de la buse et la sortie calculée sur l'axe du jet Oy. Calculs effectués à Re= 100 et H/ X₀=8

A partir de la sortie de la buse un fluide parfait (ou non visqueux), doit obéir à la loi de Bernoulli sur la conservation de l'énergie mécanique entre deux points 1 et 2 quelconques sur une ligne de courant donnée :

$$\frac{p_2}{\rho_0} + \frac{1}{2} V_2^2 = \frac{p_1}{\rho_0} + \frac{1}{2} V_1^2, \text{ où sous la forme : } \frac{1}{\rho_0} (p_2 - p_1) = \frac{1}{2} (V_1^2 - V_2^2) \quad \text{(III -5)}$$

Si nous choisissons le point 1 à la sortie de la buse, où la vitesse $v_{ej} \approx V_{max0}$ et le point 2 sur la surface d'impact, où la vitesse $v_s \approx 0$, à partir de l'équation III-5 nous déduisons alors :

$$\left(\frac{p_s - p_{ej}}{\rho_0 V_{max0}^2} \right) = 0.5 \quad \text{(III -6)}$$

Où : p_s, p_{ej} = pressions motrices sur la surface d'impact et à la sortie de la buse, en Pa

v_s, v_{ej} = vitesse sur la surface d'impact et à la sortie de la buse, en m/s

L'énergie mécanique n'est plus conservée pour un fluide réel à cause des pertes visqueuses. La courbe 2 sur la figure III - 8, présente l'évolution de la différence des pressions motrices ($p_s - p_{ej}$) pour un fluide réel en fonction de Re.

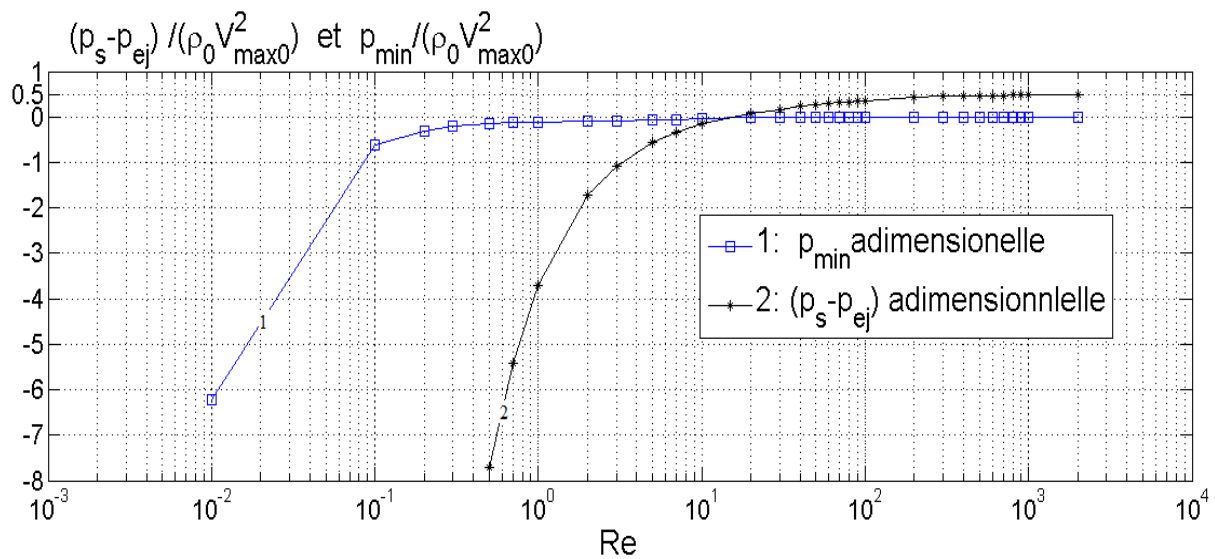


Figure III – 8 : Différences de pression entre l’impact et la sortie de la buse sur l’axe Oy, et la pression minimale (ou la dépression maximale). Calculs effectués à $Re= 100$, $H/ X_0=8$

Nous remarquons que la différence $(p_s - p_{ej})$, est largement négative quand Re est inférieur à 10 où la viscosité joue un rôle très important même dans la partie libre du jet. La pression à la sortie de la buse p_{ej} , est donc supérieure à celle de la surface d’impact, c’est cette différence de pression qui pousse le fluide vers la surface d’impact en surmontant la force visqueuse. $(p_s - p_{ej})$, devient positif quand Re dépasse 10, et tend vers 0.5 quand Re est très important. Autrement dit, on s’approche du fluide parfait dans la zone libre lorsque Re augmente.

M.T Sholtz et al. [2] ont constaté qu’il existe une dépression au voisinage du jet à cause de la forte viscosité quand Re est petit. Désignons par p_{min} , la pression minimale algébrique dans tout le domaine de calcul. La courbe 1 sur la figure III - 8, montre l’évolution de p_{min} selon Re . La localisation de ce minimum correspond au centre de la dépression quand p_{min} est négative. Ce centre de dépression est situé sur la paroi à la sortie de la buse jusqu’à $Re = 500$. Il se déplace progressivement vers la surface d’impact à partir de $Re=500$. La valeur absolue de p_{min} diminue très rapidement avec Re .

A partir de la sortie de la buse, le fluide projeté commence à interagir avec l’air environnant. L’air initialement au repos est alors entraîné. La quantité de gaz entraînée, est caractérisée par τ_w , appelée taux d’entraînement définie par : $\tau_w = \frac{W_{max}}{W_0} - 1$, équivalent à $\tau_w = \frac{\Psi_{max}}{\Psi_0} - 1$

où :

W_{max} =débit massique maximum dans le domaine de calcul, en kg/s

W_0 = débit massique initial à l'entrée de la buse, en kg/s

Ψ_{max} = valeur de la fonction de ligne de courant Ψ maximale dans tout le domaine et

Ψ_0 = valeur de Ψ sur la paroi de la buse.

La figure III - 9 montre l'évolution de τ_w selon le nombre de Reynolds Re . Nous constatons que le taux d'entraînement n'augmente que très lentement aux faibles nombres de Reynolds. A partir de la valeur $Re=10$, subit une progression remarquable, et atteint son maximum à $Re= 30$. Après ce point critique, τ_w diminue avec le nombre de Reynolds.

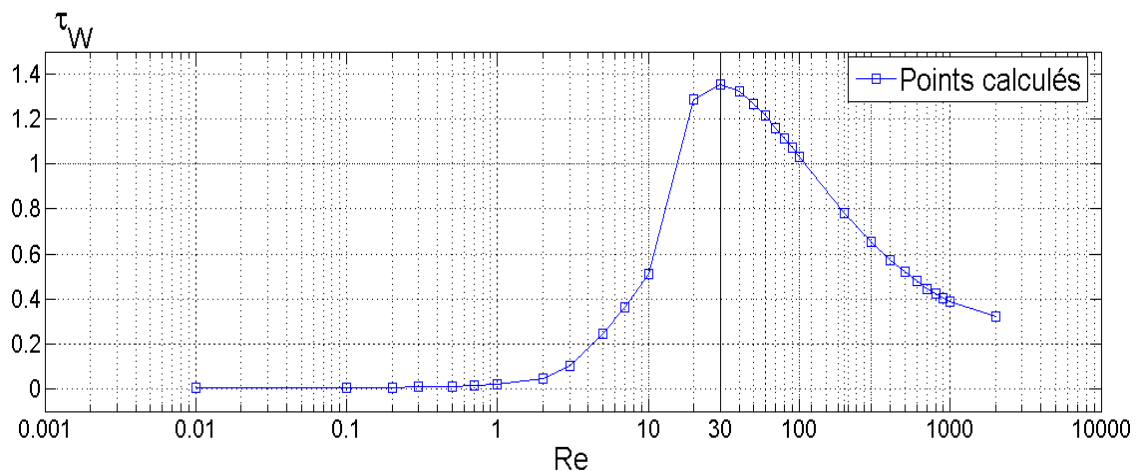


Figure III – 9 : Taux d'entraînement selon le nombre de Reynolds Re .
Calculs effectués à $H/ X_0=8$

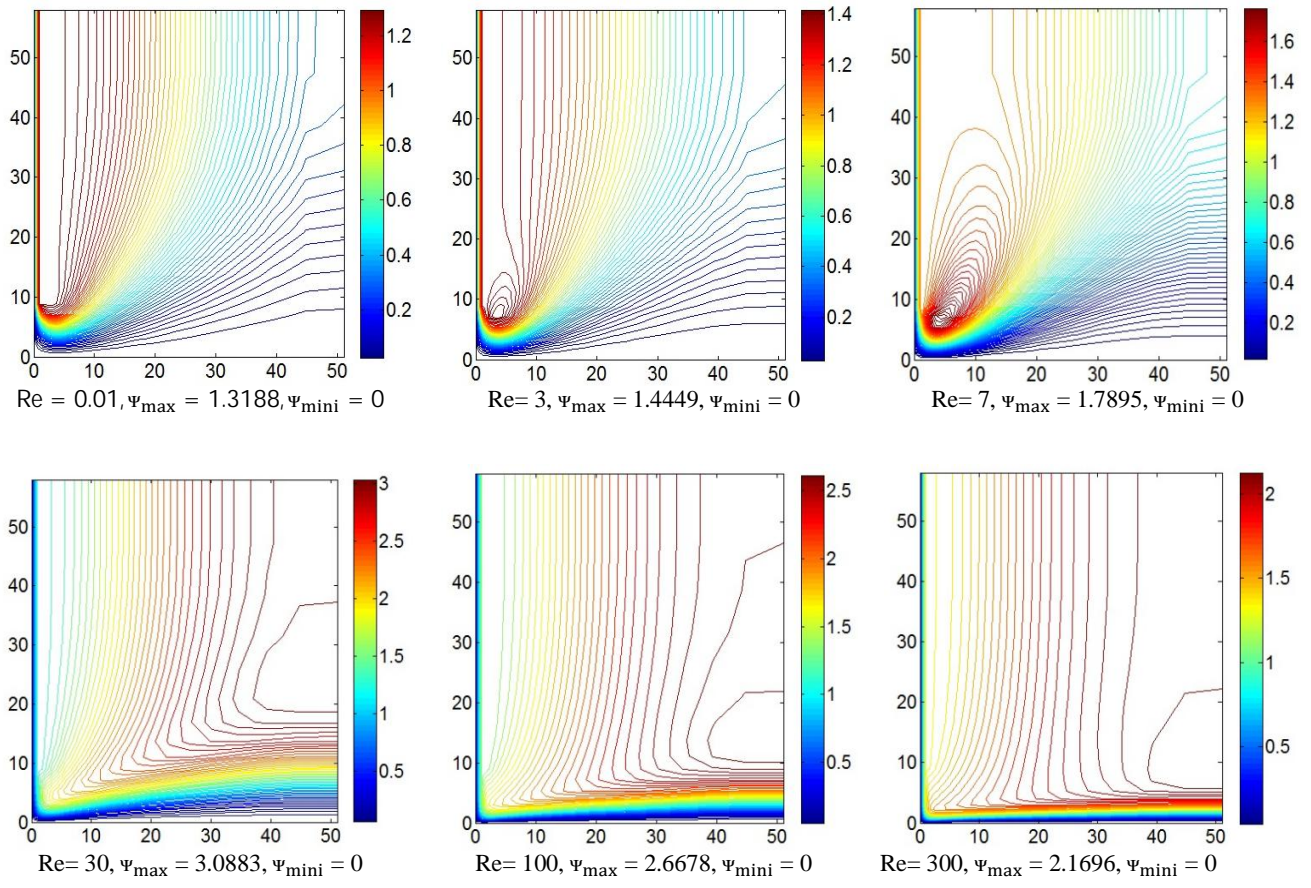
L'augmentation du nombre de Reynolds est responsable de deux effets opposés sur la quantité de gaz entraîné, (voir figure III – 3) :

Le fluide projeté par la buse se concentre sur la surface d'impact à cause de la force d'inertie croissante avec Re . La taille de la zone 1 correspondante au fluide projeté diminue. La vitesse sur la ligne de courant frontière Γ_b qui sépare le fluide projeté et le fluide entraîné augmente, ce qui a tendance à renforcer l'entraînement.

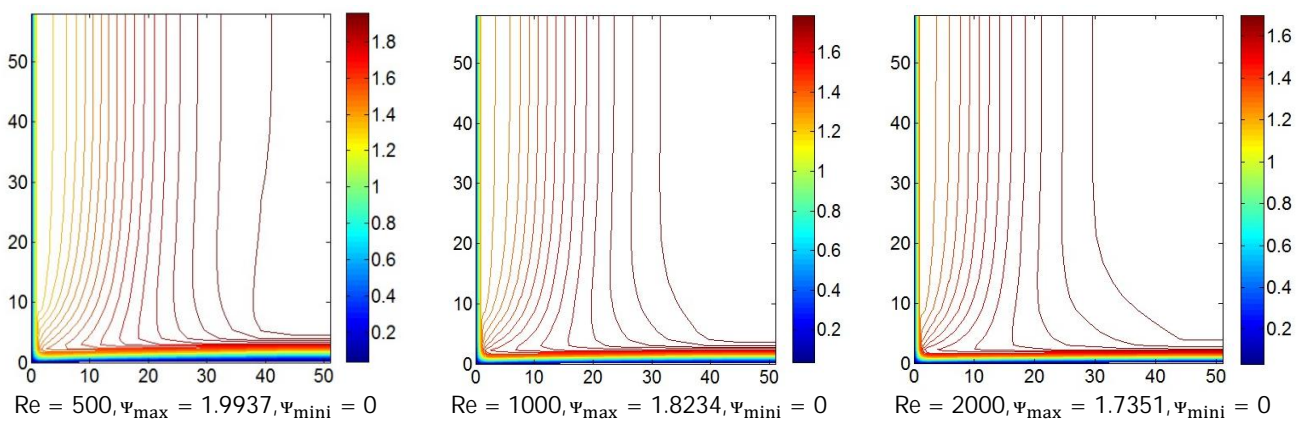
La viscosité devient de moins en moins importante devant la force d'inertie lorsque Re augmente. Le développement de la couche limite est donc moins prononcé ce qui diminue le flux induit autour du jet.

L'écoulement du jet suivant la paroi d'impact a tendance, conformément aux observations de M.T. Sholtz et al [2], à décoller de la surface d'impact et à retourner vers le jet avec la formation de cellules de recirculation. Nous constatons le même comportement sur les figures III-10. En effet les résultats présentés, correspondent aux faibles nombres de Reynolds compris entre 0.01 et 300. Des domaines de recirculation sont observés. Dans ce domaine l'augmentation du nombre de Reynolds

provoque une diminution sensible de la taille de la zone 1 du jet, alors que la vitesse sur Γ_b la ligne de courant frontière augmente très rapidement. La dimension de la zone 2 croît et induit un entrainement du fluide voisin plus important.



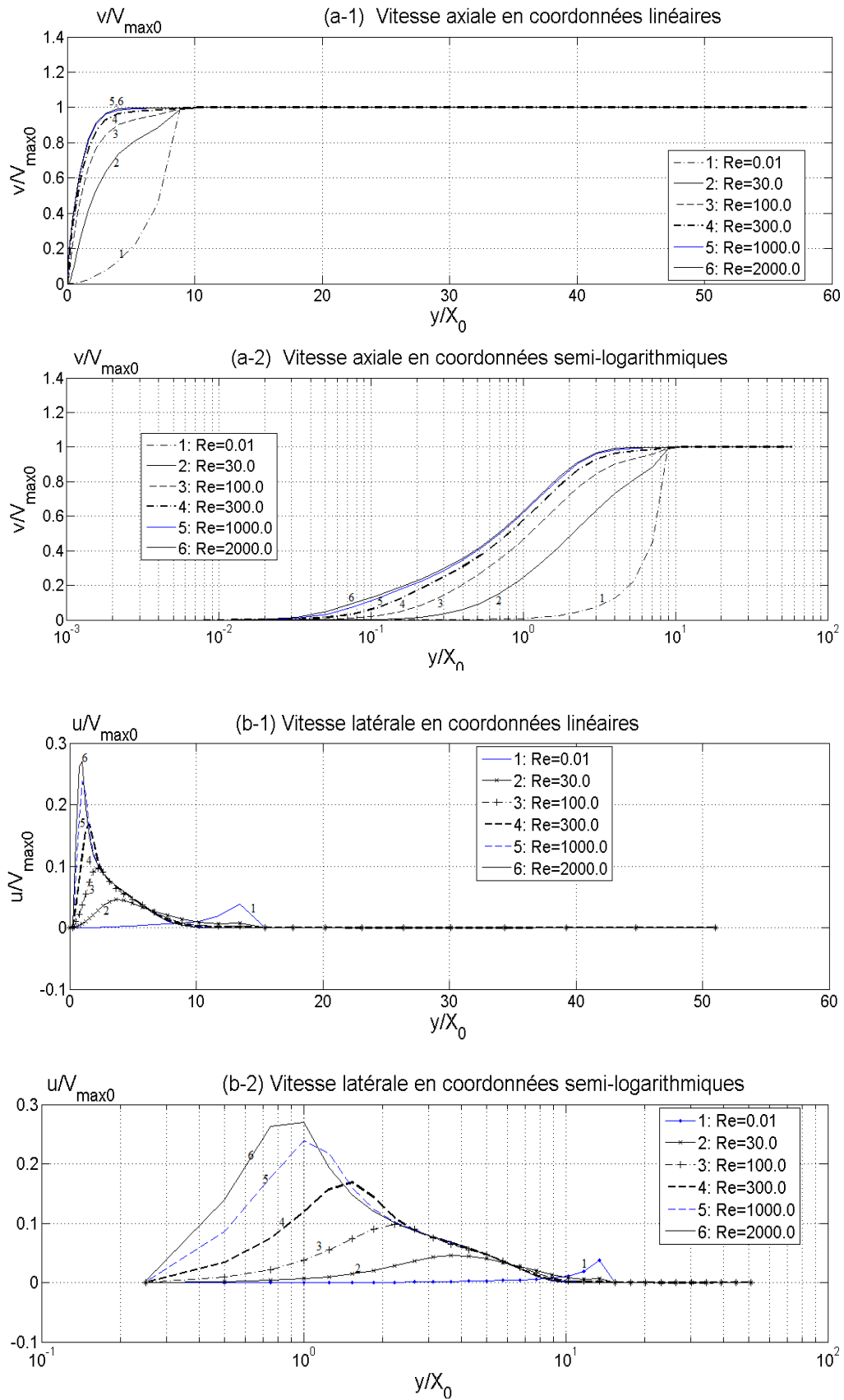
Figures III – 10 : Lignes de courant à nombres de Reynolds faibles, observation des cellules de recirculation. Calculs effectués à $H/ X_0=8$.



