

*RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE*  
*MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE*  
*SCIENTIFIQUE*

**UNIVERSITÉ IBN-KHALDOUN DE TIARET**

**FACULTÉ DES SCIENCES APPLIQUÉES**  
**DÉPARTEMENT DE GENIE MECANIQUE**

# **MEMOIRE DE FIN D'ETUDES**

**Pour l'obtention du diplôme de Master**

**Domaine : Sciences et Technologie**

**Filière : Génie Mécanique**

**Spécialité: Energétique**

## **THÈME**

**Etude d'un circuit d'air et de gaz d'un  
four d'étuvage**

*Préparé par :*

*BENRABAH Abderazek*

**Devant le Jury :**

<b>Nom et prénoms</b>	<b>Lieu d'exercice</b>	<b>Qualité</b>
ABED Belkacem	Université Ibn Khaldoun Tiaret	Président
MEKROUSSI Said	Université Ibn Khaldoun Tiaret	Examinateur rapporteur
SAD CHEMLOUL Nord-Eddine	Université Ibn Khaldoun Tiaret	Encadreur
BELMILOUD Mohamed Amine	Université Ibn Khaldoun Tiaret	Co- Encadreur

---

## Remerciements

Ce travail a été réalisé au sein de l'équipe de LA FONDERIE DE TIARET à qui nous exprimons tous nos remerciements.

Nous tenons à l'occasion à remercier monsieur Nord-Eddine SAD CHEMLOUL pour l'aide qu'il m'a apportée, sa contribution, ses précieux conseils et son soutien moral.

Nos vifs remerciements à messieurs ABED Belgacem et MEKROUSSI Said d'avoir accepté de participer au jury de la soutenance de ce mémoire.

Nos sincères remerciements à monsieur SAFA ALI pour son étroite collaboration.

Nous tenons à présenter nos remerciements à nos formateurs pour toute l'attention, le sérieux, l'appui et la compréhension qui n'ont cessé de fournir tout au long de mon cycle de formation.

En fin, nos remerciements à toute personne ayant contribué à l'achèvement de ce mémoire, mes PARENTS, sans eux ce travail n'aurait pu voir le jour.

# *Sommaire*

## *Sommaire*

---

	<b>Pages</b>
Remerciements .....	i
Sommaire .....	ii
Liste des figures .....	v
Liste des tableaux .....	vii
Notations symboliques .....	viii
Introduction générale .....	1
<b>Chapitre I : Rappel de quelques notions de la mécanique des fluides.</b>	
I.1. Equation de continuité.....	2
I.2. Régime d'écoulement.....	3
I.2.1. Ecoulement permanent .....	4
I.2.2. Régime laminaire.....	4
I.2.3. Régime turbulent.....	5
I.2.4. Nombre de Reynolds.....	6
I.3. Couches limites .....	6
I.4. Dynamique des fluides.....	8
I.4.1. Equation de NAVIER-STOEKS.....	8
I.4.2. Equation d Euler.....	9
I.4.3. Equation de Bernoulli.....	9
I.5. Pertes de charge.....	10
I.5.1. Pertes de charges linéaires.....	10
I.5.2. Pertes de charges singulières.....	12
<b>Chapitre II : Notions sur le transfert de chaleur.</b>	
II. Notions sur le transfert de chaleur .....	13
II.1. Conduction.....	13
II.1.1. Equation Fondamentale de fourrier.....	13
II.1.2. Ecoulement de chaleur en régime stationnaire.....	15

II.2. Convection.....	18
II.2.1. Convection forcée. ....	19
II.2.2. Convection libre. ....	19
II.2.3. Expression du coefficient de convection h. ....	19
II.2.3.1. En convection forcée.....	19
II.2.3.2. En convection libre.....	20
II.3. Le rayonnement.....	20
II.3.1. grandeurs énergétiques.....	21
II.3.2. lois de rayonnement.....	21

**Chapitre III : Dimensionnement d'un bruleur a gaz**

III. Bruleur.....	25
III.1. Classification des bruleurs à gaz.....	25
III.1.1. Bruleurs sans flammes .....	25
III.1.2. Bruleurs en flammes. ....	25
III.1.3. Bruleurs à mélange préliminaire partiel du combustible et de l'air. ....	25
III.2. Bruleurs à mazout .....	27
III.3. La flamme .....	27
III.3.1. Vitesse de soufflage de la flamme .....	29
III.3.2. Vitesse critique de retour de la flamme. ....	29
III.4. Choix du brûleur. ....	29
III.5. Calcul des dimensions du bruleur. ....	29
III.5.1. Calcul du pouvoir calorifique.....	30
III.5.2. Calcul du diamètre du brûleur. ....	30
III.5.3. Calcul du débit de gaz.....	30
III.5.4. Calcul du diamètre du brûleur (gaz). ....	31
III.5.5. Calcul du diamètre du bruleur (air).....	31
III.5.6. Calcul du diamètre du mélange (dm). ....	33

## *Sommaire*

---

III.5.6.1. Calcul de la densité du mélange .....	33
III.5.6.2. Calcul de la vitesse du mélangé à la sortie de la buse. ....	33
II.6. Calcul de la température théorique de combustion .....	34
III.6.1. Calcul de la température pour un excès d'air. ....	35
<b>Chapitre IV ; Calcul de la pression pour les deux circuits du gaz et de l'air.</b>	
IV.1. Circuit de gaz. ....	37
IV.1.1. Calcul de la perte de charge totale. ....	39
IV.1.1.1. Perles de charges linéaires .....	39
IV.1.1.2. Perles de charges singulières .....	41
IV.2. Circuit d'air. ....	42
IV.2.1. Calcul de la perte de charge totale. ....	43
IV.2.1.1. Perles de charges linéaires .....	43
IV.2.1.2. Perles de charges singulières .....	44
<b>Chapitre V : Ventilation.</b>	
V.1. Généralités. ....	46
V.2. La pression engendrée par le ventilateur .....	46
V.2.1. Variation de la pression totale dans un ventilateur.....	46
V.3. Les puissances du ventilateur. ....	47
V.3.1. La puissance utile $B_u$ .....	47
V.3.2. La puissance absorbée $B_a$ .....	47
V.4. Rendement du ventilateur. ....	47
V.5. Expression du nombre de tours (ou vitesse spécifique $N_s$ ). ....	47
V.5.1. Calcul de la vitesse spécifique. ....	48
Conclusion général.....	50
Références Bibliographie .....	51

# *Liste des figures*

*Liste des figures*

<b>Figures</b>	<b>Titres</b>	<b>Pages</b>
Figure I.1	Masse élémentaire représentée en 3 dimensions.....	2
Figure I.2	Caractéristiques et le profil de vitesse d'un régime laminaire.....	4
Figure I.3	Représentation des aspérités internes totalement noyées dans le film.....	5
Figure I.4	Caractéristiques et le profil de vitesse d'un régime turbulent.....	5
Figure I.5	Les aspérités internes d'une paroi grossie partiellement recouvertes par le film visqueux.....	6
Figure I.6	Description de la couche limite turbulente dans le cas d'une plaque plane..	7
Figure I.7	Couche limite en régime laminaire dans une conduite cylindrique.....	7
Figure I.8	Couche limite en régime turbulent dans une conduite.....	7
Figure I.9	Trajectoire d'une particule fluide.....	8
Figure I.10	Représentation d'un filet courant.....	9
Figure II.1	Représentation graphique du transfert de chaleur de $S_1$ à $S_2$ .....	13
Figure II.2	Le transfert de chaleur qui traversant l'élément de dimensions $dx$ $dy$ $dz$ ....	14
Figure II.3	Transfert de chaleur à travers un mur simple.....	16
Figure II.4	Transfert de chaleur à travers un mur composé.....	17
Figure II.5	Cylindre creux.....	17
Figure II.6	Transfert de chaleur à travers une sphère creuse.....	18
Figure II.7	Intensité par rapport à l'axe $x$ .....	21
Figure II.8	Interprétation graphique de la loi de Lambert.....	22
Figure III.1	Bruleur à gaz.....	26
Figure III.2	Bruleur à diesel.....	27
Figure III.3	Théorie de la formation du cône bleu.....	28
Figure IV.01	Circuit de gaz (vue de coté droit).....	38
Figure IV. 2	Circuit de gaz (vue de face).....	39
Figure IV.3	Circuit d'air (vue de coté droit).....	44