Figures III – 11 : Lignes de courant à nombres de Reynolds élevés, absence des cellules de recirculation. Calculs effectués à $H/ X_0=8$.

À partir de 300, les phénomènes de recirculation ne sont plus observés. Dans les figures III - 11. Les domaines de recirculation disparaissent, et cette limite est en parfait accord avec les observations M.T.Sholtz et al [2]. La diminution de la zone 1 du fluide projeté s'accroît avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

La figures III - 12 montre l'évolution des vitesses radiales et axiales suivant la distance y/X_0 à différents nombres de Reynolds. Sur les courbes présentée en échelle linéaire, ou en semi logarithmique, nous découvrons que la vitesse axiale ne varie pratiquement pas à l'intérieur de la buse jusqu'à ouverture (à $y=8X_0$) à cause de la contrainte liée à la paroi. A partir de ce point, les situations différent en fonction du nombre de Reynolds. La couche limite qui résulte de l'influence de la paroi et de la viscosité du fluide réel, et qui correspond à la diminution des vitesses axiale ou latérale de façon monotone vers la paroi. Dans notre cas la vitesse axiale décroît uniformément, par contre à la vitesse latérale. La couche limite débute à l'endroit où la vitesse latérale présente un maximum au voisinage de la paroi. Aux faibles nombres de Reynolds, en pratique lorsque $Re \leq 0.01$, v subit une chute brutale (courbe 1, sur la figure III - 12, (a-1), pour $Re=0.01$). En effet, le fluide est alors du type rampant, et la région (1) qui correspond au noyau n'existe pas, tandis que la région (2) de stagnation débute dès la sortie de la buse, et se termine rapidement à $y=7 X_0$ alors que la vitesse latérale u prends déjà sa valeur maximale (voir la courbe 1, sur la figure III - 12, (b-1)). Vient ensuite la couche limite ou région (3) du jet pariétal très épaisse jusqu'à la paroi. Lorsque Re croit, le noyau correspondant à une valeur de v voisine de celle de la buse apparait comme on peut le vérifier sur la courbe 5 de la figure III-12, (a-1). Dans le même temps, le maximum de u s'accroît, et sa position se rapproche de la paroi ce qui se traduit par une diminution de l'épaisseur de la couche limite.

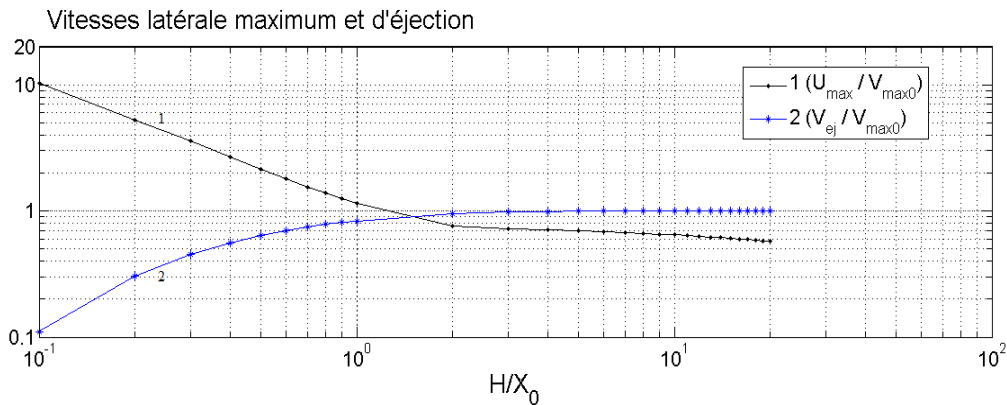


Figures III – 12 : Evolution des vitesses axiale (a) et latérale (b) en fonction de la distance (y/X_0) de l'impact pour différents nombre de Reynolds. Calculs effectués à $(H/X_0)=8$

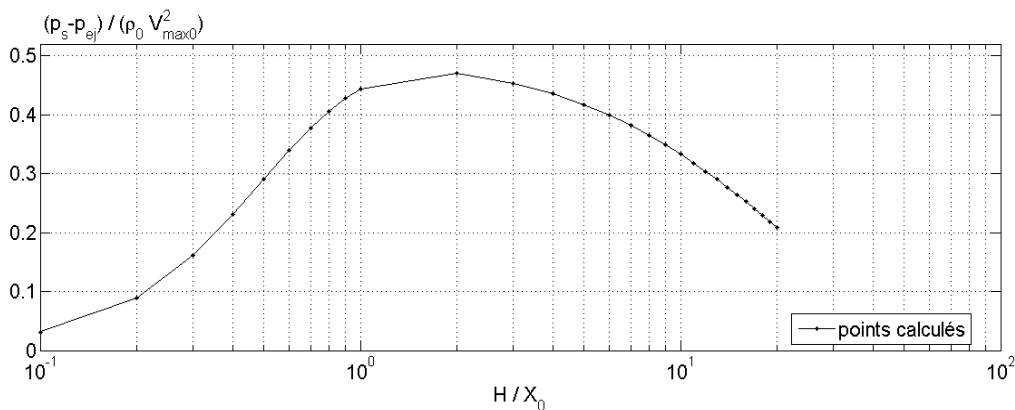
III-1-3 Influences de la distance buse-surface d'impact

L'écoulement du jet en impact est caractérisé par deux vitesses : la vitesse latérale maximale définie par U_{\max} , déterminée dans tout le domaine de calcul et la vitesse axiale à la sortie de la buse sur l'axe Oy. Dans notre étude de l'influence de la distance buse-surface d'impact sur le jet, nous considérons les valeurs de la distance adimensionnelle H/X_0 , dans une large gamme 0-20, pour le nombre de Reynolds Re fixé à 100, qui est une valeur représentative d'un écoulement laminaire.

Sur la courbe 1 de la figure III -13, nous remarquons que U_{\max} varie considérablement avec H/X_0 . Nous constatons que le rapport $U_{\max} / V_{\max 0}$ peut dépasser l'unité quand H/X_0 est très petit. Dans ce cas, le profil de vitesse n'est plus parabolique à la sortie de la buse. À la sortie de la buse, la vitesse centrale V_{ej} est inférieure à $V_{\max 0}$ et l'on observe un profil aplati. Comme le montre la courbe 2, par contre lorsque, (H/X_0) dépasse 2, ces deux vitesses sont voisines.



Figures III -13 : Vitesse latérale maximale U_{\max} définie dans tout le domaine et vitesse axiale maximale V_{ej} à la sortie de la buse. Calculs effectués à $Re= 100$



Figures III -14 : Différence de pression entre la surface d'impact et la sortie de la buse en fonction de la distance buse - surface d'impact. Calculs effectués à $Re= 100$

La figure III -14 représente l'évolution de $(p_s - p_{ej})$ en fonction de (H/X_0) . Comme l'indique la figure 13, la vitesse maximale V_{ej} à la sortie de la buse est très proche de V_{max0} lorsque H/X_0 est grand, et diminue avec la distance d'impact. Ceci implique que l'énergie cinétique disponible à la sortie de la buse et convertible en pression sur la surface d'impact augmente avec H/X_0 . En même temps, la perte visqueuse entre la buse et l'impact est directement proportionnelle à la distance H . ces deux effets opposés dus aux variations de H/X_0 sont responsables du maximum observé pour $(p_s - p_{ej})$ lorsque H/X_0 est au voisinage de 2.

La perte de charge visqueuse entre l'entrée et la sortie de la buse est également sensible à la distance de la surface d'impact. La figure III -15 présente cette évolution pour $Re=100$. Lorsque H/X_0 est très faible la perte de charge visqueuse adimensionnelle dans la buse est beaucoup plus petite que 0.02 valeur estimée par le modèle de Poiseuille. L'écart entre les deux calculs devient faible quant H/X_0 est supérieur à 2.

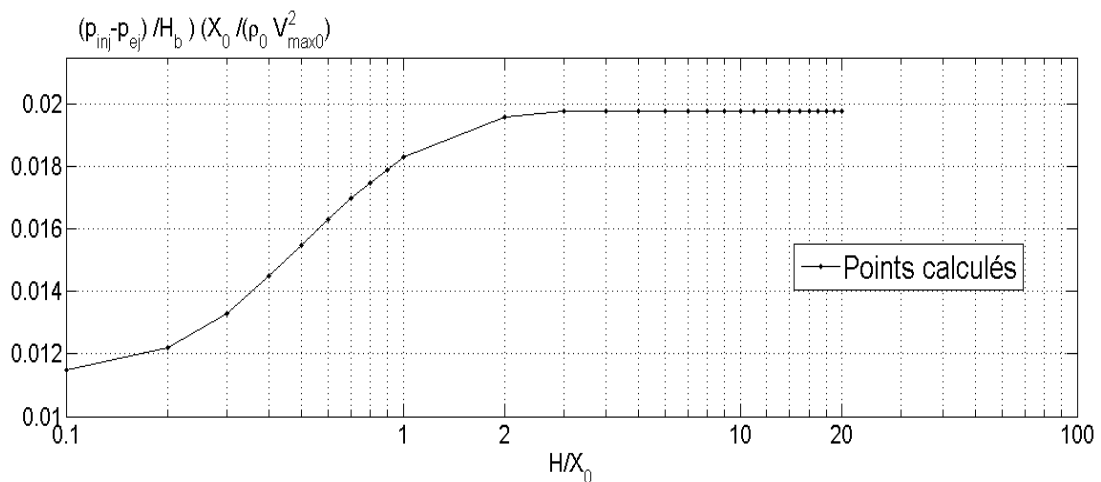


Figure III -15 : Perte de charge visqueuse dans la buse en fonction de la distance buse-surface impact. Calculs effectués à $Re= 100$

La figure III -16 résume l'évolution de la pression motrice p_{ej} à la sortie de la buse. la valeur de p_{ej} atteint une valeur très importante par rapport à l'énergie cinétique $(\rho_0 V_{max0}^2)$ à H/X_0 petit. La valeur de p_{ej} élevée est justifiée pour H/X_0 petit, par l'accélération latérale du fluide qui convertit l'énergie de pression en énergie cinétique. Pour H/X_0 supérieur à 2, la pression p_{ej} est pratiquement nulle.

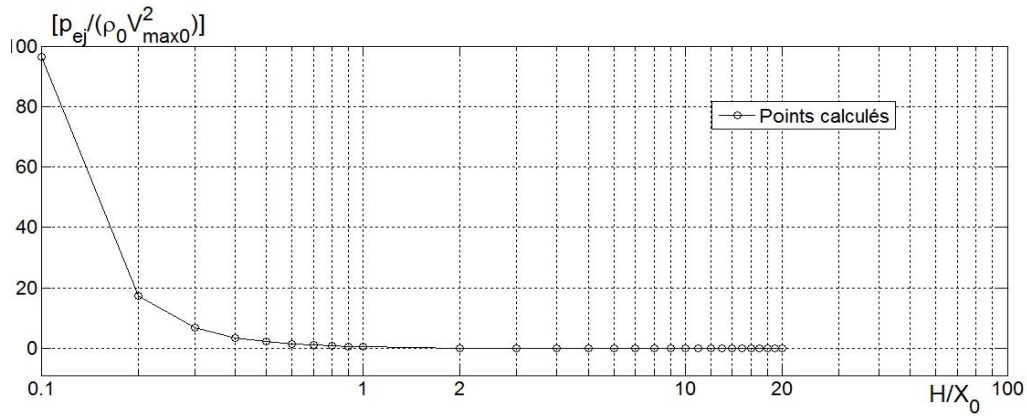


Figure III -16 : Pression motrice à la sortie de la buse en fonction de la distance d'impact.
Calculs effectués à $Re= 100$

Le coefficient de perte de pression définis par M.T Sholtz and al. [2] est donné par :

$$\beta = \frac{p_n - p_a}{\rho_o U^2} \quad (\text{III -6})$$

Où : p_n, p_a = pressions adimensionnelles, respectivement pression non perturbée à l'intérieure de la buse et ambiante en Pa

U = vitesse moyenne à la sortie de la buse, exprimée par : $U = 2/3 V_{max0}$, en m/s

Le coefficient β est une caractéristique importante de l'hydrodynamique est fonction de la hauteur d'impact H/X_0 et du nombre de Reynolds Re , ceci est dû respectivement à la constriction de l'écoulement et à la perte de charge visqueuse à la sortie de la buse.

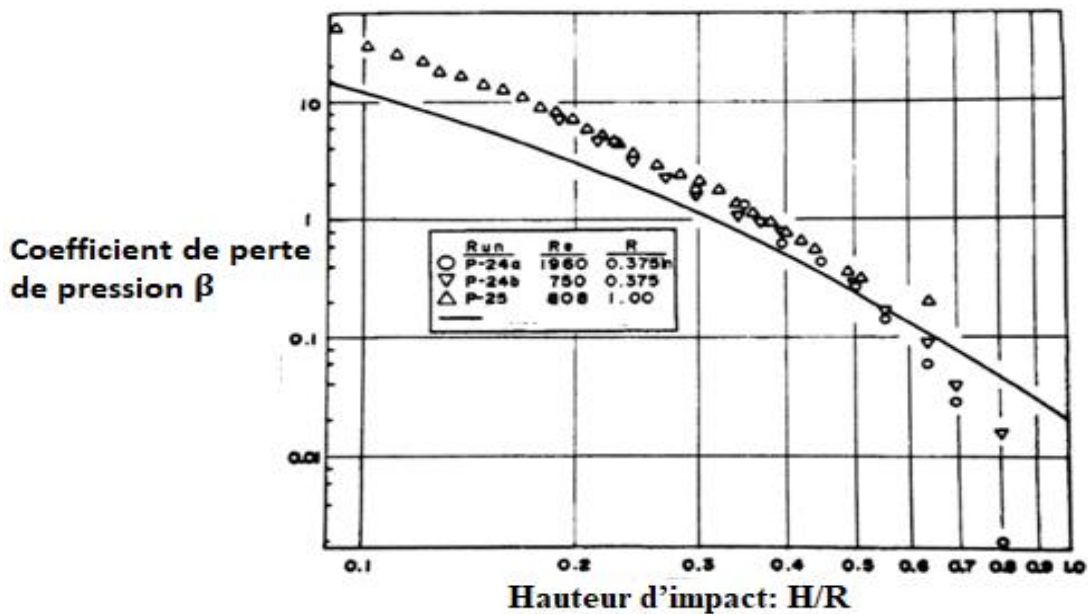


Figure III -17 : Coefficient de perte de pression mesuré β , comparaison avec la théorie du fluide non visqueux [2]

La figure III -17 est prise directement de la référence [2] où est tracée la courbe du coefficient β en fonction de la hauteur d'impact dans le domaine $(H/R) < 1$, pour différents nombre de Reynolds Re . La courbe représentant les solutions des équations de mouvement pour le modèle théorique du fluide non visqueux et comparée aux symboles triangulaires et circulaires noirs des mesures expérimentales de Scholtz et al [2]. Ils trouvent qu'on peut considérer l'écoulement du jet est celui d'un fluide parfait à partir de $Re=808$. Alors dans ce cas le coefficient de perte de pression β est indépendant du nombre de Reynolds. Pour $(H/R) < 1$, l'effet de la constriction de l'écoulement entre la buse et la surface devient important par le rapprochement de la sortie de la buse à la surface d'impact. La constriction de l'écoulement du jet entraîne une perte de pression qui augmente rapidement avec la diminution de H/X_0 .

Afin de pouvoir comparer nos calculs numériques avec les expériences M.T Sholtz and al. [2], p_n est de valeur prise à une distance fixe de la sortie de la buse égale à quatre fois la largeur X_0 .