*Liste des figures*

---

Figure V.1	principe de fonctionnement d'un ventilateur.....	46
Figure V.2	ventilateur radial.....	49

# *Liste des tableaux*

## *Liste des tableaux*

---

<b>Tableaux</b>	<b>Titres</b>	<b>Pages</b>
Tableau I.1	Quelques relations du coefficient de pertes de charges singulières.....	12
Tableau II.1	Valeurs de G de certains Fluides.....	19
Tableau II.2	Valeurs des constantes N et C et expression du nombre de Nusselt pour le régime laminaire et le régime turbulent.....	20
Tableau III.1	Composition chimique du gaz naturel.....	30
Tableau III.2	Valeur industrielle des vitesses de quelque fluide.....	31
Tableau III.3	Réactions chimiques de la combustion.....	32
Tableau IV.1	Caractéristiques du circuit de gaz.....	39
Tableau IV.2	Valeur de la viscosité dynamique $\rho$ du méthane en fonction de la température.....	41
Tableau IV.3	Valeurs du coefficient de perte de charge singulière pour le circuit de gaz.....	42
Tableau IV.4	Valeurs du Coefficient de perte charge singulière K pour les soupapes..	42
Tableau IV.5	Caractéristiques de circuit d'air.....	43
Tableau IV.6	Valeur de la viscosité dynamique $\mu$ de l'air en fonction de la température.....	45

*Notations*  
*Symboliques*

## *Notations symboliques*

---

		<b>Unités</b>
a	Diffusivité thermique.	[m <sup>2</sup> /s]
B	Puissance.	[W]
C	Constante de la nature du fluide.	[-]
C <sub>V</sub>	Chaleur massique.	[J/Kg °C]
D	Diamètre de la conduite.	[m]
e	Epaisseur	[m]
f	Facteur d'angle.	[-]
F	Force.	[N]
h	Coefficient de convection.	[W/m <sup>2</sup> °C]
j	Pertes de charges par unité de longueur.	[m]
K	Coefficient de pertes de charges singulières.	[-]
l	Longueur de la conduite.	[m]
m	Masse.	[kg]
n	La normale à la surface.	[-]
N	Constante de régime.	[-]
P	Pression.	[N/m <sup>2</sup> ]
Q	Quantité de chaleur.	[J]
Q <sub>A</sub>	Pouvoir calorifique.	[W]
r	Composante de la vitesse suivant y.	[m/s]
R <sub>e</sub>	Nombre de Reynolds.	[-]
R <sub>0</sub>	Rayon.	[m]
S	Section de la conduite.	[m <sup>2</sup> ]
t	Temps	[s]
u	Composant de la vitesse suivant x.	[m/s]
v	volume.	[m <sup>3</sup> ]
V	Vitesse.	[m/s]
$\dot{V}$	Débit.	[m <sup>3</sup> /s]
w	Composante de la vitesse suivant z.	[m/s]

### **Symboles grecs**

$\alpha$	Angle.	[°]
$\varepsilon$	Rugosité absolue.	[m]
$\varepsilon/D$	Rugosité relative.	[-]
$\Phi$	Flux.	[W]

---

### *Notations symboliques*

---

$\gamma$	Accélération.	[m/s <sup>2</sup> ]
$\lambda$	Coefficient de pertes de charges linéaires.	[-]
$\lambda'$	Conductivité thermique.	[W/m.°C]
$\varpi$	Poids volumique du fluide.	[N/m <sup>2</sup> ]
$\vartheta$	Viscosité Cinématique.	[m <sup>2</sup> /s]
$\rho$	Masse volumique.	[Kg/m <sup>3</sup> ]
$\tau_u$	Force de frottements par unité de surface.	[N/m <sup>2</sup> ]
$\xi$	Facteur d'émission.	[-]
$\eta$	Longueur d'onde.	[m]
$\theta$	Température.	[°C]
$\Delta$	Constante de Stefan.	[-]

*Introduction*

*Générale*

## *Introduction générale*

---

Les fours industriels sont, techniquement parlant, l'une des catégories d'appareils les plus diversifiées, la nécessité de leur adaptation aux fonctions qu'ils doivent remplir dans les différentes branches industrielles, aussi qu'aux différents combustibles utilisés diversifie leur conception, de sorte que la multiplicité de leurs zones est difficilement comparable à celle des autres auxiliaires de production.

Le but de notre travail était le calcul des cycles de combustion, les flux réels de chaleur, l'apport de l'homogénéité de température dans le four d'étuvage et ceci en fonction de l'étude du brûleur et la détermination des débits de gaz et de l'air la détermination du diamètre de la tuyauterie d'alimentation.

Dans ce qui suit, les méthodes et le détail de calcul, que l'on étudie dans notre projet est applicable à d'autres fours pour la détermination de leur consommation de chaleur.

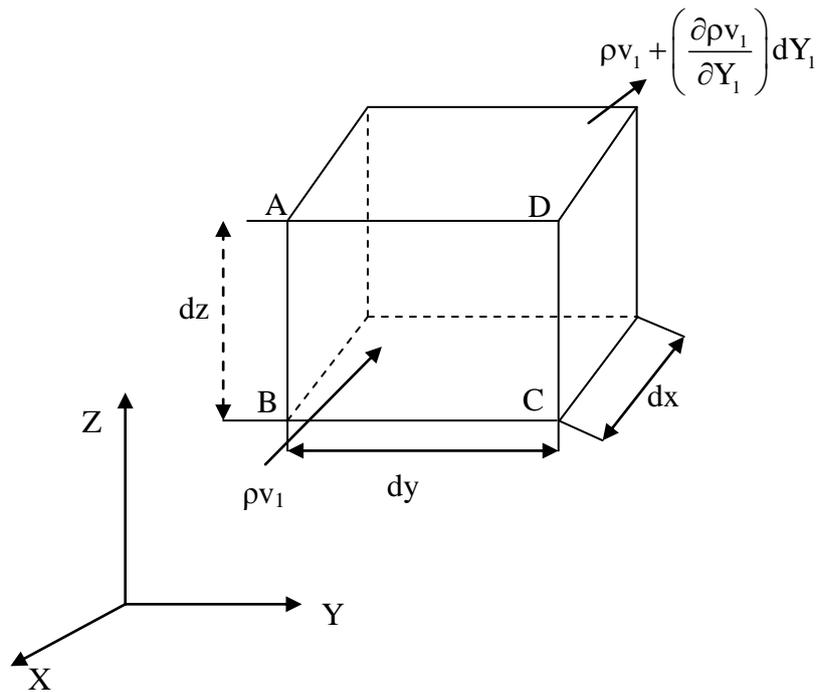
Il est particulièrement important d'avoir des idées claires sur le déroulement des phénomènes afin de pouvoir de prime d'abord séparer l'important du secondaire pour ne pas se perdre dans des détails accessoires.

*Chapitre I :*  
*Rappel de quelques notions de la*  
*mécanique des fluides*

**I.1. Equation de continuité :**

L'équation de continuité résulte du principe de conservation de la masse pendant un certain temps, l'augmentation de masse d'un fluide contenu dans un volume donné, est obligatoirement égale à la somme de masses de fluides qui y entrent, diminuée de celles qui sortent.

Soit dans un milieu fluide continu, un parallélépipède fixe élémentaire de dimensions dx, dy et dz.



**Figure I.1:** Masse élémentaire représentée en 3 dimensions

Pendant le temps dt, le volume du liquide qui entre par la face ABCD est :

$$\begin{aligned} dv_0 &= dx dy dz \\ dv_0 &= v dx dz dt \end{aligned} \tag{I.1}$$

Avec:  $dy = v dt$

v : Vitesse d'écoulement du liquide suivant y

La masse élémentaire entrante est :

$$dm' = \rho \cdot dv_0 \tag{I.2}$$

$$dm' = \rho \cdot v \cdot dx \cdot dz dt \tag{I.3}$$

La masse élémentaire sortante est :

$$dm'' = \left[ \rho v + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} dy \right] dx.dz.dt \quad (I.4)$$

La différence entre la masse sortante et la masse entrante est égale :

$$\left[ \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} dy \right] dx.dz.dt \quad (I.5)$$

Avec le même raisonnement sur les autres faces on aura:

$$dm = \left[ \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} \right] dx dy dz dt \quad (I.6)$$

La diminution de la masse à l'instant  $dt$  :

$$dm_1 = \rho dx dy dz dt \quad (I.7)$$

La dérivée par rapport au temps, donne :

$$\frac{dm_1}{dt} = - \frac{\partial \rho}{\partial t} dx dy dz \quad (I.8)$$

En égalisant l'expression (I.6) et l'expression (I.8), on obtient :

$$- \frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z}$$

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$$

Avec :

$$\text{div}(\rho v) = \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z}$$

On a

$$\text{div}(\rho v) + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (I.9)$$

## I.2. Régime d'écoulement:

L'écoulement d'un fluide peut être permanent ou non permanent, uniforme ou non uniforme, laminaire ou turbulent, à une dimension à deux dimensions ou trois dimensions et rotationnel ou irrotationnel.

**I.2.1. Écoulement permanent :**

Un écoulement est permanent lorsque ses propriétés vectorielles et scalaires sont indépendantes du temps.

La principale condition des mouvements permanents est traduite par l'équation de continuité qui s'exprime par la relation :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (\text{I.10})$$

Soit :

$$\text{div}(\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (\text{I.11})$$

Si le fluide est incompressible et homogène, la masse volumique reste constante et l'équation (I.11) s'écrit :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{I.12})$$

Cette dernière relation peut se mettre sous la forme :

$$Sv\rho = \text{Cte} \quad (\text{I.13})$$

**Remarque :** Il est à noter que le débit massique peut rester constant alors que le débit volumique peut varier avec la température, c'est le cas des fluides compressibles.

**I.2.2. Régime laminaire:**

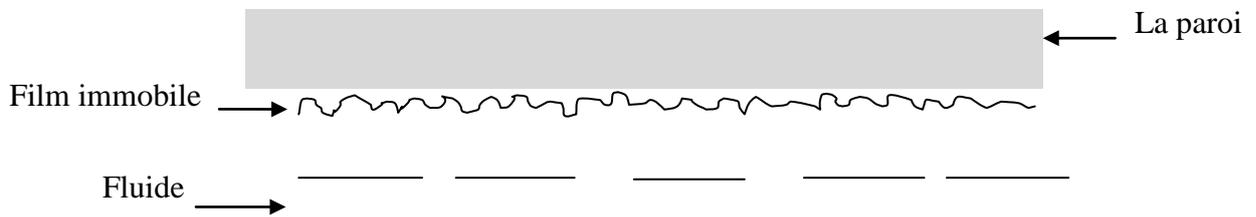
Dans l'écoulement laminaire, les particules du fluide se déplacent en lignes droites parallèles disposées en couches figure I.2(a) (appelé aussi régime tranquille). Lorsque la vitesse  $v$  dépasse la vitesse critique  $v_c$ , des tourbillons et remous apparaissent dès la sortie du petit tube si bien que tout le gros tube apparaît alors uniformément coloré.

La répartition des vitesses en régime laminaire est du type parabolique (écoulement de Poiseuille).



**Figure I.2 :** Caractéristiques et le profil des vitesses d'un régime laminaire

On constate que la vitesse est nulle le long de la paroi et maximale sur l'axe. Si on représente la paroi grossie faisant apparaître les aspérités internes ; on constate l'existence d'un film de fluide immobile, suffisamment épais pour noyer toutes les aspérités.

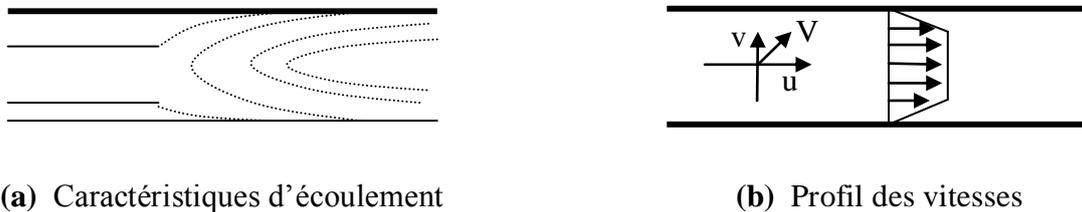


**Figure I.3 :** Représentation des aspérités internes totalement noyées dans le film

On peut donc déduire qu'en régime laminaire la nature de la paroi n'intervient pas.

**I.2.3.Régime turbulent:**

Dans l'écoulement turbulent appelé aussi régime hydraulique, les particules des fluides se déplacent dans toutes les directions d'une façon aléatoire, il est impossible de décrire le mouvement d'une particule particulière. Si on veut tracer la composante du vecteur de vitesse  $v$  suivant  $x$  en un point d'une section de conduite, on constate que la grandeur et la direction varient, sans régularité et souvent très rapidement.

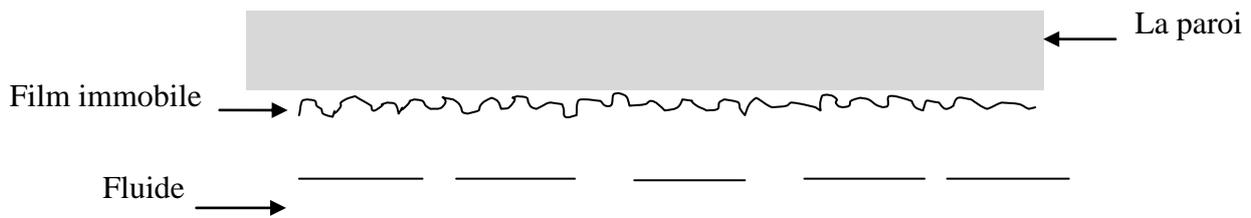


**Figure I.4 :** Caractéristiques et le profil des vitesses d'un régime turbulent

En régime laminaire, on peut tout déduire des calculs, alors qu'en régime turbulent on est obligé d'avoir recours à l'expérience qui montre que la vitesse  $u$  suivant l'axe  $x$  ne varie pas dans le temps.

Par contre la composante  $v$  de la vitesse suivant l'axe  $y$  qui est à l'origine des tourbillons et remous et qui fait que dès la sortie d'un petit tube les différents filets liquides sont brouillés.

Si on représente la paroi grossie avec ses aspérités internes, on constate qu'en régime turbulent l'épaisseur du film visqueux de fluide immobile recouvre partiellement les aspérités.



**Figure I.5 :** Les aspérités internes d'une paroi grossie partiellement recouvertes par le film visqueux

#### I.2.4. Nombre de Reynolds:

Le nombre de Reynolds qui est sans dimension, représente le rapport des forces d'inerties aux forces de frottement visqueux.