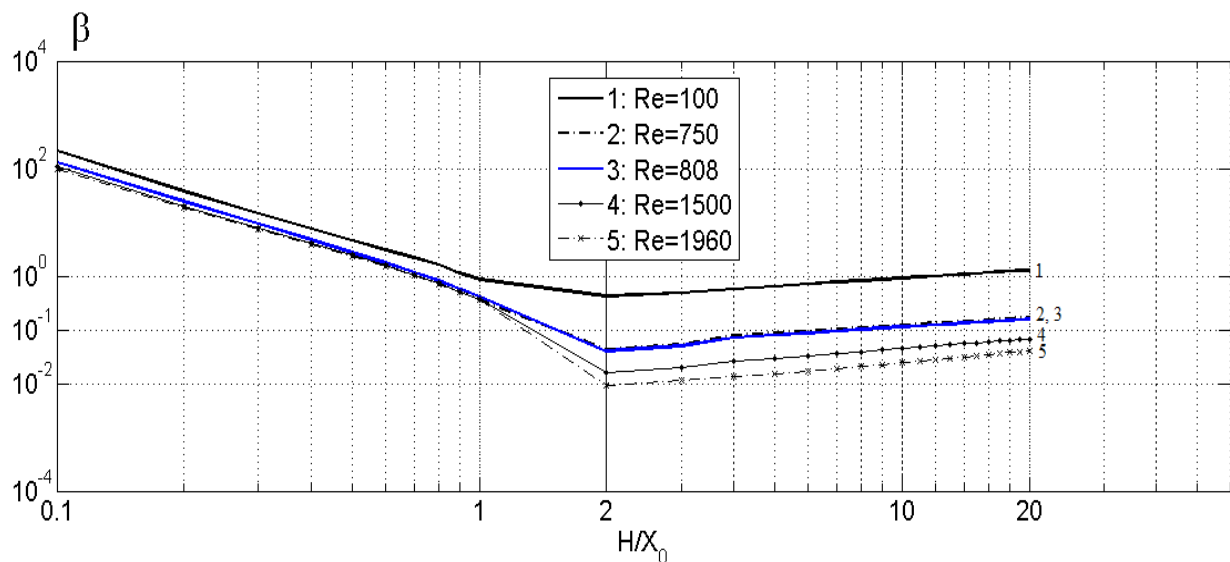
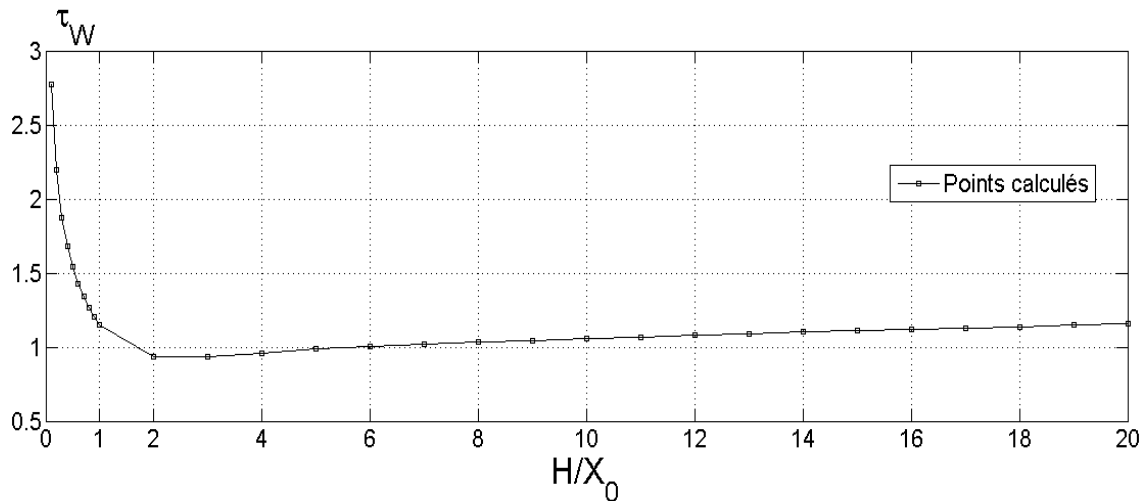


Figure III -18 : Coefficient de perte de pression.
Calculs effectués à différent nombre de Reynolds Re .

Sur la figure III -18, les courbes 2, 3, 4 et 5 représentent nos calculs effectués à différents nombres de Reynolds. Elles sont pratiquement confondues pour la hauteur d'impact $H/X_0 \leq 1$, on en déduit l'indépendance de β du nombre de Reynolds. Ce qui nous permet de conclure que le fluide à partir de $Re=808$ est pratiquement non visqueux. Cependant sur la figure III -18, nous constatons une valeur de β plus importante pour $Re=100$ que pour $Re=808$. Ceci provient de l'influence prépondérante de la perte de charge visqueuse à partir de la sortie de la buse et nous empêche de considérer le fluide comme non visqueux, ou parfait à $Re=100$.

La figure III -19 représente le taux d'entraînement en fonction de H/X_0 . Nous observons qu'il est directement proportionnel à H/X_0 aux valeurs élevées. Mais le rapprochement de la buse vers l'impact entraîne l'augmentation de la vitesse latérale qui peut atteindre des valeurs supérieures à la valeur maximale à l'entrée de la buse $V_{\max 0}$ (voir figure III -13). Ce phénomène est responsable d'un entrainement plus important du fluide. La croissance de τ_W avec la diminution de H/X_0 est donc enregistrée quand H/X_0 est inférieur à l'unité.



Figures III -19 : Taux d'entraînement en fonction de la distance d'impact.
Calculs effectués à $Re= 100$

III-1-4 Conclusion partielle

Dans un domaine plan pour la résolution du problème de la dynamique du jet plan impactant, nous avons élaboré un code de calcul. Pour lequel nous avons étudié différentes grandeurs caractéristiques de l'écoulement. En opérant un choix convenable des conditions aux limites. La précision des solutions est satisfaisante et la dimension du domaine de calcul n'a que très peu d'influence sur le profil de vitesse.

Nos résultats sont vérifiés, dans la buse par le modèle de Poiseuille et la similarité avec les données expérimentales du coefficient de perte de pression, mesurés par les auteurs Sholtz et al [2], ainsi que les observations de cellules de recirculation dans l'écoulement.

Quelque soit le nombre de Reynolds en régime laminaire, le fluide dans la buse est de type poiseuille quand H/X_0 est suffisamment grand. Entre la sortie de la buse et l'impact, le fluide à un comportement visqueux. La perte de charge visqueuse dépasse l'énergie cinétique possédée par le fluide à la sortie de la buse quand le nombre de Reynolds est inférieur à 10, ce qui fait que la pression motrice sur l'impact est inférieure à celle de la sortie de la buse.

$(p_s - p_{ej}) < 0$) alors que pour un fluide parfait on devrait avoir : $\left(\frac{p_s - p_{ej}}{\rho_0 v_{max0}^2}\right) = +0.5$, elle diminue avec le nombre de Reynolds.

Des cellules de recirculation liées à la dépression sont observées aux faibles nombres de Reynolds. Elles disparaissent lorsque Re croît. Cette transition apparaît pour Re voisin de 300.

Pour les très faibles valeurs de la distance buse-surface d'impact l'écoulement est modifié jusqu'à l'intérieur de la buse. Le profil de vitesse qui ne suit plus le modèle Poiseuille n'est plus de type parabolique. À la sortie de la buse il devient de plus en plus aplati et la perte de charge visqueuse moins importante.

Par ailleurs, le nombre de Reynolds et la distance entre la buse et l'impact influencent aussi la quantité de fluide entraîné au voisinage. Il est très important de remarquer que, bien que la variation de la pression joue un rôle important sur le mouvement, cette variation demeure très faible par rapport à la pression thermodynamique totale P_0 . Par conséquent, la masse volumique est très peu influencée par cette faible variation de pression, ce qui justifie l'hypothèse initiale d'incompressibilité du fluide.

Chapitre IV

Jets anisotherme et stationnaire

IV-1 Evolution du Jet anisotherme

En présence d'un gradient de température les propriétés physiques du gaz ρ, C_p, μ, λ sont variables et les équations des transferts de mouvement et d'énergie sont couplées. Contrairement aux jets isothermes, l'orientation du jet non-isotherme joue un rôle très important en raison de la convection naturelle qui est opposée à la direction de la force gravitationnelle \vec{g} . L'air est utilisé comme fluide du jet et nos calculs seront effectués exclusivement pour ce gaz. Les calculs sont effectués avec prise en compte que les propriétés physiques de l'air sont en fonction de la température.

Sur la base de ces hypothèses, sont considérés les mêmes équations de mouvement (II-29), (II-29), (II-29) et (II-29), où les variables adimensionnels ont les mêmes définitions que dans le paragraphe II-5. Nous ne considérerons pas la variation du nombre de Prandtl Pr , car pour les gaz est généralement voisin de 0,7. Les paramètres indépendants intervenant dans les équations considérées sont alors : Re, Fr, T_s , et H/X_0 .

Nous fixons l'état standard à partir des paramètres avec dimension afin de favoriser l'interprétation physique des phénomènes qui interviennent (voir tableau IV-1).

Tableau IV-1 : Valeurs des paramètres de référence utilisés pour les calculs.

Paramètres avec dimension						Nombres adimensionnels correspondants		
P_0 [atm]	T_0 [K]	T_s [K]	V_{max0} [m/s]	X_0 [m]	H [m]	Re	Fr	Pr
1.0	293.15	368.15	0.1508	0.01	0.08	100	0.2320	0.7112

Le transfert de chaleur sensible est donné par l'équation suivante :

$$q = h \Delta T_0 = h (T_s - T_0) \quad (\text{IV-1})$$

Avec : h = coefficient de transfert de chaleur, en $[\text{W}/(\text{m}^2 \text{K})]$,

q = puissance calorifique échangée, en $[\text{W}/\text{m}^2]$.

Des considérations de similitude permettent alors de montrer que, si l'on introduit le nombre adimensionnel de Nusselt, défini par :

$$\text{Nu} = \frac{h X_0}{\lambda_0} \quad (\text{IV-2})$$

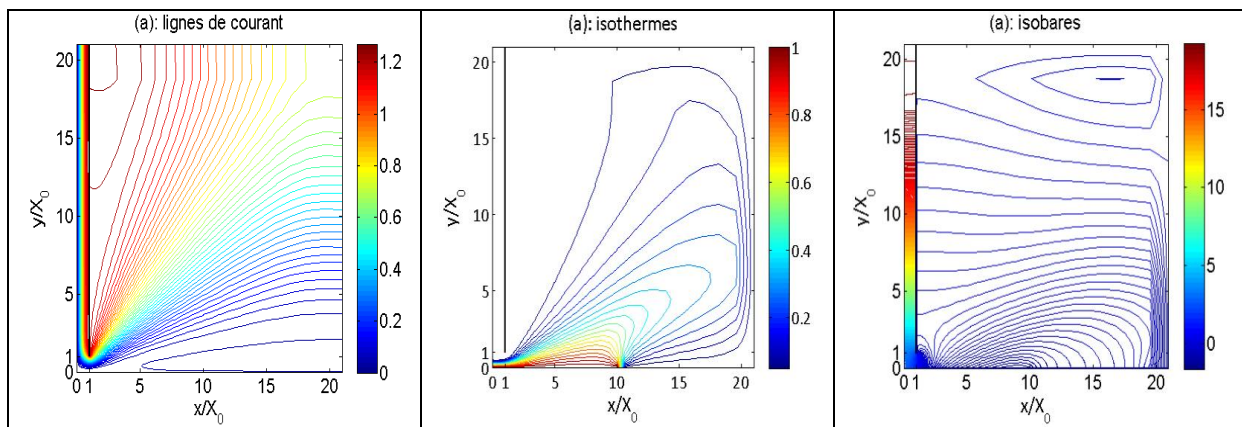
Où : X_0 = largeur de la buse, en m

λ_0 = conductivité thermique du gaz à l'entrée de la buse et sur la surface chauffée, en K

T_0, T_s = Températures, respectivement à l'entrée de la buse et sur la surface chauffée, en K

$\Delta T_0 = T_s - T_0$, différence de température caractéristique, en K

Nous présentons sur la figure IV-5 une comparaison fondée sur les lignes de courant, isothermes et isobares qui est du point de vue qualitative et visuelle. Nos calculs sont effectués en faisant varier les paramètres indépendants autour du point de référence. Des cas choisis comme exemples sont présentés sur la figure IV-5, le cas (a) où sont considérés les paramètres de l'état de référence, les cas (b) et (c) même conditions que (a) excepté respectivement, la température T_s et la hauteur H/X_0



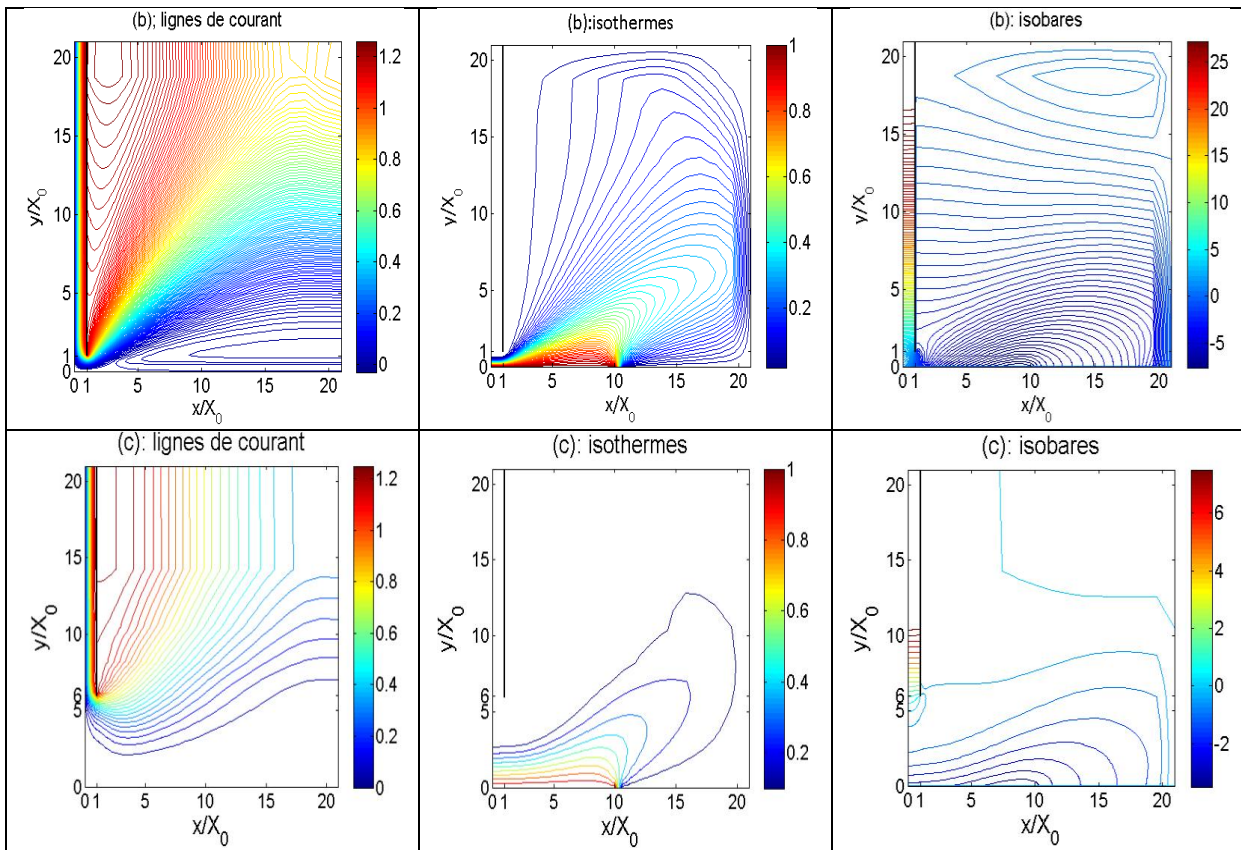


Figure IV-1 : Lignes de courant, isothermes et isobares

(a) Calculs effectués à $X_0 = 0.01\text{m}$, $P_0 = 1\text{ atm}$, $T_0 = 293,15\text{ K}$, $T_s = 368.15\text{ K}$, $H/X_0 = 1$

(b) $T_s = 443.15\text{ K}$, (c) $H/X_0 = 6$

Le fluide issu de la buse, s'impacte sur la surface chauffée et constitue un écoulement pariétal. Les effets de flottabilités entraînent la séparation de cet écoulement pariétal de la surface d'impact sur les figures IV-1 a, b (lignes de courant). Le fluide du jet remonte alors jusqu'aux zones plus froides pour s'étaler ensuite dans la direction latérale. Au lieu de séparation se forme une recirculation résultante du mouvement de l'air froid extérieure environnant aspiré par la cellule de dépression sur la surface chauffée sur les figures IV-1 a, b, c (lignes isobares). Au contact de la surface chauffée, l'air froid en se réchauffant, remonte pour être entraîné par et dans le même sens de l'écoulement du jet ce qui engendre ainsi la recirculation. Sur la figures IV-1 c (lignes de courant), nous n'observons plus la région de jet pariétal. En effet l'augmentation de la hauteur d'impact $H/X_0 = 6$ et la convection naturelle entraînent tout deux un affaiblissement de la vitesse axiale avant même que le fluide n'atteigne la surface chauffée.

IV-2 Dépendance du nombre de Nusselt

Pour les petits écarts entre la température initiale du fluide du jet et de la température de la surface chauffée, les profils de $Nu/(Re^{0.5} Pr^{0.4})$ sur la surface chauffée obtenus pour différents valeurs de Reynolds sont présentés sur la figure IV-2. La superposition de la courbe 2 ($Re = 375$) et la courbe 3 ($Re = 550$) confirme la dépendance $Nu = f(Re^{0.5} Pr^{0.4})$ pour le nombre de Reynolds élevé à partir de ($Re = 375$). cette relation est identique à celle déterminée expérimentalement par les auteurs M.T. Sholtz et al pour le jet axisymétrique [2].