Le régime d'écoulement ne dépend pas seulement de la vitesse d'écoulement, mais aussi de la nature du fluide (viscosité) et d'une longueur caractéristique égale au diamètre dans le cas d'une conduite à section droite circulaire.

$$R_e = \frac{vD}{\nu} \quad (I.14)$$

En régime laminaire, la valeur du nombre de Reynolds est inférieure à 2300, est supérieur à cette valeur en régime turbulent

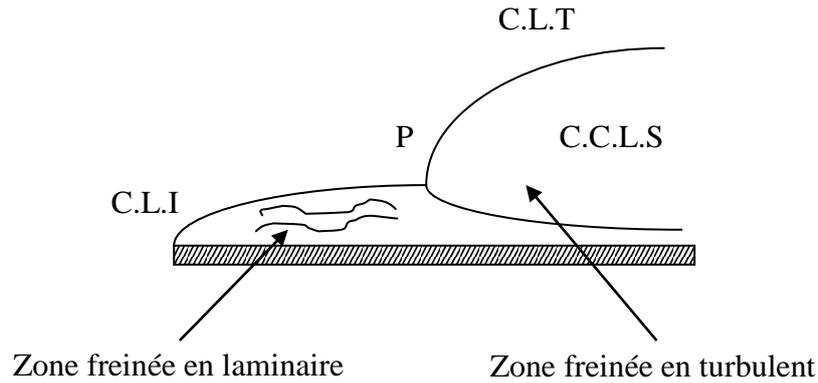
#### I.3. Couches limites:

Une couche limite est une région située au voisinage immédiat de la paroi, dans laquelle la vitesse varie très rapidement d'une valeur nulle au contact de la paroi à la vitesse libre de l'écoulement. Dans ce domaine les forces de viscosité jouent un rôle prépondérant.

Supposons une paroi plane placée dans un fluide parallèlement à l'écoulement supposé laminaire, la présence de cette paroi va entraîner une action freinant sur les particules de fluide dans une certaine zone.

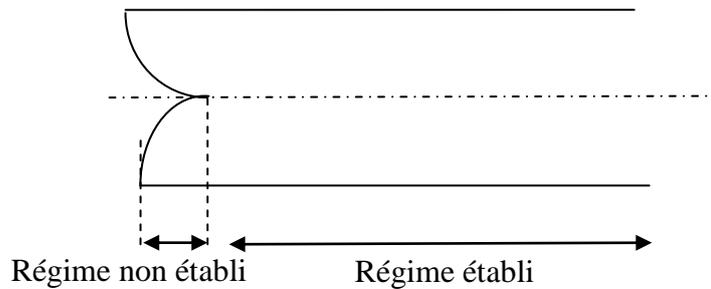
Au point où la paroi est absorbée par le fluide, cette action freinant n'intéresse qu'une épaisseur nulle (bord d'attaque) puis l'action se transmet de filet en filet et finit par se manifester sur une couche dont l'épaisseur croît. Si le régime d'écoulement est turbulent, on a toujours près de la paroi une région visqueuse dite sous couche limite visqueuse notée (C.L.L.S).

Au dessus, on a la couche limite turbulente notée (C.L T).



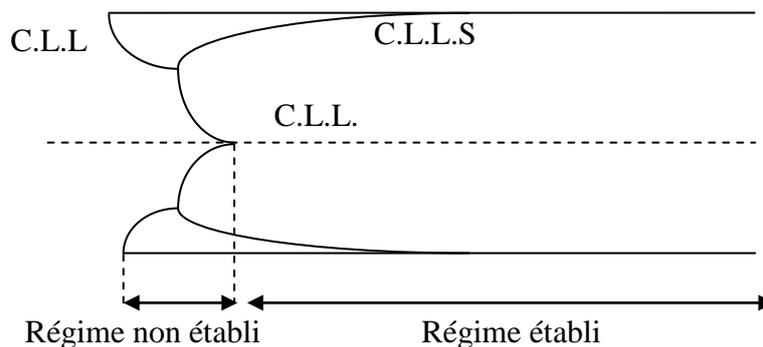
**Figure I.6 :** Description de la couche limite turbulente dans le cas d'une plaque plane.

Si le fluide au lieu d'aborder une plaque, aborde un tube, on a également formation d'une couche limite freinée. Au bout d'un certain temps cette couche emplir tout le tube suivant qu'on est en régime laminaire ou en régime turbulent.



**Figure I.7 :** Couche limite en régime laminaire dans une conduite cylindrique

Lorsque la couche freinée emplir tout le tube, on dit qu'on est en régime établi. Avant, on est en régime non établi.

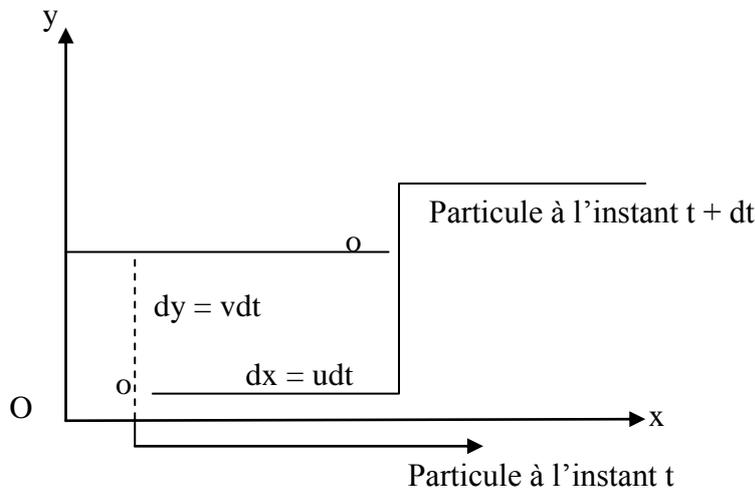


**Figure I.8 :** Couche limite en régime turbulent dans une conduite

Aux forces de volume  $F(x, y, z)$  et de pression  $(1/\rho \cdot \text{grad } p)$  s'exerçant sur l'unité de masse, il y a lieu d'adjoindre maintenant la force d'inertie  $m \gamma$ , la loi de Newton du mouvement est comme suit :

$$\vec{F} = m\vec{\gamma} \tag{I.15}$$

En statique, on a :  $m\vec{\gamma} = 0$



**Figure I.9 :** Trajectoire d'une particule fluide.

$$F_y = m\gamma \tag{I.16}$$

La particule fluide est représentée en y positions à des instants légèrement différents t , t + dt et l'accélération est obtenue suivant cette direction est :

$$\gamma_y = \frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \tag{I.17}$$

Les forces qui agissent sur un élément de fluide sont illustrées ci-dessus suivant une représentation bidimensionnelle pour faciliter l'interprétation, les forces de frottement étant négligées.

**I.4. Dynamique des fluides :**

C'est la variation de la quantité de mouvement par unité de temps du système qui est égale à la résultante des forces extérieures agissant sur système.

**I.4.1.L'équation de Navier –stocke :**

L'équation de Navier-stocke qui gouverne le mouvement d'un fluide visqueux et incompressible, est donné par la relation suivante:

$$\vec{\gamma} = \frac{d\vec{V}}{dt} = \underbrace{\frac{\partial \vec{V}}{\partial t}}_a + \underbrace{(\vec{V} \cdot \text{grad})}_{b} \vec{V} = \underbrace{F \cdot \vec{V}}_c - \underbrace{\frac{1}{\rho} \text{grad}P}_d + \underbrace{\mathfrak{V} \vec{V}}_e \tag{I.18}$$

$\vec{\gamma}$  : Vecteur accélération d'une particule fluide.

a : Accélération locale.

b : Accélération convective.

c : Force de pression.

d : Force de volume.

e : Force visqueuse.

**I.4.2. Equation d'Euler :**

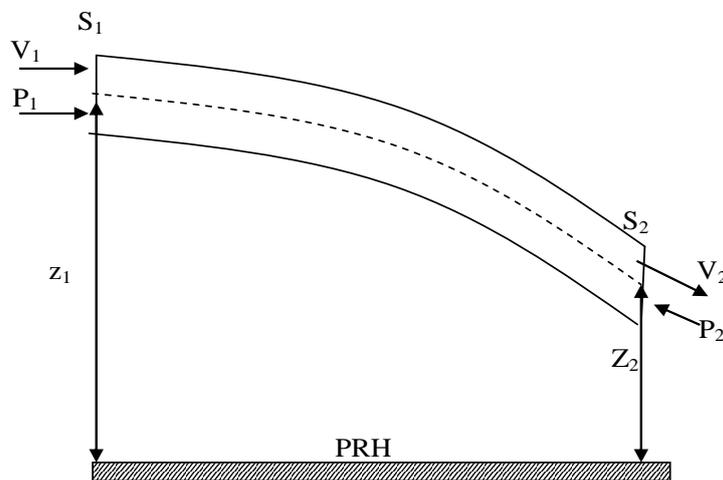
Pour les fluides non visqueux,  $\gamma \Delta \vec{V}$  est nulle et l'équation de mouvement s'écrit :

$$\rho \vec{\gamma} = \frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \text{Grad } \rho + \vec{F} \tag{I.19}$$

Cette relation est dite équation d'Euler.

**I.4.3. Equation de Bernoulli :**

L'équation de Bernoulli traduit la conservation d'énergie mécanique totale au cours du mouvement permanent. Considérant un filet de courant infiniment étroit (la figure (I.10))



**Figure I.10:** Représentation d'un filet courant

Du point de vue énergétique tout se passe, comme si pendant le temps  $dt$ . La masse passe du niveau  $z_1$  au niveau  $z_2$

Nous avons donc à exprimer la conservation de la masse comme suivant :

$$\rho S_1 V_1 dt = \rho S_2 V_2 dt = dm \tag{I.20}$$

Pour la conservation d'énergie, l'augmentation d'énergie cinétique de la masse  $dm$  est égale au travail des forces extérieures, en négligeant les échanges thermiques et la variation de l'énergie interne. Le travail des forces de pression est :

$+\rho S_1 V_1 dt$  dans la section  $S_1$

$-\rho S_2 V_2 dt$  dans la section  $S_2$ .

Le travail de la pesanteur est :  $(z_1 - z_2)g.dm$

Nous avons donc :

$$\frac{1}{2} dm (V_2^2 - V_1^2) = (\rho_1 S_1 V_1 - \rho_2 S_2 V_2) dt + (z_1 - z_2) g \cdot m \quad (I.21)$$

La forme intégrale de l'équation (1.21) est dite équation de Bernoulli soit :

$$\frac{p_1}{\rho} + \frac{V_1^2}{2} + gz_1 = \frac{p_2}{\rho} + \frac{V_2^2}{2} + gz_2 = \text{cte} \quad (I.22)$$

Cette dernière exprime la conservation de l'énergie mécanique totale.

### I.5. Pertes de charges :

Le fluide considéré étant visqueux, il y aura une perte de charge d'énergie due aux frottements visqueux, qui se traduit par la perte de charge ou (perte de pression).

On distingue deux catégories de pertes de charges, la première catégorie est due aux frottements des molécules de fluide entre elles et contre les parois appelées pertes de charges linéaires (ou régulière).

La deuxième catégorie est due aux obstacles (singularités) que le fluide rencontre au cours de son évolution appelées pertes de charges locales, accidentelles (ou singulières)

#### I.5.1. Pertes de charges linéaires :

Soit une conduite de section droite de diamètre  $d$  et de longueur  $L$ , où circule un fluide à la vitesse moyenne  $V$ .

L'équilibre entre les faces de pression et les forces visqueuses donne :

$$\Delta p = \lambda \frac{1}{d} \varpi \frac{V^2}{2g} \quad (I.23)$$

Où  $\lambda$  est le coefficient de pertes de charges linéaires, qui est en fonction du nombre de Reynolds  $R_e$  et de la Rugosité relative  $\varepsilon/D$  qui caractérise l'état de surface de canalisation.

$\varepsilon$  : Représente la caractéristique moyenne de la rugosité (aspérité).

**Remarque** : Cette relation peut être obtenue en utilisant le théorème de Vochoy-Buckingham.

**a. Régime laminaire :**

La valeur du coefficient de perte de charge linéaire  $A$  est donnée par la relation de poiseuille, pour une conduite circulaire :

$$\lambda = \frac{64}{R_e} \quad (\text{I.24})$$

On peut faire apparaître la perte de pression par mètre de longueur de tuyauterie que l'on désigne par la lettre  $j$ :

$$j = \left( 32 \frac{\vartheta \varpi}{g \cdot D} \right) V \quad (\text{I.25})$$

Dans ce régime la perte de pression est proportionnelle à la vitesse moyenne, il est à noter d'autre part que cette perte de pression dépend de la nature de la paroi.

**b. Régime turbulent :**

La théorie seule ne permet pas de tirer la valeur de  $A$ , en fonction du nombre de Reynolds et de la rugosité de la paroi appelée rugosité absolue.

On distingue plusieurs relations donnant la valeur du coefficient de perte de charges linéaires suivant la valeur du nombre de Reynolds  $R_e$ .

La turbulence est modérée et la conduite est lisse.

Pour  $2300 < R_e < 10^5$

$$\lambda = 0,316(R_e)^{-0,25} \quad (\text{I.26})$$

Appelée équation de Blasius

Pour  $10^5 < R_e < 10^6$

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \log \left( 3,71 \frac{R_e \sqrt{\lambda}}{2,51} \right) \quad (\text{I.27})$$

Appelée formule implicite de Von-Karman.

Pour  $R_e > 10^6$  : la turbulence devient très importante et l'épaisseur de la sous couche visqueuse diminue, le régime est dit régime turbulent rugueux, et dans ce cas  $\lambda$  ne dépend que de la rugosité relative. Ce régime d'écoulement est décrit par la relation :

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \log \left( 3,71 \frac{\epsilon}{D} \right) \tag{I.28}$$

Dite équation de Prandtl-Nikuradse

En industrie, on utilise la relation de Colbrook, qui englobe le régime d'écoulement turbulent lisse et rugueux.

**Remarque** : Le coefficient de perte de charges linéaires est généralement déterminé graphiquement à l'aide du diagramme de Moody.

**I.5.2. Pertes de charges singulières :**

Une perte de charge singulière ou locale, est causée par la présence d'une singularité (obstacle) dans l'écoulement (discontinuité, élargissement brusque, variation de section, diaphragme etc).

La perte de charge singulière est donnée par la relation suivante:

$$\Delta H_s = K \cdot \frac{V^2}{2g} \tag{I.29}$$

Singularité	Valeur de K
Elargissement brusque	Formule de barré de st venant $K = \left(1 - \frac{S_1}{S_2}\right)^2 + \frac{1}{9} \left(\frac{S_1}{S_2}\right)^2$
Elargissement progressif	$K = b \cdot \left(\frac{d^2}{D^2} - 1\right)^2$
Diaphragme	$K = 0,04$
Rétrécissement de longueur L	$K = \left(\frac{1}{B} - 1\right)^2 + \frac{1}{9}$ avec $B = 0,062$
Coude à angle arrondi	Formule de Weisbach $K = \left[ 0,131 + 1,847 \left(\frac{D}{2R_0}\right)^{7/2} \right] \frac{\alpha}{90^\circ}$
Coude à angles vifs	$K = 0,947 \sin^2 \frac{\alpha}{2} + 2,047 \sin^4 \frac{\alpha}{2}$

**Tableau I.1** : Quelques relations du coefficient de pertes de charges singulières.

*Chapitre II :*  
*Notions sur le transfert de chaleur*

## II. Notions sur le transfert de chaleur :

Deux corps à températures différentes échangent de l'énergie sous forme de chaleur jusqu'à disparition complète de leur différence de température.

Cet échange peut se faire suivant trois modes de transmissions fondamentaux

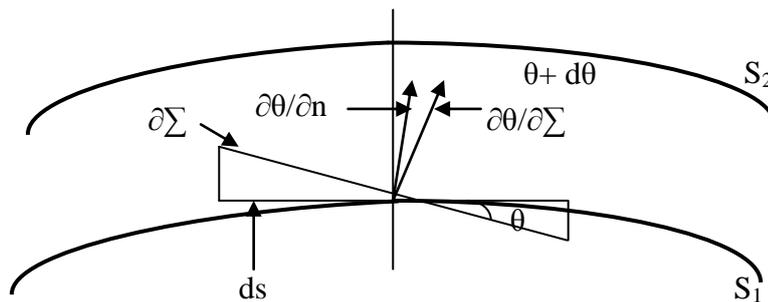
- ✓ Conduction
- ✓ Convection
- ✓ Rayonnement

### II.1. Conduction

C'est le cas de deux corps à des températures différentes que l'on met en contact. La chaleur passe du plus chaud au plus froid, ou d'un corps dont on chauffe une partie. La chaleur se propage de proche en proche à l'intérieur du corps, de la partie la plus chaude vers la partie la plus froide.