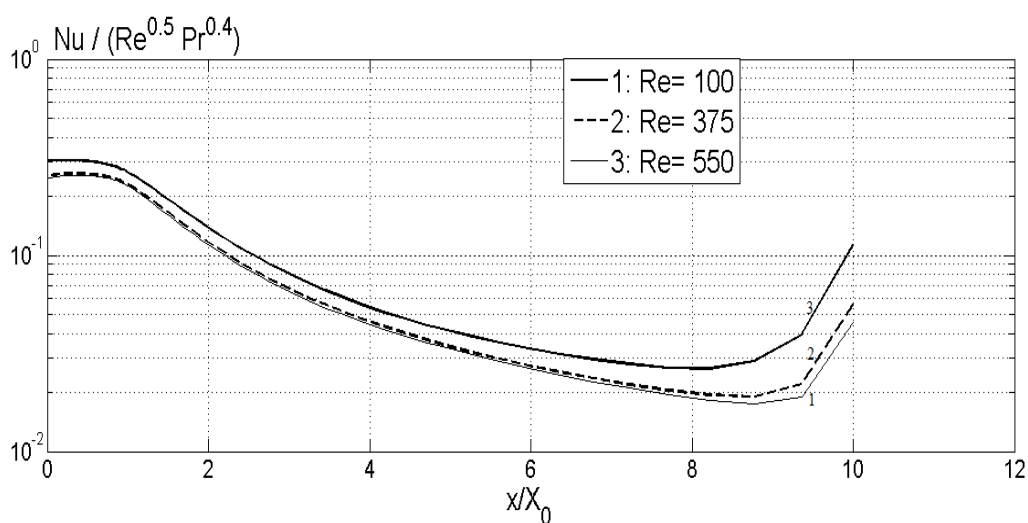


Figure IV-2 : Profil du nombre $Nu/(Re^{0.5} Pr^{0.4})$ sur la surface chauffée et selon Re

IV-3 Influence du Nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds joue un rôle très important dans le transfert de chaleur. La figure IV-2, montre l'évolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds Re. L'augmentation du nombre de Nusselt Nu_0 au centre de la surface chauffée est de façon monotone avec Re.

Le transfert de chaleur dépend de la localisation sur la surface chauffée. La figure IV-3, présente le nombre de Nusselt local normalisé par Nu_0 pour différents nombres de Reynolds. Aux très faibles Reynolds, l'observation de la courbe 1 ($Re=10$) choisie comme exemple, montre que Nu_0 n'est plus maximum. La valeur de Nu_0 ne correspond à un maximum pour tout le domaine que lorsque Re est supérieur à 10.

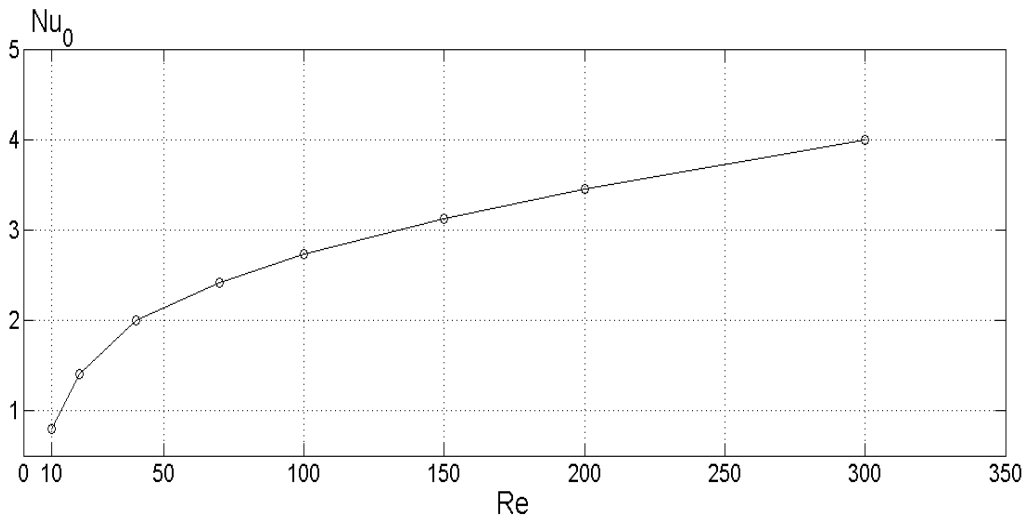


Figure IV-3 : Evolution du nombre de Nusselt local central Nu_0 en fonction de Re

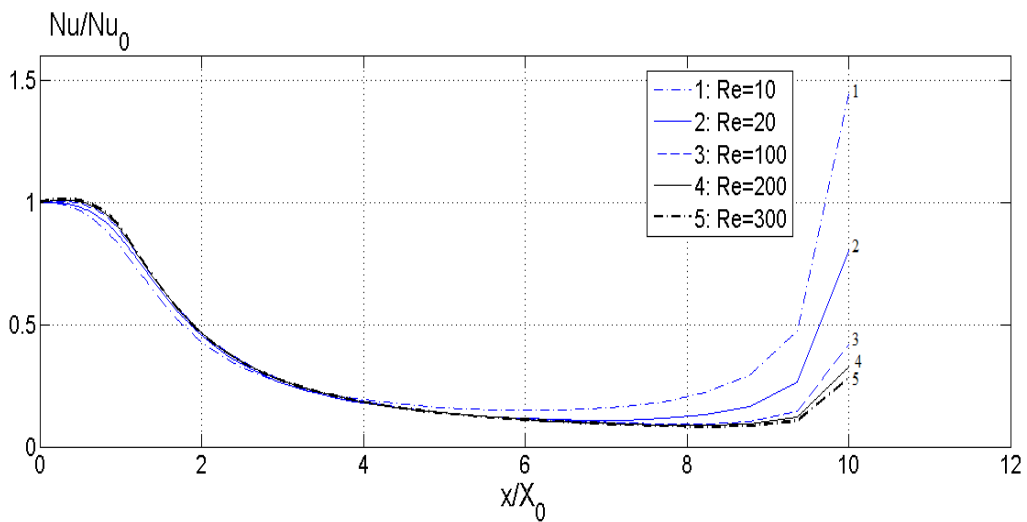


Figure IV-4 : Evolution du nombre de Nusselt local normalisé (Nu/Nu_0) en fonction de Re

IV-4 Influence de la Distance buse-surface d'impact

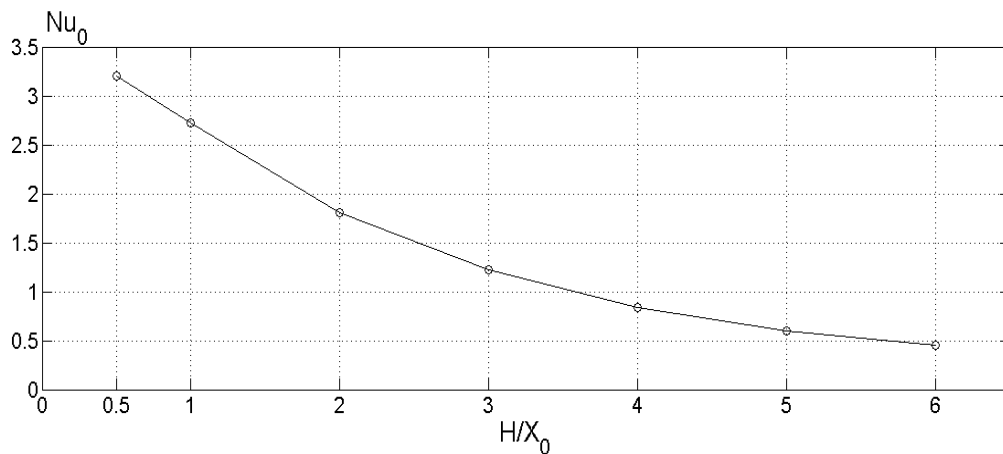


Figure IV-5 : Evolution du nombre Nu_0 de Nusselt local central en fonction de H/X_0

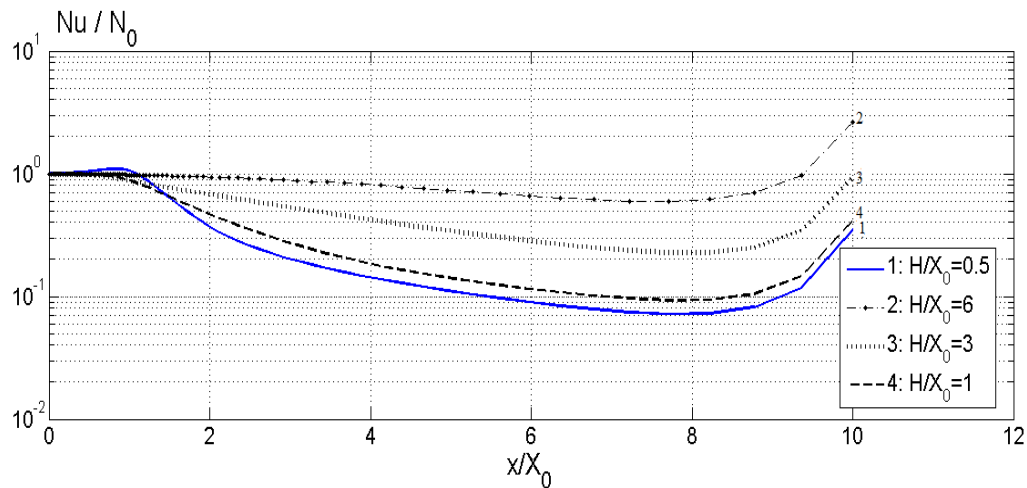


Figure IV-6 : Evolution du nombre de Nusselt Nu local normalisé en fonction de H/X_0

Sur la figure IV-5 l'évolution du nombre de Nusselt au centre de la surface Nu_0 est tracée en fonction de la distance buse-surface chauffée. Nous remarquons une importante influence de la hauteur H/X_0 sur le nombre de Nusselt Nu_0 . À la sortie de la buse, lorsque la hauteur H/X_0 est petite, le transfert de chaleur est augmenté par l'accélération de la vitesse latérale de l'écoulement du jet. Inversement l'augmentation de H/X_0 entraîne une diminution très rapide du nombre de Nusselt Nu_0 , dû à l'affaiblissement de l'écoulement du fluide du jet au voisinage de la surface lorsque la buse s'éloigne de la surface chauffée.

La figure IV-6 représente le nombre de Nusselt local normalisé pour différentes distances buse-surface chauffée. A très faible hauteur H/X_0 , la courbe 1 ($H/X_0 = 0.5$) montre qu'il existe une zone au centre où le nombre de Nusselt Nu dépasse Nu_0 . L'analyse de l'ensemble des courbes, montre l'importance relative du transfert de chaleur qui augmente avec H/X_0 dans les zones éloignées de l'axe Oy , alors que le transfert au centre de la surface chauffée Nu_0 diminue (voir figure IV-5). Nous déduisons que le transfert de chaleur dans la zone centrale est favorisé par la hauteur H/X_0 petite, autrement dit par le rapprochement de la buse à la surface chauffée.

IV-5 Influence de la Température de la surface chauffée

La figure IV-7 montre l'évolution de Nu_0 selon la température T_s . En raison de la dépendance du nombre de Nusselt des propriétés physiques de l'air croissantes avec la température T_s , le nombre de Nusselt Nu_0 , augmente avec la température T_s .

La figure IV-8 représente le nombre de Nusselt local normalisé pour différentes températures. Les courbes 1, 2, 3,4 montrent qu'il existe un domaine au centre où le nombre de Nusselt reste constant et ceci indépendamment de la température T_s . D'autre part l'importance relative du flux de chaleur

local augmente dans les zones éloignées de l'axe Oy avec la température T_s , résultant de l'entraînement accru du fluide ambiant plus froid par recirculation dans ces zones.

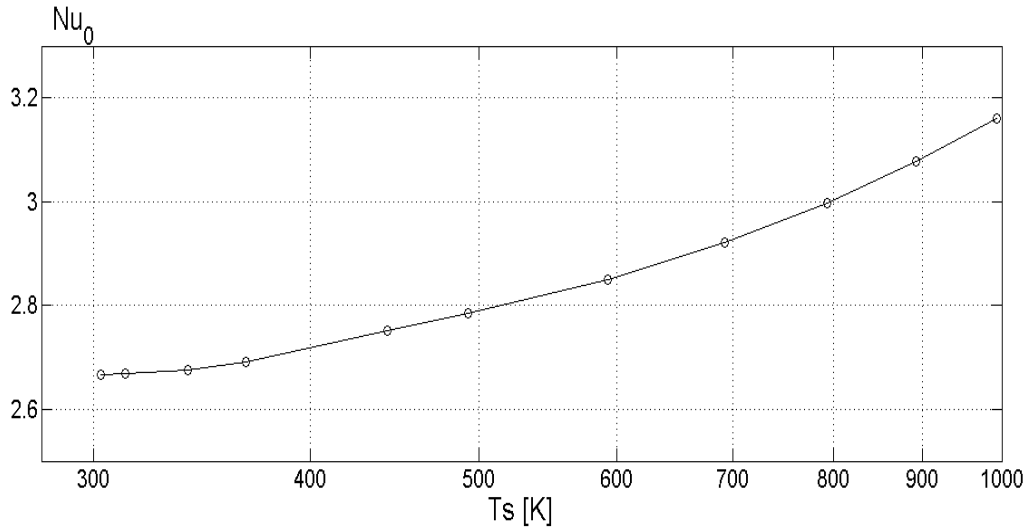


Figure IV-7 : Evolution du nombre Nu_0 de Nusselt local central en fonction de T_s .

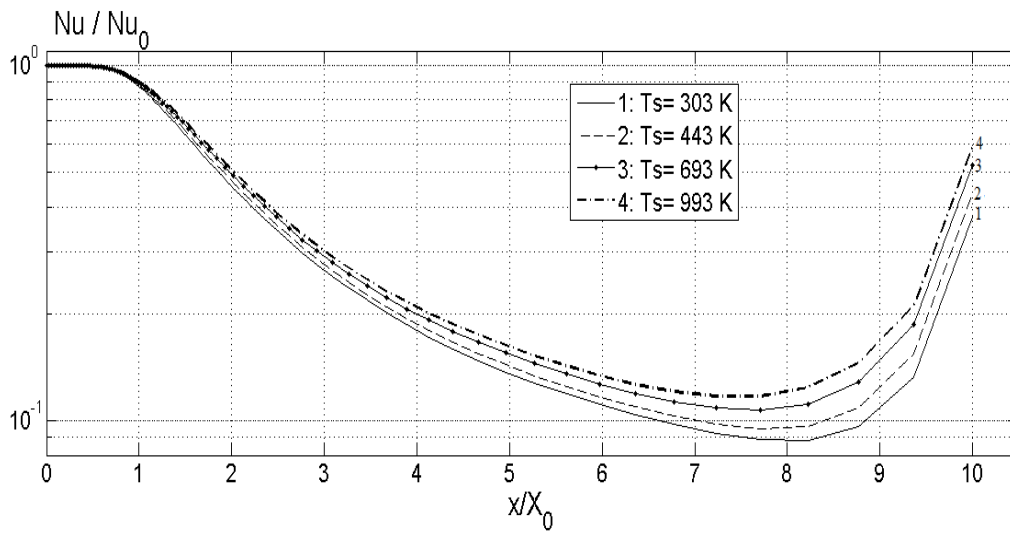


Figure IV-8 : Evolution du nombre de Nusselt Nu local normalisé en fonction de T_s .

IV-6 Influence du Nombre de Froude

Le nombre de Froude représente le rapport des forces d'inertie et de pesanteur. Le jet étant dirigé vers le bas, à l'opposé du mouvement engendré par la convection naturelle. L'importance de la convection naturelle peut être caractérisée par la constante :

$$G = (1/Gr)(\Delta\rho_0/\rho_0) \quad (\text{II-3})$$

où $\Delta\rho_0/\rho_0 = \beta_0 \Delta T_0 = \beta_0 (T_s - T_0)$ est la différence de masse volumique relative et β_0 est le coefficient de dilatation du gaz à T_0 . Pour un gaz idéal, l'équation (IV-41) est identique à :

$$G = (1/Gr)((T_s - T_0)/T_0) \quad (\text{II-4})$$

La figure IV-9 montre l'évolution de Nu_0 avec G en axes semi-logarithmiques.

Nous observons, l'augmentation de Nu_0 avec G quand est petit. En effet pour les valeurs très petites du nombre de G , le mouvement engendré par la convection naturelle est faible devant l'écoulement du jet, le transfert de chaleur est accru par la convection forcée plus importante. Par contre pour les valeurs supérieures à $G = 0.1137$, la convection naturelle affaiblit l'écoulement du jet à cause de la prépondérance de la poussée d'Archimède devant la force d'inertie. Ce ralentissement d'écoulement du jet près de la surface d'impact, réduit par conséquent le transfert de chaleur et Nu_0 diminue rapidement avec G .

Sur la figure IV-10 nous remarquons la superposition des courbes à différents nombres de Froude, l'évolution du nombre de Nusselt normalisé (Nu/Nu_0) reste pratiquement indépendant du nombre de Froude Fr , dans le domaine de calcul qui s'étend de 0.1 jusqu'à 50.

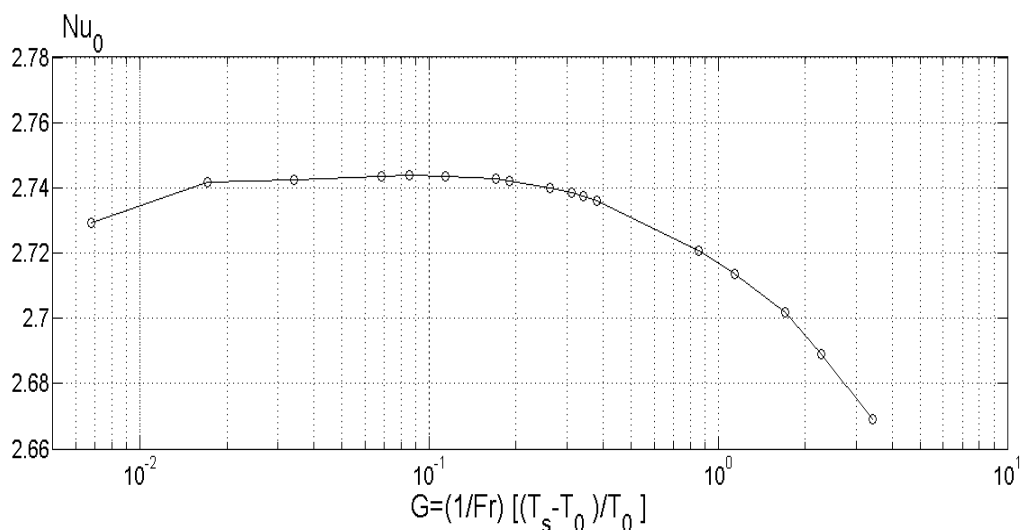


Figure IV-9 : Evolution du nombre Nu_0 de Nusselt local central en fonction de H/X_0

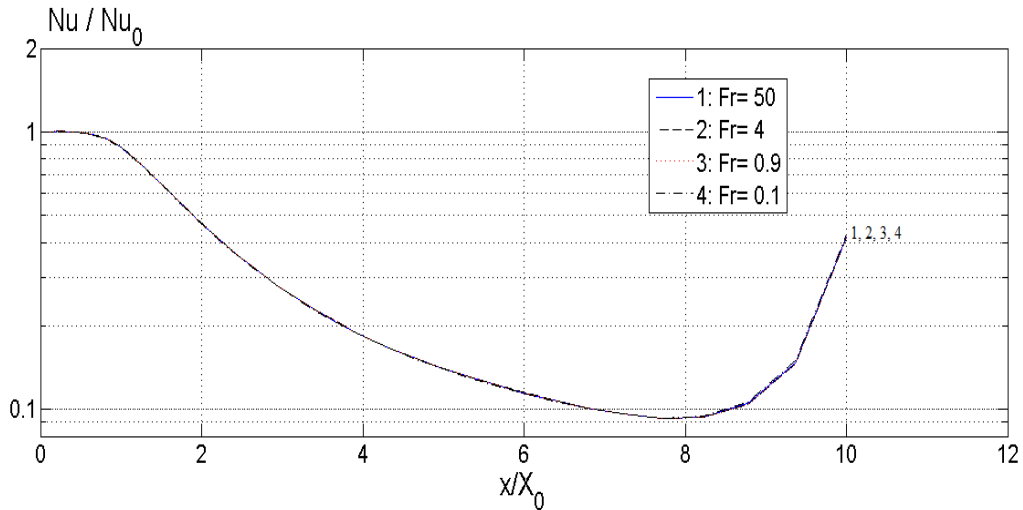


Figure IV-10 : Evolution du nombre de Nusselt Nu local normalisé en fonction de H/X_0

IV-7 Conclusion partielle

Pour les nombres de Reynolds élevés et les petits écarts entre la température initiale du fluide du jet et de la température de la surface chauffée, nous avons trouvé que le nombre de Nusselt est fonction de la racine carrée du nombre de Reynolds. Les influences des paramètres, tels que les nombres de Reynolds et de Froude, la température et la distance entre la sortie de la buse et la surface chauffée, sont importantes sur le transfert de chaleur entre le fluide et la surface chauffée. Et dépend également de la localisation sur la surface chauffée.

Les résultats de nos calculs montrent que le transfert de chaleur est amélioré par un nombre de Reynolds élevé ainsi que par le rapprochement entre la buse et la surface chauffée. Cependant l'augmentation du nombre de Reynolds semble plus efficace que la diminution de la distance buse-surface chauffée.

Chapitre V

Evaporation en présence d'un Ecoulement d'Air

Notre objectif consiste en la détermination numérique du taux d'évaporation au travers d'une surface plane de paroi poreuse et perméable en présence d'un écoulement laminaire d'air sec. Une étude paramétrique des différentes influences sur le débit massique de vapeur est effectuée.

V-1 Position du problème

Considérons qu'il y'a vaporisation de l'eau liquide en surface dans la zone perméable où la paroi est poreuse (voir figure V-1).

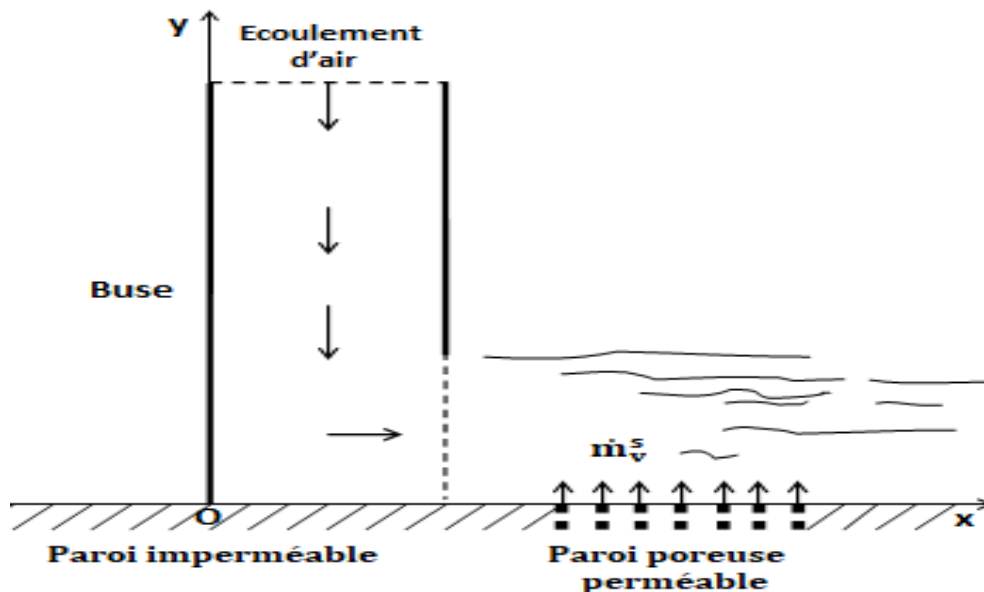


Figure V-1 : Evaporation en présence d'un écoulement d'air.

Comme exemple de substance d'évaporation, nous considérons de l'eau liquide contenue dans la zone poreuse. L'énergie nécessaire pour cette vaporisation est supposée provenant d'une source de chaleur interne à cette zone. La pression partielle de la vapeur d'eau résultante à la paroi est égale à la pression de vapeur saturante à la température de la paroi T_s . La buse rectangulaire introduit l'air sec à température T_0 , perpendiculairement à la surface du plan horizontal. En s'impactant, l'écoulement de l'air du jet est dévié par l'ouverture latérale de la buse et s'écoule latéralement. Il entraîne le déplacement de la vapeur au-dessus de la zone perméable, et maintient le déséquilibre thermodynamique responsable de la dynamique de l'évaporation et de l'échange de chaleur à l'interface air-paroi. En contact d'un écoulement d'air, l'évaporation dépend de la couche limite massique qui joue un rôle majeur dans le transfert de masse. Le fluide au voisinage de la paroi est

freiné du fait de la condition de non glissement. Le film stagnant et statique est l'épaisseur δ_c dans la couche limite de masse (voir figure V-2).

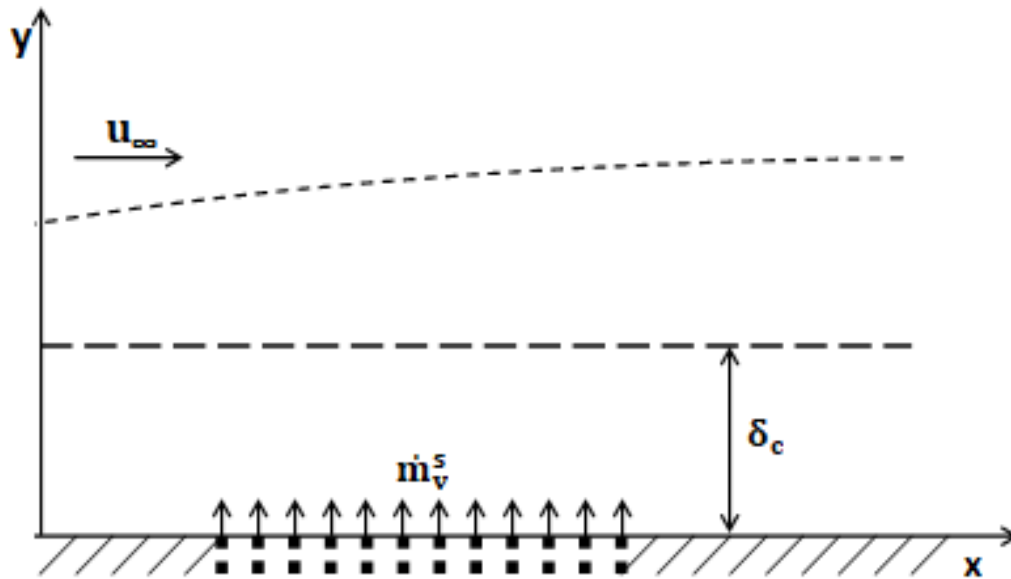


Figure V-2 : Film stagnant dans la couche limite de masse.

J. H. Lienhard IV and al [25] présentent une analyse basée sur le model du film stagnant, qui permet d'exprimer le flux de masse surfacique totale de vapeur à l'interface.

$$\dot{m}_v^s = (\rho_v v_s + j_v^s) \quad (V-1)$$

En effet l'écoulement compensatoire ou contre diffusion de l'air vers la surface d'évaporation, provoque un écoulement du mélange air-vapeur de vitesse normale à la paroi.

$$v_s = - \frac{D_{v-a}}{\rho_a R_v T} \frac{R_v}{R_a} \frac{\partial p_v}{\partial y} \quad (V-2)$$

Ce mouvement vertical entraine un flux de masse de vapeur additionnel de nature convective appelé flux de Stefan ($\rho_v v_s$). Lorsque le mouvement compensatoire est faible, ce flux est négligeable. Dans ce dernier cas le transfert de masse de vapeur est réduit au flux de masse surfacique de diffusion analogue au flux de chaleur transféré par convection.

$$j_v^s \cong - \frac{D_{v-a}}{R_v T} \frac{\partial p_v}{\partial y} \quad (V-3)$$

Où : ρ_v = pression partielle de la vapeur en Pa

$$R_a = R/M_a, \text{ et } R_v = R/M_v, \text{ en } J/(kg \text{ K}) \quad (V-5)$$

V-2 Formulation mathématique

La formulation mathématique de ce problème est basée sur les équations couplées du champ dynamique, de température et de fraction massique de la vapeur. Le système d'équations avec les conditions aux limites et à l'interface sont résolues par le biais de la méthode des volumes fini.

V-2-1 Hypothèses

Les hypothèses suivantes sont considérées pour notre système d'équations :

Les écoulements sont bidimensionnels et de régime laminaire.

La surface d'évaporation est perméable uniquement à la vapeur.

L'air humide constitué d'air sec et de vapeur d'eau est considéré comme gaz parfait.

Les propriétés physiques de l'air humide sont variables.

Les éléments suivants sont considérés négligeables : l'énergie de compression, la dissipation visqueuse, le rayonnement et les termes de thermo diffusion liés aux effets de Duffour et Soret.

V-2-2 Adimensionnalisation

L'indice (o) indique les valeurs de référence définies à l'entrée de la buse, les variables adimensionnelles sont comme suit :

$$x' = \frac{x}{X_0} \quad y' = \frac{y}{X_0} \quad u' = \frac{u}{V_0} \quad v' = \frac{v}{V_0} \quad \rho' = \frac{P - P_y(y)}{\rho_0 V_{\max 0}^2} \quad T' = \frac{T - T_0}{T_s - T_0} \quad p' = \frac{p}{\rho_0} \quad C_p' = \frac{C_p}{C_0} \quad \mu' = \frac{\mu}{\mu_0}$$

$$\lambda' = \frac{\lambda}{\lambda_0}$$

$$D_{v-a}' = \frac{D_{v-a}}{D_{v-a_0}} \quad t' = \frac{t}{t_0} \quad \text{avec } t_0 = \frac{X_0}{V_{\max 0}} \quad (\text{V-6})$$

$P_y(y)$: est la pression thermodynamique sur la frontière du domaine DE, donnée par l'équation :

$$P_y(y) = P_0 - \int_0^y (\rho g) dy \quad (\text{V-7})$$

Les équations de transfert prennent alors les formes adimensionnelles suivantes :

V-2-3 Equations gouvernantes

-Équation de continuité

$$\frac{\partial(\rho')}{\partial t'} + \frac{\partial(\rho' u')}{\partial x'} + \frac{\partial(\rho' v')}{\partial y'} = 0 \quad (\text{V-8})$$

-Equation de mouvement

suisant x :

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho' u')}{\partial t'} + \frac{\partial}{\partial x'} (\rho' u' u') + \frac{\partial}{\partial y'} (\rho' u' v') \\ = -\frac{\partial p'}{\partial x'} + \frac{1}{\text{Re}} \left\{ \frac{\partial}{\partial x'} \left[2\mu' \frac{\partial u'}{\partial x'} - \frac{2}{3} \mu' \left(\frac{\partial u'}{\partial x'} + \frac{\partial v'}{\partial y'} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y'} \left[\mu' \left(\frac{\partial u'}{\partial y'} + \frac{\partial v'}{\partial x'} \right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (\text{V-9})$$

suisant y :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t'} (\rho' v') + \frac{\partial}{\partial x'} (\rho' v' u') + \frac{\partial}{\partial x'} (\rho' v' v') \\ = -\left[\frac{\partial p'}{\partial y'} \right] + \frac{1}{\text{Re}} \left\{ \frac{\partial}{\partial x'} \left[\mu' \left(\frac{\partial u'}{\partial y'} + \frac{\partial v'}{\partial x'} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y'} \left[2\mu' \frac{\partial v'}{\partial y'} - \frac{2}{3} \mu' \left(\frac{\partial u'}{\partial y'} + \frac{\partial v'}{\partial x'} \right) \right] \right\} + \frac{1}{\text{Fr}} (1 - \rho_{y'}(y)) \end{aligned} \quad (\text{V-6})$$

-Equation d'énergie

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t'} (\rho' c_p' T') + \frac{\partial}{\partial x'} (\rho' c_p' u' T') + \frac{\partial}{\partial y'} (\rho' c_p' v' T') = \frac{1}{\text{Pr Re}} \left[\frac{\partial}{\partial x'} \left(-k' \frac{\partial T'}{\partial x'} \right) + \frac{\partial}{\partial y'} \left(-k' \frac{\partial T'}{\partial y'} \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{V-7})$$

-Equation de masse

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t'} (\rho' \omega_v) + \frac{\partial}{\partial x'} (\rho' u' \omega_v) + \frac{\partial}{\partial y'} (\rho' v' \omega_v) \\ = \frac{1}{\text{Re Sc}} \left[\frac{\partial}{\partial x'} \left(\rho' D_{v-a'} \frac{\partial \omega_v}{\partial x'} \right) + \frac{\partial}{\partial y'} \left(\rho' D_{v-a'} \frac{\partial \omega_v}{\partial y'} \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{V-8})$$

La masse volumique adimensionnelle sur la frontière DE du domaine est $\rho_{y'}(y) = 1$.

V-2-4 Conditions aux limites et à l'interface

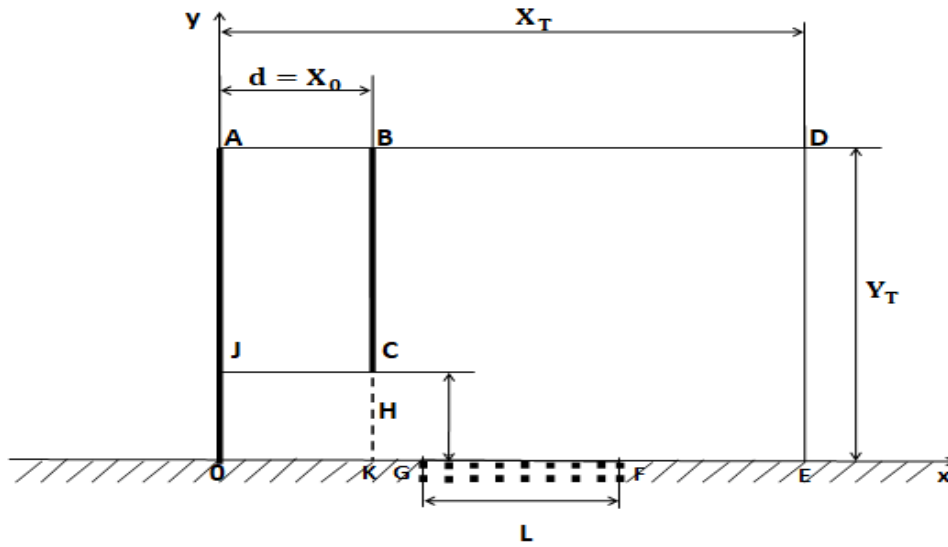


Figure V-3 : Représentation du domaine fini, pour le calcul numérique.

La distribution de vitesse à l'entrée de la buse est parabolique.

- Entrée de la buse AB : $u' = 0, v' = -4(x' - x'^2), T' = 0, \omega_v = 0.$ (V-9)

Nous supposons que la paroi de la buse est constituée d'un matériau bon conducteur de la chaleur d'épaisseur négligeable. De part et d'autre de la paroi, contrairement à la température qui est continue, la composition du mélange présente une discontinuité.