#### II.1.1. Equation fondamentale de fourrier :

Considérons deux faces ( $S_1$ ) et ( $S_2$ )



**Figure II.1 :** Représentation graphique du transfert de chaleur de  $S_1$  à  $S_2$

A l'instant  $t$ , ces surfaces sont portées aux températures respectives  $\theta$  et  $\theta + d\theta$

Le transfert de chaleur par conduction est régi par loi de Fourier.

$$dQ = -\lambda' \frac{\partial \theta}{\partial n} ds dt \quad (\text{II.1})$$

Tel que :

$dQ$  : Quantité de chaleur qui s'écoule de la surface ( $S_1$ ) à la surface ( $S_2$ ) à travers la surface dépendant l'intervalle  $dt$ .

$\frac{\partial \theta}{\partial n}$  : Gradient de température dont la direction est perpendiculaire aux isothermes.

$\lambda'$  : Conductivité thermique (elle caractérise le milieu),

$dt$  : Le temps de la traversée.

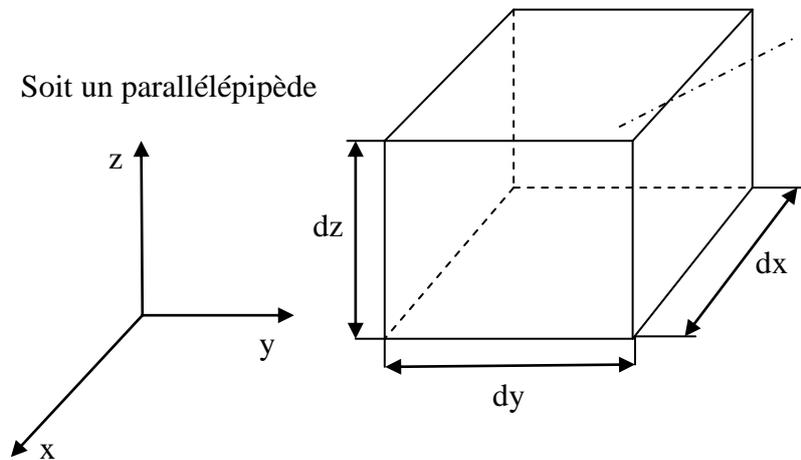
Le signe (-) indique que l'écoulement de la chaleur s'effectue dans le sens des températures décroissantes.

On considère un élément de surface  $d\Sigma$  faisant un angle  $\alpha$  avec  $ds$ .

On a :  $ds = d\Sigma \cos \alpha$

$$dQ = -\lambda' \frac{\partial \theta}{\partial n} dt d\Sigma \cos \alpha \tag{II.2}$$

Soit un parallélépipède :



**Figure II.2 :** Le transfert de chaleur qui traversant l'élément de dimensions  $dx$   $dy$   $dz$

Le transfert de chaleur qui traverse la face  $dy$   $dz$  et la face opposée, située à la distance  $dx$  de la première, et suivant l'axe  $x$  est :

$$dQ_x = \lambda' \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} dx dy dt \tag{II.3}$$

De même pour les autres axes  $y$  et  $z$ , on a :

$$dQ_x = \left( \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \right) dx dy dz dt \tag{II.4}$$

Ecrivons que cette quantité de chaleur a servi à élever de  $\partial \theta$  la température de l'élément. Désignons  $\rho$  la masse volumique de la substance,  $c_v$  sa chaleur massique et  $\rho dm$  la masse du parallélépipède élémentaire considérée.

On peut alors écrire :

$$\partial Q = dm \, d\theta \cdot c_v \quad (\text{II.5})$$

Avec  $dm = \rho \cdot dx \, dy \, dz$  et  $d\theta = (\partial\theta/\partial t) dt$

L'équation (II.5) devient :

$$dQ = \rho \cdot dx \, dy \, dz \frac{\partial\theta}{\partial t} dt \quad (\text{II.6})$$

En égalant entre (II.4) et (II.6), on aura :

$$\frac{\lambda'}{\rho c_v} \left( \frac{\partial^2\theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\theta}{\partial z^2} \right) = \frac{\partial\theta}{\partial t} \quad (\text{II.7})$$

En posant  $\alpha = \frac{\lambda'}{\rho c_v}$ , qui représente la diffusivité thermique, l'équation (II.7) s'écrit :

$$\alpha \left( \frac{\partial^2\theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\theta}{\partial z^2} \right) = \frac{\partial\theta}{\partial t} = \nabla^2\theta \quad (\text{II.8})$$

Ou :

$$\alpha \cdot \nabla^2\theta = \frac{\partial\theta}{\partial t} \quad (\text{II.9})$$

### II.1.2. Ecoulement de la chaleur en régime stationnaire :

Si la température ne varie pas avec le temps, on est en régime stationnaire ; soit  $\frac{\partial\theta}{\partial t} = 0$  :

$$\nabla^2\theta = 0 \quad (\text{II.10})$$

#### a. Mur simple :

Suivant la direction x, l'équation (II.10) s'écrit :

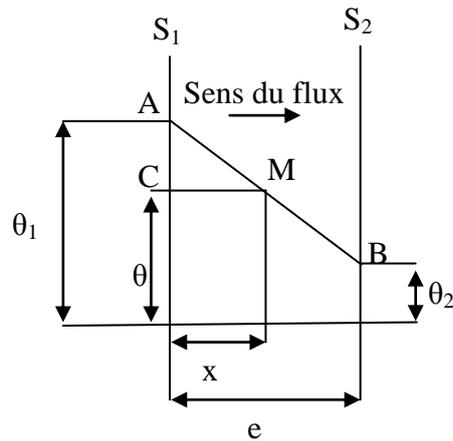
$$\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2} = 0 \quad (\text{II.11})$$

La première intégration donne:

$$\frac{\partial\theta}{\partial x} = A \quad (\text{II.12})$$

La seconde intégration donne

$$\theta = Ax + B \quad (\text{II.13})$$



**Figure II.3:** Transfert de chaleur à travers un mur simple.

Avec les conditions aux limites qui sont :

Face  $S_1$ :  $x = 0$ , on a  $\theta = \theta_1$

et

Face  $S_2$ :  $x = e$ , on a  $\theta = \theta_2$

Les constantes d'intégrations A et B s'écrivent :

$$\theta_1 = B \text{ et } A = \frac{(\theta_2 - \theta_1)}{e}$$

Soit :

$$\theta = \frac{\theta_2 - \theta_1}{e} x + \theta_1 \tag{II.14}$$

On sait que :

$$\Phi = \frac{dQ}{dt} = \lambda' \frac{d\theta}{dx}$$

Mais d'après (II.14):

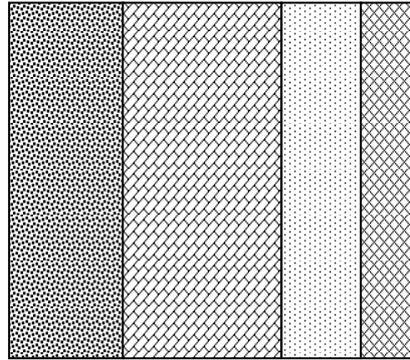
$$\Phi = \frac{dQ}{dt} = \lambda' \frac{\theta_1 - \theta_2}{e} \tag{II.15}$$

D'où:

$$\Phi = \frac{\theta_1 - \theta_2}{\frac{e}{\lambda'}} \quad \text{Par unité de surface} \tag{II.16}$$

**b. Mur Composé :**

En utilisant le même raisonnement que précédemment, on aura :

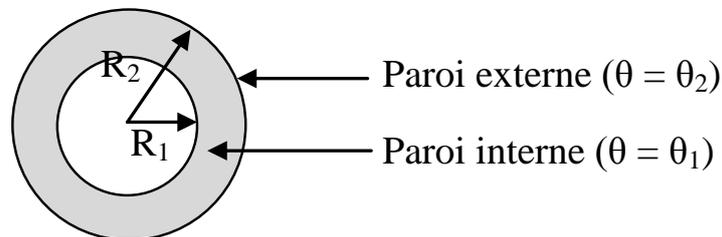


**Figure II.4 :** Transfert de chaleur à travers un mur composé.

$$\Phi = \frac{\theta_1 - \theta_2}{\sum \frac{e}{\lambda'}} \quad \text{Par unité de surface} \quad (\text{II.17})$$

**c. Cylindre creux:**

Soit  $R_1$  et  $R_2$  les rayons intérieurs et extérieurs du cylindre creux,  $\theta_1$  et  $\theta_2$  les températures respectives de leur parois.