- Paroi de la buse BC : $u' = 0, v' = 0, T' = T'_{\text{gaz}}, (\partial\omega_v/\partial x') = 0,$ (V-10)

- Sortie du domaine BD : $u' = 0, (\partial v'/\partial y') = 0, T' = 0, p' = 0, \omega_v = 0.$ (V-11)

- Sortie du domaine DE : $v' = 0, p' = 0, T' = 0, (\partial\omega_v/\partial x') = 0,$ (V-12)

- Paroi OA : $u' = 0, v' = 0, (\partial T'/\partial x') = 0, (\partial\omega_v/\partial x') = 0,$ (V-13)

- Interface air-paroi :

Zone imperméable EF et GO : $u' = 0, v' = 0, T' = 0, \omega_v = 0,$ (V-14)

Zone perméable GF : $u' = 0, v' = v'_s, T' = T'_s,$ (V-15)

La zone poreuse et perméable s'étend sur tout l'intervalle : $2 \leq \frac{x}{x_0} \leq 5$

Le terme source local de masse, sous forme adimensionnel est donné par l'équation suivante :

$$(\dot{m}_v)'\ = \frac{D_P}{R_v} \frac{p}{T_P} \frac{A_{\text{cell}}}{\Delta y_P} \ln \left[\frac{p - p_{vP}}{p - P_{\text{Sat}}(T_s)} \right] \left(\frac{1}{\rho_0 V_{\text{max}0}^2 X_0} \right) \quad (\text{V-16})$$

Où A_{cell} est l'aire de la surface transversale du volume de contrôle adjacent à la paroi entourant le nœud P (voir figure V-4). Au nœud P sont considérés, D_P la diffusivité de la vapeur dans l'air, p et p_{vP} sont respectivement la pression de l'air humide et la pression partielle de la vapeur. $P_{\text{Sat}}(T_s)$ est la pression de vapeur saturante à la température T_s de la paroi.

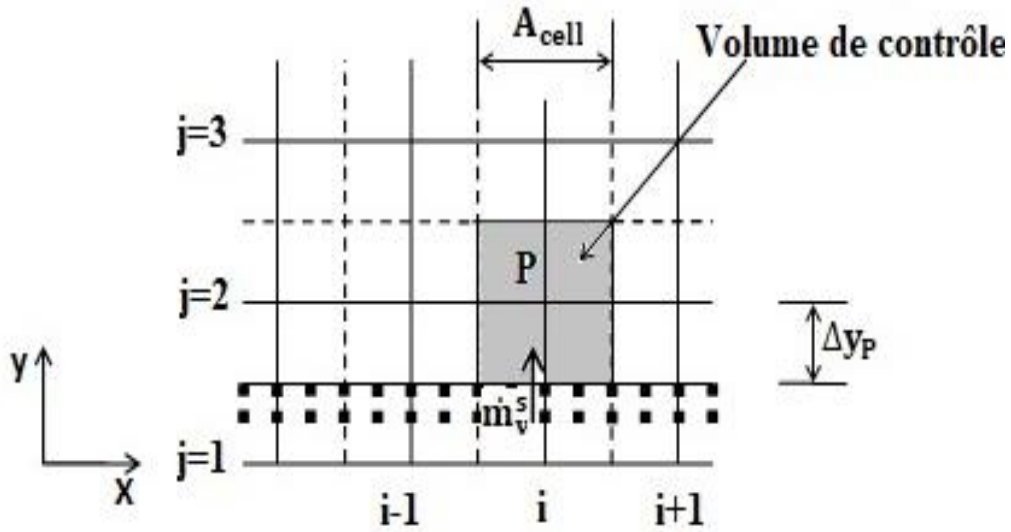


Figure V-4 : Une partie du maillage, volume de contrôle (cellule adjacente la paroi).

Le terme source local de chaleur, dont l'expression, s'écrit sous forme adimensionnel comme suit :

$$(q_s)'\ = - \frac{\mu}{Pr} \frac{c_P(T_P - T_s)}{\Delta y_P} A_{\text{cell}} \left(\frac{\mu_0}{X_0 \rho_0 V_{\text{max}0}} \right) \quad (\text{V-17})$$

Où T_P et T_s sont respectivement la température au nœud P et à la paroi.

V-3 Propriétés physiques

Les propriétés physiques nécessaires à la détermination des phénomènes de transports sont la masse volumique ρ , la chaleur spécifique à la pression constante c_p , la viscosité dynamique μ , la conductivité thermique λ , et le coefficient de diffusion gazeux binaires D_{v-a} de la vapeur (v) dans l'air (a). En général, l'influence de la pression est négligeable sur c_p , μ , et k , tandis que le coefficient de diffusion binaire D_{v-a} , lui est inversement proportionnel, la corrélation empirique permettant son évaluation est développée par Fuller, et al. (1966) [26]. Toutes ces propriétés sont en

revanche des fonctions croissantes de la température. L'évaluation des propriétés physiques de l'air humide, sont basés sur celles des gaz constitutifs : l'air sec et la vapeur d'eau.

V-3-1 L'air sec

Nous considérons les mêmes expressions (II-23)- (II-26) des propriétés physiques de l'air sec donnés au chapitre II.

V-3-2 la vapeur d'eau

Les expressions de calcul des propriétés physique de la vapeur d'eau pure ont été prises à partir de [28,29]. Elles sont de formes polynômiales de degrés appropriés, les coefficients sont donnés dans le tableau 2. La température T étant en [°C]:

- La viscosité

La viscosité en $[\text{Ns/m}^2]10^{-6}$ est déterminée par la relation suivante :

$$\mu_v = MV_0 + MV_1 \cdot T \quad (\text{V-18})$$

- La conductivité thermique

La conductivité thermique en $[\text{W/m K}]10^{-3}$ est donnée par le polynôme :

$$k_v = KV_0 + KV_1 \cdot T + KV_2 \cdot T^2 \quad (\text{V-19})$$

- La capacité calorifique spécifique

La capacité calorifique spécifique en $[\text{kJ/kg K}]$ est calculée par l'expression suivante :

$$c_{pv} = CV_0 + CV_1 \cdot T + CV_2 \cdot T^2 \quad (\text{V-20})$$

Tableau V-2 : coefficients des expressions des propriétés de la vapeur d'eau.

La viscosité	Conductivité thermique	Capacité calorifique spécifique
$MV_0 = 8.058131868 \cdot 10^1$	$KV_0 = 1,761758242 \cdot 10^1$	$CV_0 = 1,86910989$
$MV_1 = 4.000549451 \cdot 10^{-1}$	$KV_1 = 5,558941059 \cdot 10^{-2}$	$CV_1 = 2,578421578 \cdot 10^{-4}$
	$KV_2 = 1,663336663 \cdot 10^{-4}$	$CV_2 = 1,941058941 \cdot 10^{-5}$

V-3-3 L'air humide

L'air humide, est considéré comme un mélange binaire de gaz parfaits : l'air sec et la vapeur d'eau. Suivant la loi de Dalton la pression et la masse volumique du mélange est égale à la somme des pressions et masses volumiques partielles des gaz constituants. La fraction massique de la vapeur d'eau présente dans l'air humide est définie par le rapport :

$$\omega_v = \frac{\rho_v}{\rho}$$

où : ρ_v = masse volumique de la vapeur d'eau, en kg/m³

ρ = masse volumique de l'air humide, en kg/m³

La fraction massique de l'air est déduite de celle de la vapeur d'eau, par l'expression : $\omega_a = 1 - \omega_v$.

La fraction molaire de la vapeur d'eau est liée à la fraction massique ω_v , par la relation suivante :

$$X_v = \frac{\frac{\omega_v}{M_v}}{\frac{(1-\omega_v)}{M_a} + \frac{\omega_v}{M_v}} \quad (V-21)$$

La pression partielle de vapeur d'eau est donnée par l'expression :

$$P_v = X_v \cdot P$$

où : X_v = fraction molaire de la vapeur d'eau

P = la pression totale de l'air humide, en Pa

P_v = la pression partielle de vapeur d'eau, en Pa

- Pression de la vapeur de saturation

La pression de la vapeur de saturation P_{sat} est formulée par l'expression polynômiale de quatrième degré en fonction de la température T en [°C], proposé par l'auteur P.T. Tsilingiris [29]

$$P_{sat}(T) = E_0 + E_1 \cdot T + E_2 \cdot T^2 + E_3 \cdot T^3 + E_4 \cdot T^4 \quad (V-22)$$

Où les valeurs des coefficients sont données dans le tableau V-3 suivant :

Tableau V-3 : Coefficients de l'expression de la pression de la vapeur de saturation.

$E_0 =$ 0,7073034146	$E_1 =$ -2.703615165 10 ⁻²	$E_2 =$ 4.36088211 10 ⁻³	$E_3 =$ -4.662575642 10 ⁻⁵	$E_4 =$ 1.034693708 10 ⁻⁷
-------------------------	--	--	--	---

- Densité

La densité de l'air humide, est calculée par l'équation d'état des gaz parfaits :

$$\rho = \frac{P}{R.T} \cdot M \quad (V-23)$$

$$\text{et : } \frac{1}{M} = \frac{\omega_a}{M_a} + \frac{\omega_v}{M_v}$$

où : P en Pa, et T en K

ρ = masse volumique, en kg/m³

M_a, M_v = masse molaire respectives de l'air sec et de la vapeur d'eau, en g/mole

M = masse molaire de l'air humide, en g/mole

ω_a, ω_v = fraction massique respectives de l'air sec et de la vapeur d'eau

R=8.31434 J/ (mole K), constante universelle des gaz parfaits

- Chaleur spécifique

En générale la procédure d'évaluation de la capacité calorifique spécifique est d'appliquer la relation linéaire du mélange gazeux, telle que proposée par [30-33]. Suivant la même approche, la capacité calorifique spécifique de l'air humide peut être exprimée par l'équation suivante :

$$C_p = C_{pa} \cdot \omega_a + C_{pv} \cdot \omega_v \quad (V-24)$$

- Viscosité

L'expression de la viscosité d'un mélange gazeux, en fonction des viscosités des espèces constitutives est obtenue par la méthode d'estimation fondée sur l'approche de la théorie cinétique. Dont l'usage le plus répandu est celui proposé par R.Reid, J.M. Prausnitz et T.K. Sherwood [32] qui a été basé sur des recherches antérieures de Wilke [32]. La viscosité de l'air humide est :

$$\mu = \frac{\frac{\omega_a}{M_a} \mu_a}{\frac{\omega_a}{M_a} + \frac{\omega_v}{M_v} \phi_{av}} + \frac{\frac{\omega_v}{M_v} \mu_v}{\frac{\omega_v}{M_v} + \frac{\omega_a}{M_a} \phi_{av}} \quad (V-25)$$

Pour l'estimation des paramètres d'interaction, nous utiliserons l'approximation de Wilke :

$$\phi_{av} = \frac{\sqrt{2}}{4} \left(1 + \left(\frac{M_a}{M_v} \right)^{-\frac{1}{2}} \right) \left[1 + \left(\frac{\mu_a}{\mu_v} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{M_v}{M_a} \right)^{\frac{1}{4}} \right]^2 \quad (V-26)$$

$$\phi_{va} = \frac{\sqrt{2}}{4} \left(1 + \left(\frac{M_v}{M_a} \right)^{-\frac{1}{2}} \right) \left[1 + \left(\frac{\mu_v}{\mu_a} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{M_a}{M_v} \right)^{\frac{1}{4}} \right]^2 \quad (V-27)$$

- Conductivité thermique

De même, la conductivité thermique de l'air humide prend une forme analogue à celle de la viscosité :

$$k = \frac{\frac{\omega_a}{M_a} k_a}{\frac{\omega_a}{M_a} + \frac{\omega_v}{M_v} \phi_{av}} + \frac{\frac{\omega_v}{M_v} k_v}{\frac{\omega_v}{M_v} + \frac{\omega_a}{M_a} \phi_{av}} \quad (V-28)$$

- Coefficient de diffusion

La corrélation empirique obtenue par Fuller, et al. [26], permettant l'évaluation de la diffusivité dans un mélange binaire des espèces constituantes : A et B, est exprimée par :

$$D_{A-B} = \frac{10^{-3} T^{1.75} \left(\frac{1}{M_A} + \frac{1}{M_B} \right)^{1/2}}{P \left[(\sum v)_A^{1/3} + (\sum v)_B^{1/3} \right]^2} \quad (V-29)$$

Où D_{A-B} est en cm^2/s est le coefficient de diffusion de l'espèce A dans l'espèce B ; M_A et M_B sont respectivement les masses molaires des espèces A et B. T la température du mélange gazeux, en K et P la pression totale, en atmosphères. $(\sum v)_i$ est la somme du volume de diffusion pour la composante i. les volumes de diffusion sont calculés à partir de valeurs expérimentales donnés pour quelques espèces dans la même référence. Par application de l'équation (V-28), nous obtenons l'expression du coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans l'air en fonction de la température et de la pression

$$\text{est : } D_{v-a} = (1.1756e - 009) \frac{T^{(1.75)}}{P} \quad (V-30)$$

V-4 Méthode de résolution numérique

La résolution numérique des équations couplées de bilan régissant le phénomène d'évaporation, est assurée par même méthode des volumes finis utilisant l'algorithme SIMPLER adoptée dans les chapitres antérieures. Nous avons ainsi choisi le maillage 91x91 pour la taille du domaine 21x21.

V-5. Résultats et discussion

Nous fixons l'état de référence : tableau V-2, à partir des paramètres avec dimension afin de favoriser l'interprétation physique des phénomènes qui interviennent lors de l'évaporation.

Tableau V-4 : État de référence des paramètres avec et sans dimension utilisés pour les calculs.									
Paramètres avec dimension						Nombres adimensionnels correspondants			
P_0 atm	T_0 K	T_s K	U_{\max} m/s	X_0 m	H m	Re	Fr	Pr	Sc
1.0	293.15	323.15	0.756	0.01	0.01	500	5.8268	0.7165	0.6993

L'étude effectuée a pour objectif de montrer l'évolution de l'évaporation en faisant varier les paramètres autour de l'état de référence définis dans le tableau V-2. Il s'agit de : la température d'évaporation T_s , la pression thermodynamique totale P_0 , la vitesse de l'écoulement ainsi que l'évolution du taux d'évaporation selon le temps. Deux approches différentes sont possibles selon l'échelle d'étude. Dans le cas où l'étude est réalisée en fonction de la distance x_L entre le point considéré et le bord d'attaque rencontré par l'écoulement, l'étude est d'un point de vue local. Dans le cas où la surface d'évaporation est considérée comme une entité uniforme et homogène, l'étude est d'un point de vue global, dans ce cas la valeur considérée est la moyenne.

V-5-1 Température d'évaporation

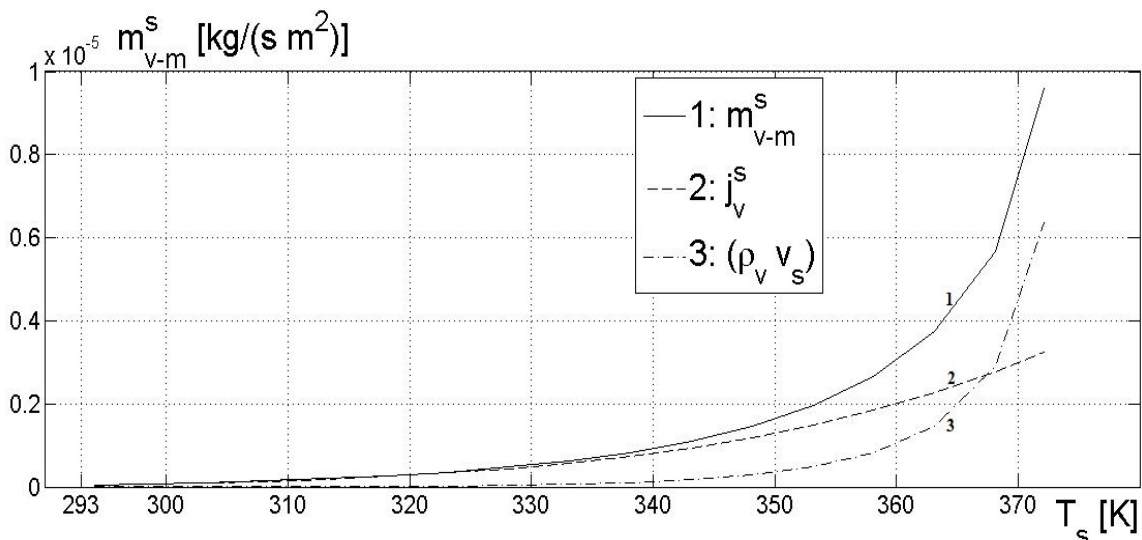


Figure V-5 : Influence de la température T_s sur le taux d'évaporation moyen m^s_{v-m} .