**Figure II.5:** Cylindre creux.

On a :

$$\Phi = \lambda' \frac{d\theta}{dx} ds \quad (\text{II.18})$$

$$dr = dx dy$$

On remplace dans (II.18), on aura :

$$\Phi = \lambda' \frac{d\theta}{dr} 2\pi r L \quad (\text{II.19})$$

$$\Phi = \frac{dr}{2\pi r L} \lambda' d\theta \quad (\text{II.20})$$

En intégrant l'équation (II.20):

Pour  $R_1 \leq r \leq R_2$  et  $\theta_1 \leq \theta \leq \theta_2$

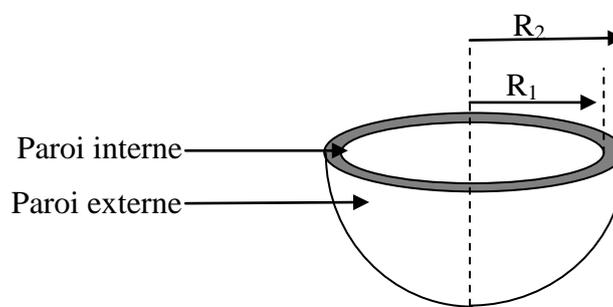
On aura :

$$\frac{\Phi}{2\pi L} \ln \frac{R_2}{R_1} \lambda' (\theta_1 - \theta_2)$$

Soit :

$$\Phi = \frac{2\pi L (\theta_1 - \theta_2)}{\ln \frac{R_2}{R_1}} \quad (\text{II.21})$$

d. **Sphère creuse** : En utilisant le même raisonnement que celui du cylindre creux, on aura :



**Figure II.6** : Transfert de chaleur à travers une sphère creuse.

$$\Phi = \frac{4\pi \lambda' R_1 R_2}{R_2 - R_1} (\theta_1 - \theta_2) \quad (\text{II.22})$$

## II.2. Convection

Les échanges de chaleur par convection qui mettent en jeu le déplacement de matière ont lieu essentiellement dans les fluides et trouvent leur origine dans le mouvement de ceux-ci.

Quelle que soit la convection (libre ou forcée) et quelle que soit la nature du régime d'écoulement du fluide (laminaire ou turbulent), le flux de chaleur est donné par la relation :

$$\Phi = h.S(\theta_1 - \theta_2) \quad (\text{II.23})$$

Où  $h$  : désigne le coefficient de transmission thermique par convection, qui dépend d'une façon complexe de la vitesse du fluide, de la température, de la nature du corps et de la nature de fluide.

**II.2.1. Convection forcée :**

Lorsque le mouvement des fluides est provoqué par une action mécanique extérieure (action d'une pompe par exemple), la convection est dite forcée.

**II.2.2. Convection libre :**

Lorsque le mouvement des Fluides est dû aux variations de masse volumique au sein des Fluides qui apparaissent sous l'effet des échanges thermiques entre Fluides et parois par suite des différences de températures, la convection est dite libre.

**II.2.3. Expression du coefficient de convection :**

Des considérations empiriques, confirmées par l'analyse dimensionnelle, on a abouti à un nombre sans dimension appelé nombre de Nusselt, qui est fonction de coefficient de convection  $h$ , de diamètre  $D$ , du coefficient de conductibilité  $\lambda'$ . Ce nombre est valable en convection forcée et en convection libre. Il est donné par la relation :

$$\text{Nu} = \frac{hD}{\lambda'} \quad (\text{II.24})$$

**II.2.3.1. En convection forcée :**

Pour la détermination du nombre de Nusselt, qui caractérise l'écart entre la convection et la conduction, on utilise la relation :

$$\text{Nu} = G R_e^{0,8} \cdot \text{Pr}^{0,4} \quad (\text{II.25})$$

Où  $R_e$  est le nombre de Reynolds et  $\text{Pr}$  le nombre de Prandtl qui caractérise l'influence de la nature du fluide sur le transfert de chaleur, il est donné par la relation:

$$\text{Pr} = \frac{\mu C_p}{\lambda'} \quad (\text{II.26})$$

Le tableau qui suit donne quelques valeurs de  $G$  de certains Fluides.

Fluide	Hydrocarbures	Eau	Gaz
G	0,023	0,020	0,018

**Tableau II.1:** Valeurs de  $G$  de certains Fluides.

Pour un régime laminaire, on a pu établir analytiquement à flux constant la relation du nombre de Nusselt :

$$\text{Nu} = 1,86 \left( R_e \cdot \text{Pr} \cdot \frac{D}{L} \right)^{1/3} \quad (\text{II.27})$$

Où  $L$  est la longueur de la canalisation de diamètre  $D$ .

**Remarque :** Dans le cas où les variations de la viscosité avec la température ne sont pas négligeables, on aura :

$$Nu = 1,86 \left( \frac{\mu}{\mu_p} \right)^{0,14} \left( Re \cdot Pr \cdot \frac{D}{L} \right)^{1/3} \quad (II.28)$$

### II.2.3.2. En convection libre :

Dans le cas d'un fluide au contact d'une paroi plane verticale, l'application du principe de l'analyse dimensionnelle fait apparaître un nombre de Nusselt caractérisé comme suit :

$$Nu = C(Gr.Pr)^N \quad (II.29)$$

Avec :  $Gr = \frac{\rho^2 g \beta \Delta \theta L^3}{\mu^2}$  Le nombre de Grashof qui caractérise les mouvements du fluide provoqués par les variations de températures et  $g\beta$  est l'accélération par unité d'écart de température de un degré.

$C$  et  $N$  : Sont des constantes déterminées expérimentalement qui dépendent de la nature du régime et des fluides.

Le tableau qui suit donne les valeurs de  $N$  et  $C$  pour le régime laminaire et le régime turbulent :

Régime	N	C	Nombre de Nusselt
Régime laminaire $10^4 < Gr.Pr < 10^9$	0,25	$0,55 < C < 0,60$	$Nu = 0,57(Gr.Pr)^{1/3}$
Régime turbulent $Gr.Pr > 10^9$	0,33	Gaz 0,12	$Nu = 0,2(Gr.Pr)^{1/3}$
		Liquide 0,17	$Nu = 0,17(Gr.Pr)^{1/3}$

**Tableau II.2 :** Valeurs des constantes  $N$  et  $C$  et expression du nombre de Nusselt pour le régime laminaire et le régime turbulent.

### II.3. Le rayonnement :

Le rayonnement est un mode d'échange de chaleur par émission et absorption de radiation. Les lois de propagation de ces radiations sont identiques à celles de la propagation de la lumière.

### II.3.1. Grandeurs énergétiques :

#### a. Flux $\phi$ :

Le flux énergétique étant la quantité d'énergie transportée sous forme de radiations pendant l'unité de temps.

#### b. Emitance ou Radiance $M$ :

C'est le rapport du flux émis dans toutes les directions par unité de surface émettrice.

$$Nu = \Phi / S \quad (\text{II.30})$$

#### c. Intensité $I$ :

Caractérise le flux énergétique émis par une surface dans une direction donnée.