Sur la figure V-6, la courbe 1 représente l'évolution selon la température d'évaporation T_s , du débit moyen de masse surfacique de la vapeur $m^s_{v-m} = (\rho_v v_s + j^s_v)$. Nous constatons que le débit m^s_{v-m} n'augmente que très lentement aux températures comprises entre 293 et 330 K. A partir de la valeur

limite $T_s = 330$ [K], m_{v-m}^s augmente très rapidement et cela vient de l'influence du mouvement compensatoire qui n'est plus faible. En effet ce mouvement engendre le flux convectif $(\rho_v v_s)$, représenté par la courbe 3 qui atteint des valeurs très importantes et par conséquent le débit m_{v-m}^s , augmente très vite relativement au débit de diffusion j_v^s , indiqué par la courbe 2. Cette limite de température $T_s = 330$ K correspondant à 50 °C, est en parfait accord avec celle trouvée dans la littérature dont on peut citer les références [25-34-35]. Elle délimite deux types de taux d'évaporation. Le taux d'évaporation faible dans le cas où la température T_s est inférieure à 330 K, où on peut considérer l'analogie entre le transfert par convection de chaleur et de masse par l'approximation $m_{v-m}^s \cong j_v^s$. Le taux d'évaporation élevé, lorsque la température T_s se rapproche de la température d'ébullition, le flux $(\rho_v v_s)$, n'est plus négligeable et l'analogie ne peut plus être considérée.

V-5-2 Pression thermodynamique totale

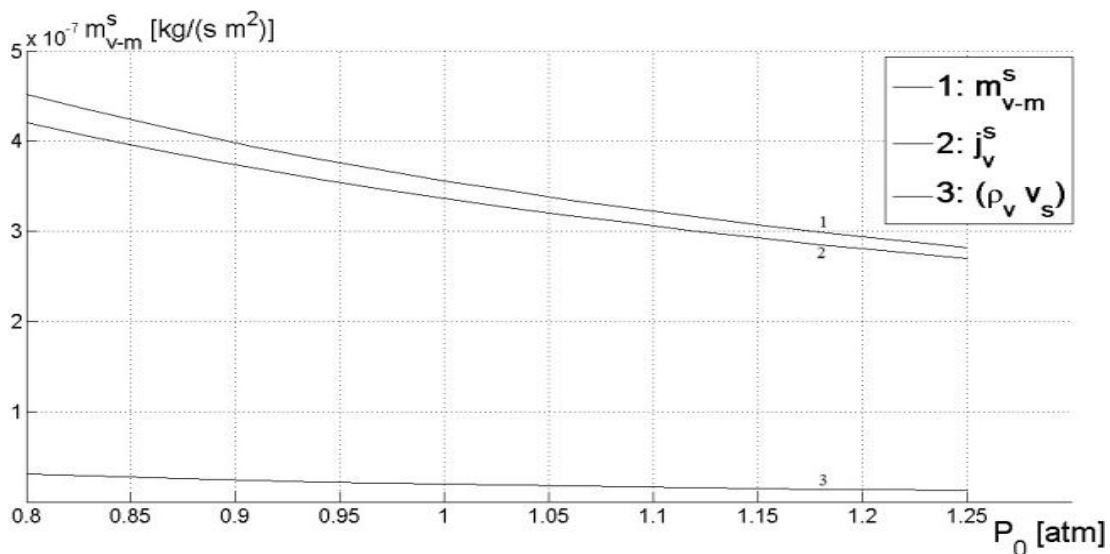


Figure V-6 : Evolution du taux moyen d'évaporation m_{v-m}^s , selon la pression P_0 .

Dans la figure V-7, la courbe 1 indique une diminution du taux d'évaporation m_{v-m}^s , quant la pression P_0 augmente. En effet, l'augmentation de la pression totale engendre, d'une part la diminution du coefficient de la diffusion et du flux j_v^s , représenté par la courbe 2 d'autre part, ralentit l'écoulement de contre-diffusion de Stefan $(\rho_v v_s)$, comme l'indique la courbe 3 qui est un transfert de masse de type convective.

V-5-3 Vitesse de l'écoulement

L'écoulement d'air au-dessus de la paroi perméable provoque à sa surface le déplacement de la vapeur résultant de la vaporisation. Ce phénomène maintient le déséquilibre thermodynamique à l'interface de ce dernier. Nous constatons sur la figure V-8, que la fraction massique moyenne ω_{v-m} , diminue de façon monotone avec la vitesse U_{max} , ceci est dû à l'entraînement plus accru de la vapeur par l'écoulement d'air quant la vitesse augmente. La figure V-9 représente l'évolution de la fraction massique locale ω_{v-L} pour différentes vitesses U_{max} . Sur les courbes 1-4, nous constatons la diminution de ω_{v-L} , avec l'augmentation de la vitesse U_{max} de balayage de la vapeur au dessus de la surface d'évaporation. Par ailleurs nous remarquons également que la fraction massique locale ω_{v-L} augmente, ceci à cause de l'accumulation de la vapeur croissante avec la distance. Cependant aux environs de l'extrémité aval à l'écoulement, la fraction massique diminue à cause de la diffusion de l'air extérieur plus sec environnant dans cette zone.

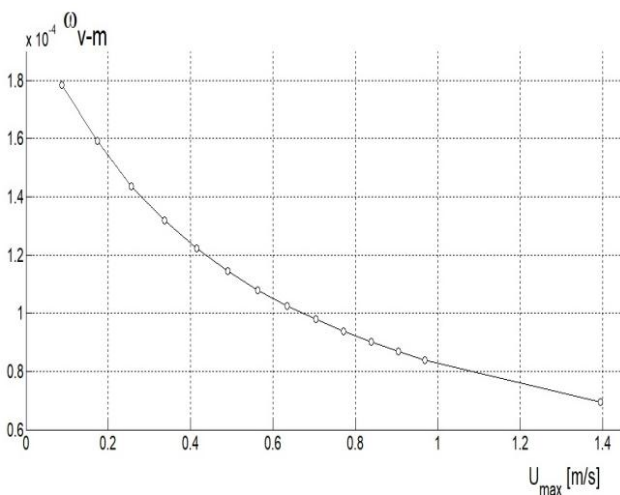


Figure V-7 : Fraction massique moyenne ω_{v-m} en fonction de la vitesse U_{max} .

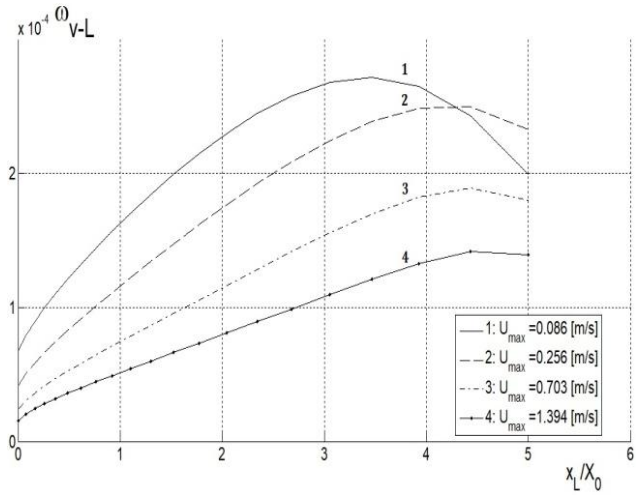


Figure V-8 : Fraction massique locale ω_{v-L} en fonction de la distance x_L/X_0 et pour différentes vitesses.

La figure V-10, représente l'évolution du débit surfacique moyen m_{v-m}^s en fonction de la vitesse U_{max} . La figure V-8, montre la diminution de la fraction massique moyenne ω_{v-m} avec la vitesse U_{max} . Comme la fraction massique de la vapeur est liée à la pression partielle, celle-ci diminue aussi. Ceci implique l'augmentation de la l'écart entre la pression de saturation de la vapeur et la pression partielle de la vapeur dans l'air. Par conséquent le débit m_{v-m}^s augmente avec U_{max} . A l'inverse la croissance de la fraction massique locale ω_{v-L} avec la distance x_L , fait diminuer en même temps le taux d'évaporation local m_{v-L}^s comme le montre la figure V-11. À l'extrémité aval de l'écoulement, nous constatons aussi une remontée du taux d'évaporation à cause de la diminution de la fraction massique locale dans cette zone (voir la figure V-9).

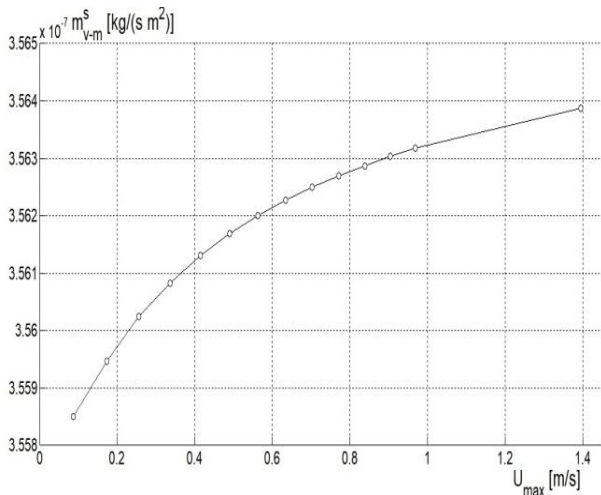


Figure V-9 : Débit massique moyen m_{v-m}^s en fonction de la vitesse U_{max} .

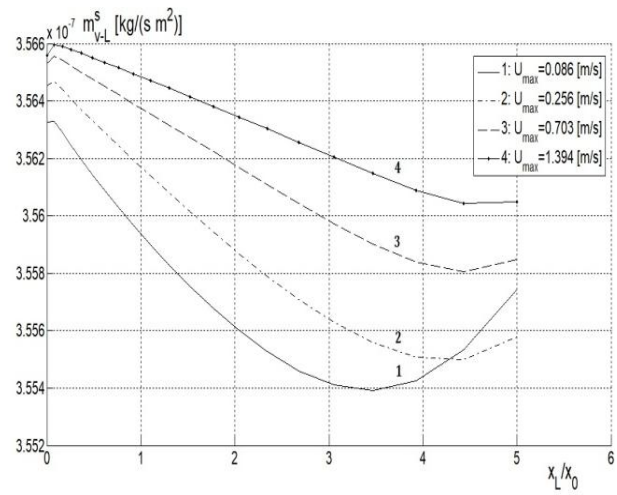


Figure V-10 : Débit massique locale m_{v-L}^s en fonction de la distance x_L/x_0 et pour différentes vitesses.

V-5-4 Dispersion de la vapeur

L'air sec projeté à la sortie de la buse, interagit avec la vapeur au dessus de la surface d'évaporation. Cette dernière est entraînée par l'écoulement d'air et dispersée dans l'espace environnant. Les figures V-12 et V-13, mettent en évidence selon le nombre de Reynolds, la compétition entre l'écoulement d'air et la convection naturelle dans la zone d'évaporation. A faible nombre de Reynolds Re (voir figure V-12), la convection naturelle qui est un mouvement vertical est prépondérante relativement à l'écoulement d'air. Le mouvement d'air est ralenti ce qui réduit l'entraînement de la vapeur près de la paroi et par conséquent la dispersion. Lorsque Re croit, la vitesse de l'écoulement est plus importante (voir figure V-13), l'entraînement de la vapeur et la dispersion augmentent.

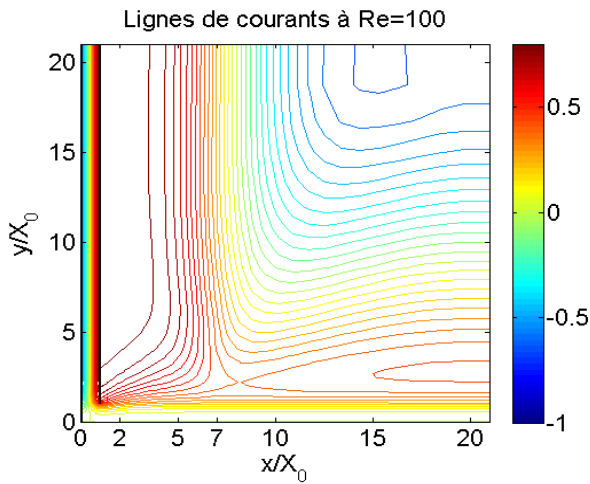


Figure V-11 : Lignes de courant dans tout le domaine.

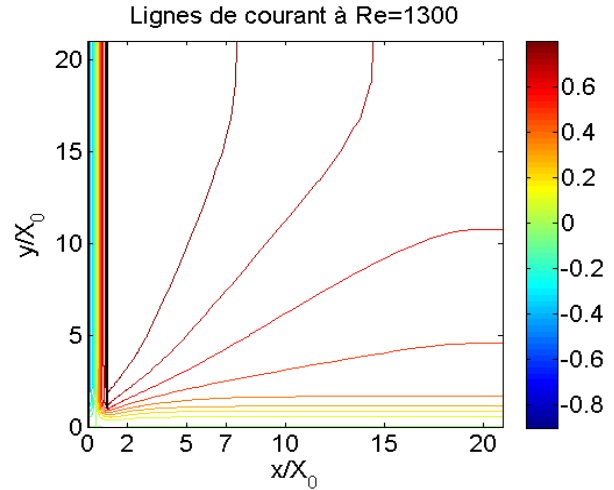
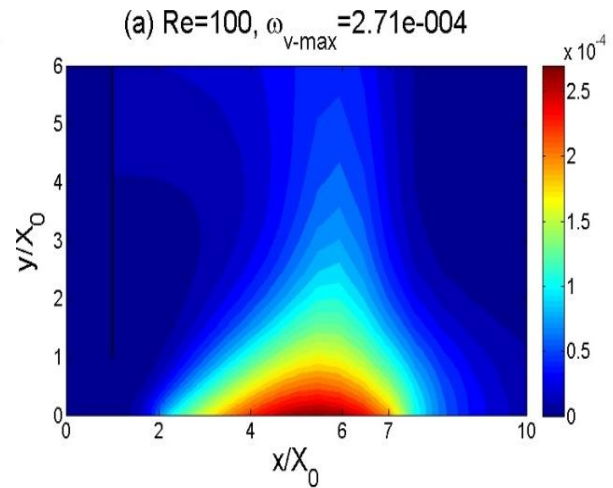
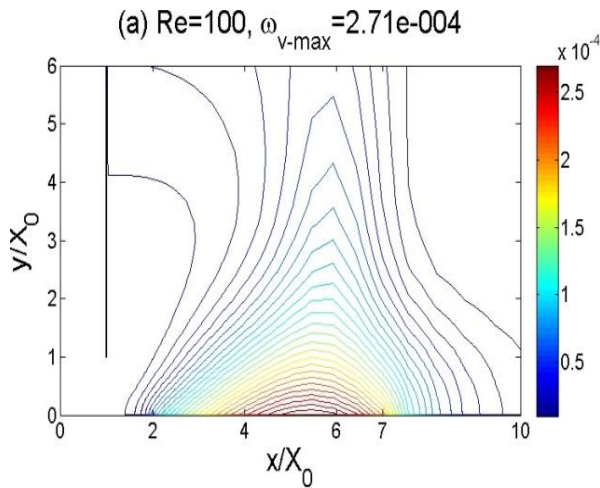
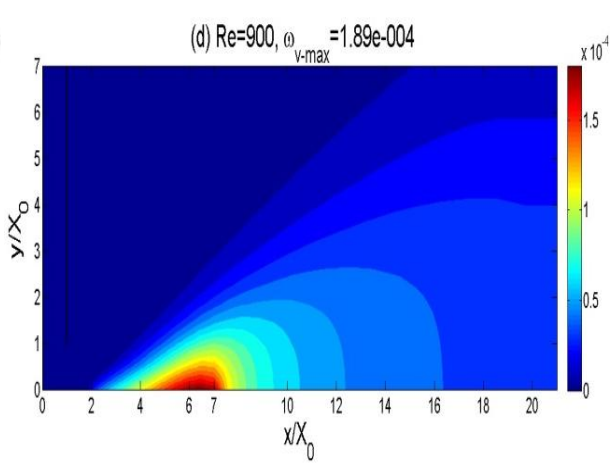
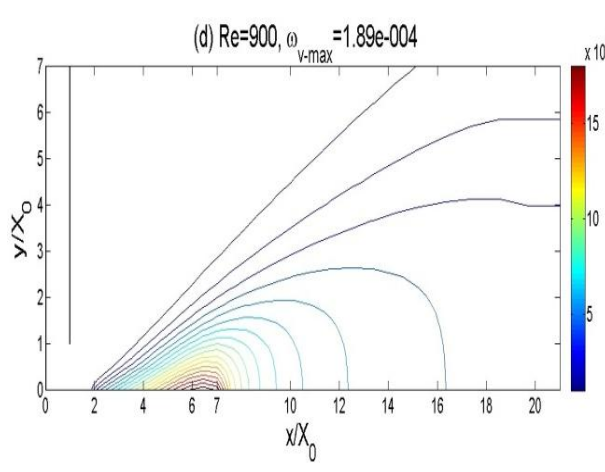
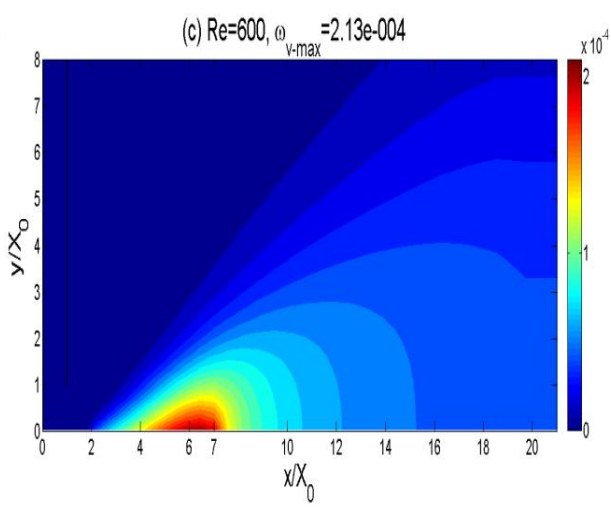
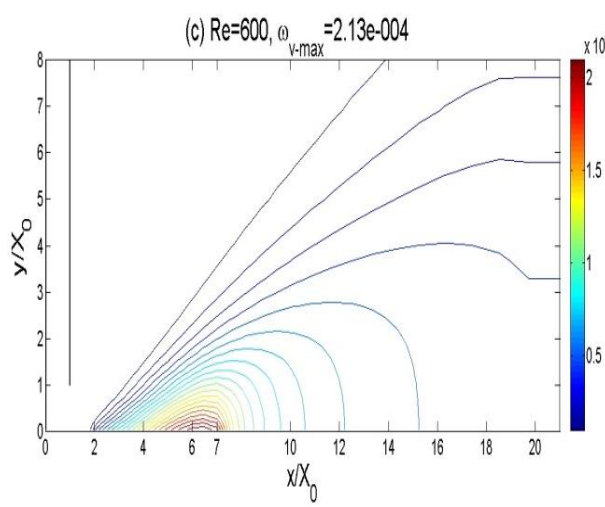
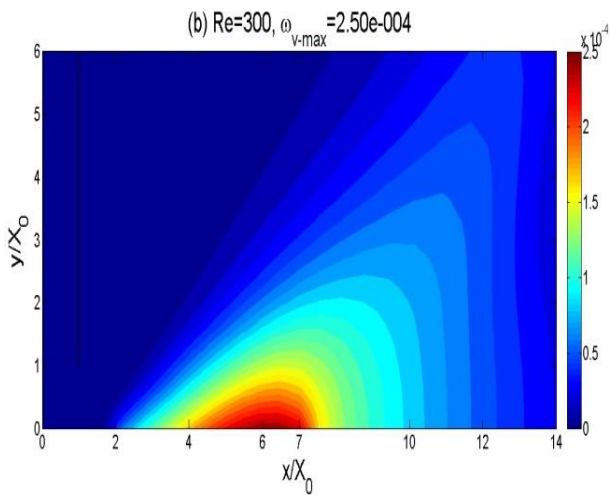
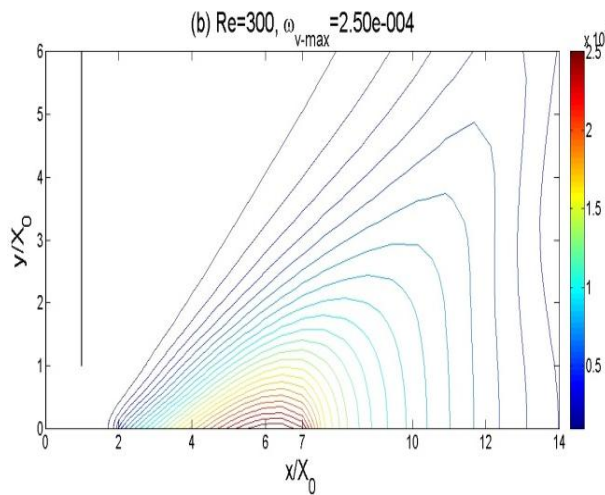
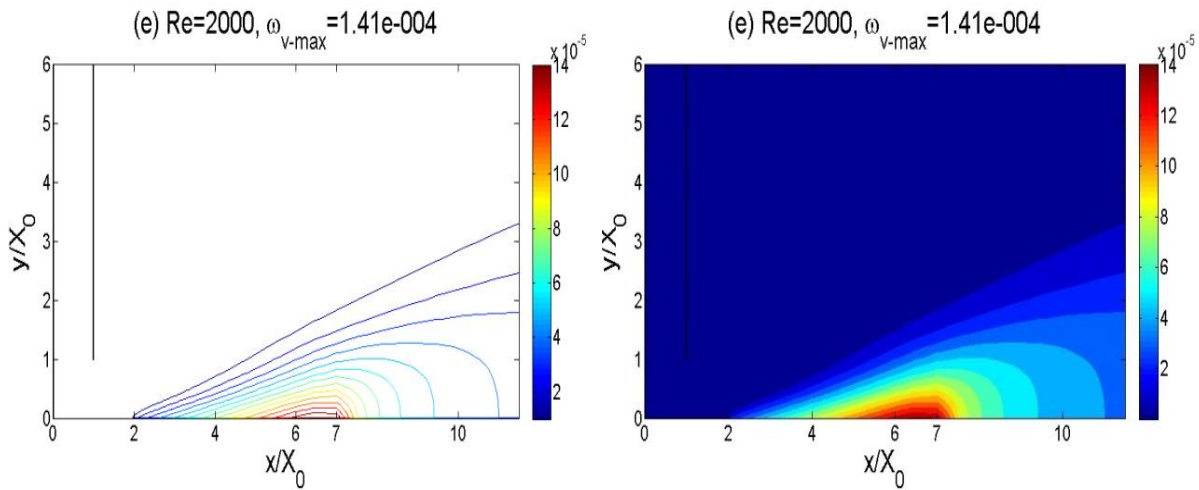


Figure V-12 : Lignes de courant dans tout le domaine.

Afin de voir plus clairement l'évolution du champ de fraction massique en fonction du nombre de Reynolds, les lignes d'iso-fractions massique de la vapeur dans la zone au voisinage de la paroi sont agrandies dans les figures V-14-a, b, c, d et e. Où la fraction massique maximale définie par ω_{v-max} et déterminée dans tout le domaine de calcul, indique l'importance de la dispersion de la vapeur lorsqu'elle est plus faible.







Figures V-13-a, b, c, d : Lignes d'iso-fractions massique de la vapeur dans une partie du domaine de calcul pour différents nombres de Reynolds.

V-5-5 Régime transitoire

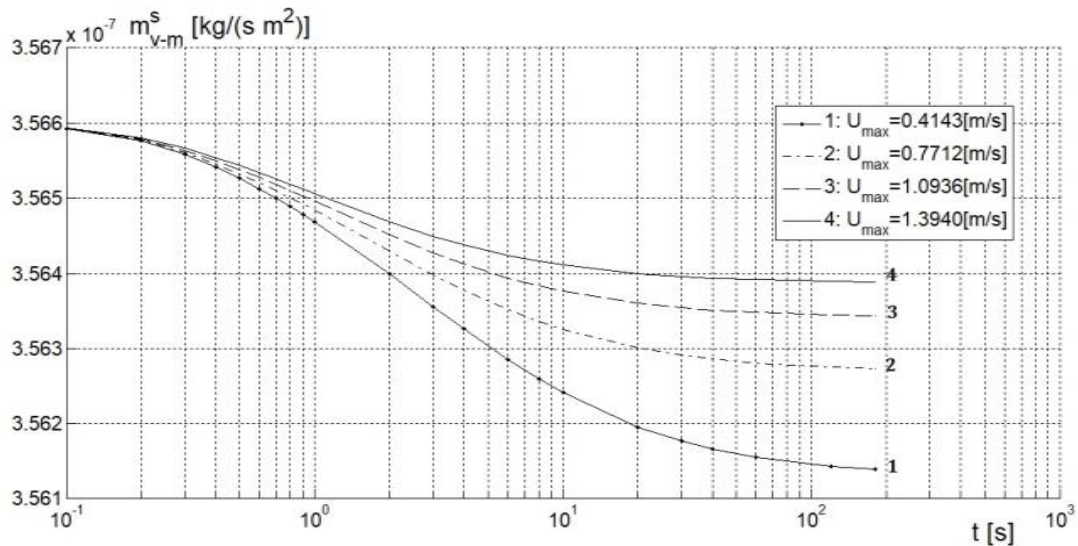


Figure V-14 : Débit massique surfacique moyen m_{v-m}^s en fonction du temps t et pour différentes vitesses U_{max} .

Sur la figure V-15, les courbes 1-4 montrent l'évolution temporelle du débit massique de vapeur selon différents vitesses de l'écoulement d'air. Le débit est maximal à l'instant initial puis diminue dans le temps pour tendre vers une valeur constante. De ce fait le débit d'évaporation présente deux régimes, l'un transitoire et le second stationnaire. Le débit admet la même valeur maximale, pour les différentes vitesses du flux d'air. La durée du régime transitoire diminue avec la vitesse de l'écoulement. En régime permanent la valeur du débit se rapproche de la valeur maximale lorsque la vitesse augmente.

V-5 Conclusion partielle

Une méthode de modélisation de l'évaporation au travers d'une surface plane de paroi poreuse et perméable a été proposée. En présence d'un écoulement laminaire d'air sec, cette méthode est basée sur le model du film stagnant. La résolution numérique des équations couplées du champ dynamique, de température et de fraction massique de la vapeur nous a permis la détermination du taux d'évaporation. L'étude des influences des différents paramètres met en évidence la prépondérance de la température suivie de la vitesse d'écoulement d'air et de la pression sur le taux d'évaporation. L'analyse de l'évolution temporelle du débit massique de la vapeur montre que lorsque la vitesse augmente la durée du régime transitoire diminue. Alors qu'en régime permanent le taux d'évaporation se rapproche de la valeur maximale.

Conclusion Générale et Perspectives

Nous avons développé un code de calcul dans un espace bidimensionnel en considérant toutes les propriétés physiques variables.

Ce code nous a permis de résoudre le problème de la mécanique des fluides, du transfert de chaleur et du transfert de masse pour un jet en impact d'une surface plane. L'approche de la configuration non confinée est faite en considérant la distance buse-surface d'impact ainsi que la largeur de la buse étant petits devant la dimension de la surface d'impact.

Sur le plan mécanique, nos résultats sont vérifiés par le modèle de Hagen-Poiseuille dans la buse et par les données expérimentales de coefficient de perte de charge mesurés par Sholtz et al, à partir de la sortie de la buse. L'accord est très satisfaisant quel que soit le nombre de Reynolds dans le régime laminaire.

Sur le plan de l'énergie, nous avons caractérisé le coefficient de transfert de chaleur entre la surface d'impact et l'air, ainsi que sa variation latérale.

Sur le plan de transfert de masse l'étude des influences des différents paramètres met en évidence la prépondérance de la température suivie de la vitesse d'écoulement d'air et de la pression sur le taux d'évaporation.

Notre étude fournit une perception générale et quantitative des échanges d'énergie, de chaleur et de masse lors d'un jet impactant une surface plane. Elle met en exergue l'influence très importante de la convection naturelle sur le transfert de chaleur.

Plusieurs points mériteraient d'être complétés ou approfondis.

Rien ne s'oppose actuellement au développement d'un modèle tridimensionnel qui permettrait de rendre compte de mouvement à trois dimensions.

Sur le plan expérimental, il conviendrait de procéder à la mesure de différents paramètres afin de valider notre modèle. Ainsi plusieurs méthodes non perturbantes telles que la vélocimétrie laser, permettent d'évaluer les champs de vitesse, de température.

Références

- [1] M.D. Deshpande et R.N. Vaishnav : Submerged laminar jet impingement on a plane. *Journal of Fluid Mechanics*, 114:213–226, 1982.
- [2] M.T Sholtz and Olev Trass: Mass : Transfer in a Non-Uniform Impinging. Jet “*AICHE Journal*, vol.16, N°1, pp82-96 January (1970).
- [3] Hin-Sum Law and Jacob H. Masliyah : Mass transfer due to a confined laminar impinging two-dimensional jet. *Int. J. Heat and Mass Transfer*. Vol. 27, No. 4, pp. 529-539, 1984
- [4] T. D. Yuan, J. A. Liburdy and T. Wang : Buoyancy effects on laminar impinging jets. *Int. J. Heat Mass Transfer*. Vol. 31, No. 10, PP. 2137-2145, 1988
- [5] X. S. Wang, Z. Dagan and L. M. Jiji : Conjugate heat transfer between a laminar impinging liquid jet and a solid disk (2). *Int. J. Heat Mass Transfer*. Vol. 32. No. 11, pp. 2189-2197. 1989
- [6] S. H. Seyedein, M. Hasan and A. S. Mujumdar : Laminar flow and heat transfer from multiple impinging slot jets with an inclined confinement surface. *Int. J. Heat Mass Transfer*. Vol. 37. No 13, pp. 1867-1875. 1994
- [7] In Gyu Park, Bock Choon Pak and Young I. Cho : A Numerical Study of Impingement Heat Transfer in a Confined Circular Jet. *KSME International Journal*, Vol. II, No. 3, pp. 348--358, 1997
- [8] Mingyong Chen, Radek Chalupa, Alan C. West, Vijay Modi: High Schmidt mass transfer in a laminar impinging slot jet flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 43 (2000) 3907-3915 (8)
- [9] M. Miranda, J. B.L.M. Campos: Impinging jets confined by a conical wall - high Schmidt mass transfer predictions in laminar flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 44 (2001) 1269-1284
- [10] V.C. Chiriack, A. Ortega: A numerical study of the unsteady flow and heat transfer in a transitional confined slot jet impinging on an isothermal surface. *Int. J. Heat Mass Transfer* 45 (2002) 1237– 1248.
- [11] L.B.Y. Aldabbagh, I. Sezai: Numerical simulation of three-dimensional laminar multiple impinging square jets. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 23 (2002) 509–518

- [12] L.B.Y. Aldabbagh, I. Sezai: Three-dimensional numerical simulation of an array of impinging laminar square jets with spent fluid removal. *International Journal of Thermal Sciences* 43 (2004) 241–247
- [13] Hee Joo Poh ,T, Kurichi Kumar , Arun S. Mujumdar: Heat transfer from a pulsed laminar impinging jet. *International Communications in Heat and Mass Transfer* 32 (2005) 1317–1324
- [14] [T] E. Arquis, M.A. Rady , S.A. Nada: A numerical investigation and parametric study of cooling an array of multiple protruding heat sources by a laminar slot air jet (15).*International Journal of Heat and Fluid Flow* 28 (2007) 787–805
- [15] Fabien CANDELIER, Philippe BOURNOT, Philippe CAMINAT, Zakaria GHRAB : Etude expérimentale d'un jet laminaire impactant une plaque plane chauffée. 13èmes Journées Internationales de Thermique "JITH 2007, Albi : France (2007)"
- [16] Ihsan Dagtekin, Hakan F. Oztop: Transfert de chaleur dû à des jets à double fente laminaire qui se répercutent sur une paroi isotherme à l'intérieur d'un conduit long et fermé. *International Communications in Heat and Mass Transfer* 35 (2008) 65–75
- [17] A.S. Cavadas, F.T. Pinho, J.B.L.M. Campos: Laminar flow field in a viscous liquid impinging jet confined by inclined plane walls. *International Journal of Thermal Sciences* 59 (2012) 95e110
- [18] Chandra Shekhar, Koichi Nishino: Flow dynamics and heat transfer characteristics of upward impinging jets. *Procedia Engineering* 61 (2013) 341 – 346
- [19] Erdem Ersayın and Fatih Selimefendigil: Numerical investigation of impinging jets with nanofluids on a moving plate. *Mathematical and Computational Applications*, Vol. 18, No. 3, pp. 428-437, 2013
- [20] B. Yousefi-Lafouraki, A. Ramiar, A.A. Ranjbar: Laminar forced convection of a confined slot impinging jet in a converging channel. *International Journal of Thermal Sciences* 77 (2014) 130e138
- [21] [W] M. Muthukannan¹, P. Rajesh Kanna, S. Jeyakumar¹ and A. Bajpai: Flow Field and Heat Transfer Investigation of a Confined Laminar Slot Air Jet on a Solid Block. *Journal of Applied Fluid Mechanics*, Vol. 9, No. 4, pp. 1679-1694, 2016
- [22], Irvine TF, Liley P: *Steam and gas tables with computer equations*. San Diego: Academic Press; 1984.

- [23] Touloukian YS, Powell RW, Ho CY, Clemend PG: Thermo physical properties of matter, vol. 1. NY; 1970.
- [24] P.T. Tsilingiris: Thermo physical and transport properties of humid air at temperature range between 0 and 100 °C. Energy Conversion and Management 49 (2008) 1098–1110.
- [25] S. V. Patankar: Numerical heat transfer and fluid flow. Mc Graw –Hill, New York (1980).
- [25] John H, Lienhard IV and John H. Lienhard V: A Heat Transfer Textbook. Fourth Edition by Press Cambridge Massachusetts Version 2.11 dated 17 July 2017
- [26] E. N. Fuller, P. D. Schettler, and J. C. Giddings. Ind. Eng. Chem. 58(5), 19 (1966).
- [27] Irvine TF, Liley P: Steam and gas tables with computer equations. San Diego: Academic Press; 1984.
- [28] Touloukian YS, Powell RW, Ho CY, Clemend PG: Thermo physical properties of matter, vol. 1. NY;1970.
- [29] P.T. Tsilingiris: Thermo physical and transport properties of humid air at temperature range between 0 and 100 °C. Energy Conversion and Management 49 (2008) 1098–1110.
- [30] Wong GSK, Embleton TFW: Variation of specific heats and of specific heat ratio in air with humidity. J Acoust Soc Am 1984; 76(2):555–9.
- [31] Reid RC, Prausnitz JM, Poling BE: The properties of gases and liquids. Chemical Engineering Series. McGraw Hill Int. Editions; 1988.
- [32] Reid RC, Prausnitz JM, Poling BE: The properties of gases and liquids. Chemical Engineering Series. McGraw Hill Int. Editions; 1988.
- [33] E. N. Fuller, P. D. Schettler, and J. C. Giddings. Ind. Eng. Chem. 58(5), 19 (1966).
- [34] J.F. Sacadura : Initiation aux transferts thermiques. Technique et Documentation Paris. 1980 I.S.B.N. 2-85206-618-1
- [35] Kreith, F.; Boehm, R.F.; et al: Heat and Mass Transfer. Mechanical Engineering Handbook Ed. Frank Kreith Boca Raton: CRC Press LLC, 1999