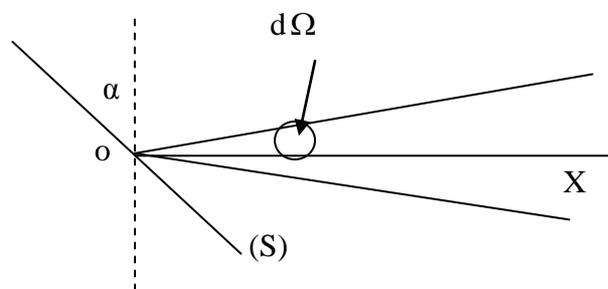


Figure II.7 : Intensité par rapport à l'axe x.

$$I = d\Phi / d\Omega \quad (\text{II.31})$$

#### d. Luminance $L$ :

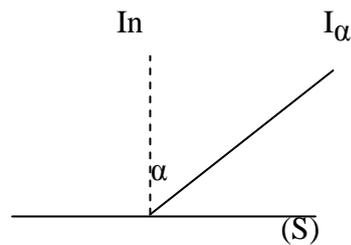
L'intensité par unité de surface apparente définit la luminance, la surface émettrice fait un angle avec la normale à la direction dans laquelle on a évalué l'intensité énergétique, qui est appelée la surface apparente :

$$L = I / S \cdot \cos \alpha \quad (\text{II.32})$$

### II.3.2. Lois du rayonnement :

#### a. Loi de Lambert :

Soit  $I_0$  l'intensité énergétique selon la normale à la surface émettrice  $S$ , et  $I_\alpha$ . L'intensité énergétique dans la direction faisant l'angle  $\alpha$  avec la normale.



**Figure II.8 :** Interprétation graphique de la loi de Lambert

On dit que le rayonnement suit la loi de Lambert si la relation :

$$I_{\alpha} = I_n / S \quad (\text{II.33})$$

$$L_{\alpha} = I_{\alpha} / S \cdot \cos \alpha \quad (\text{II.34})$$

### b. Coefficients des radiations :

A partir du flux d'énergie incident ( $\Phi_i$ ) tombant sur un récepteur, on définit les facteurs de réflexion, de transmission et d'absorption.

$$r = \Phi_r / \Phi_i \quad (\text{II.35})$$

$$t = \Phi_t / \Phi_i \quad (\text{II.36})$$

$$a = \Phi_a / \Phi_i \quad (\text{II.37})$$

Où

$\Phi_r, \Phi_t, \Phi_a$  : Sont respectivement les flux réfléchis, transmis et absorbés par le corps. Les coefficients a, r et t sont liés par la relation :

$$a + r + t = 1 \text{ a pour l'ensemble des radiations.}$$

### c. Corps noir :

On appelle corps noir ou récepteur intégral toute surface dont le facteur d'absorption a est égale à l'unité. Un corps noir absorbe complètement toutes les radiations incidentes

### d. Rayonnement noir :

L'émission énergétique totale du rayonnement noir est proportionnelle à la puissance 4 de la température absolue de l'émetteur noir.

$$M^{\circ} = \sigma R^4 \quad (\text{II.38})$$

Cette relation est dite Stefan Boltzmann.

**e. facteur d'émission d'un corps non noir :**

L'étude du rayonnement d'un corps non noir se fait par rapport à celui d'un corps noir émettant à la même température, soit :

$$\xi = M/M^\circ \quad (\text{II.39})$$

$\xi$  : est appelé facteur d'émission et varie avec la température et l'état de surface.

**f. Corps en équilibre thermique :**

**Loi de Kirchhoff:**

Considérons deux corps de petites dimensions et de surfaces respectives  $S_1$  et  $S_2$  situées suffisamment loin l'une de l'autre à l'intérieur d'une grande enceinte parfaitement isolée, et maintenue à température uniforme. Au bout d'un certain temps, il s'établit, à la suite des échanges par rayonnement entre les corps et les parois rayonnantes de l'enceinte, un équilibre thermique. Pour une longueur d'onde  $\eta$ , il "tombe" par unité de surface, sur chaque corps, l'énergie  $\Phi_\eta$ .

Le corps (1) de coefficient d'absorption  $(\partial_1)_\eta$  absorbe le flux énergétique :

$$(\Phi_1)_\eta = (\partial_1)_\eta \cdot \Phi \cdot S_1 \quad (\text{II.40})$$

De même pour le corps (2)

$$(\Phi_2)_\eta = (\partial_2)_\eta \cdot \Phi \cdot S_2 \quad (\text{II.41})$$

En tant qu'émetteur, à la longueur d'onde  $\eta$ , le corps (1) émet:

$$(\Phi'_1)_\eta = (M_1)_\eta \cdot S_1 \quad (\text{II.42})$$

De même (2) émet :

$$(\Phi'_2)_\eta = (M_2)_\eta \cdot S_2 \quad (\text{II.43})$$

A l'équilibre thermique :

$$(\Phi_1)_\eta = (\Phi'_1)_\eta \text{ et } (\Phi_2)_\eta = (\Phi'_2)_\eta \quad (\text{II.44})$$

Soit :

$$\frac{(M_1)_\eta}{\partial \eta} = \frac{(M_2)_\eta}{(\partial_2)_\eta} \quad (\text{II.45})$$

Le rapport  $M_\eta/\partial_\eta$  est constant pour tout corps. Il est indépendant de la forme et de la nature du corps en particulier, si le corps (2) est un corps noir, on a :

$$(\partial_2)_\eta = 1 \quad (M_2)_\eta = M^\circ\eta$$

$$M_\eta = a_\eta M^\circ\eta \quad (\text{II.46})$$

La relation est dite loi de Kirchhoff.

### Corps gris :

C'est tout corps dont le coefficient d'absorption est indépendant de la longueur d'onde  $\eta$ , on a :

$$M_\eta/M^\circ_\eta = a \quad (\text{II.47})$$

Echange d'énergie par rayonnement entre deux surfaces grises séparées par un milieu non absorbant.

Les échanges par rayonnement entre les surfaces de deux corps, mettent en jeu d'une part les caractéristiques propres aux corps (émission et absorption), d'autre part, l'angle sous lequel chaque surface est vue par l'autre.

On introduit alors un facteur d'angle "f qui dépend naturellement de la forme des corps et de leur disposition relative dans l'espace.

$$\Phi_{1\leftrightarrow 2} = a_1 a_2 f_{12} \sigma (T_1^4 - T_2^4) S_1 \quad (\text{II.48})$$

*Chapitre III :*  
*Dimensionnement d'un bruleur a gaz*

### III. Brûleurs :

Les brûleurs ont pour but de provoquer le mélange (air, combustible) pour libérer une quantité de chaleur, suivant les réactions de combustion. On distingue deux types de brûleurs :

- ✓ Brûleurs à gaz.
- ✓ Brûleurs à mazout.

Dans notre étude, nous avons opté pour les brûleurs à gaz qui sont disponibles sur le marché, et moins polluants.

Pour brûler des gaz combustibles, on emploie des brûleurs à gaz, ce dernier doit assurer :

- ✓ Transmission et mélange du combustible et de l'air.
- ✓ Combustion complète du combustible dans l'espace du travail du fourneau.
- ✓ Formation de la flamme qui pourra assurer la transmission de la chaleur dans l'espace de travail du Fourneau.

#### III.1. Classification des brûleurs à gaz : (Figure III. 1)

Les brûleurs à gaz sont classés selon l'indice du mélange (combustible et air).

- ✓ Brûleurs à mélange préliminaire total du combustible et de l'air (brûleurs sans Flamme)
- ✓ Brûleurs à mélange externe du combustible et de l'air.
- ✓ Brûleurs à mélange préliminaire partiel du combustible et de l'air.

##### III.1.1. Brûleurs sans flammes :

Le brûleur à mélange préliminaire total pourvoit le mélange complet du combustible et de l'air, avant d'entrer dans le four ce qui explique que le mélange préliminaire "combustible, air" ne donne pas la flamme.

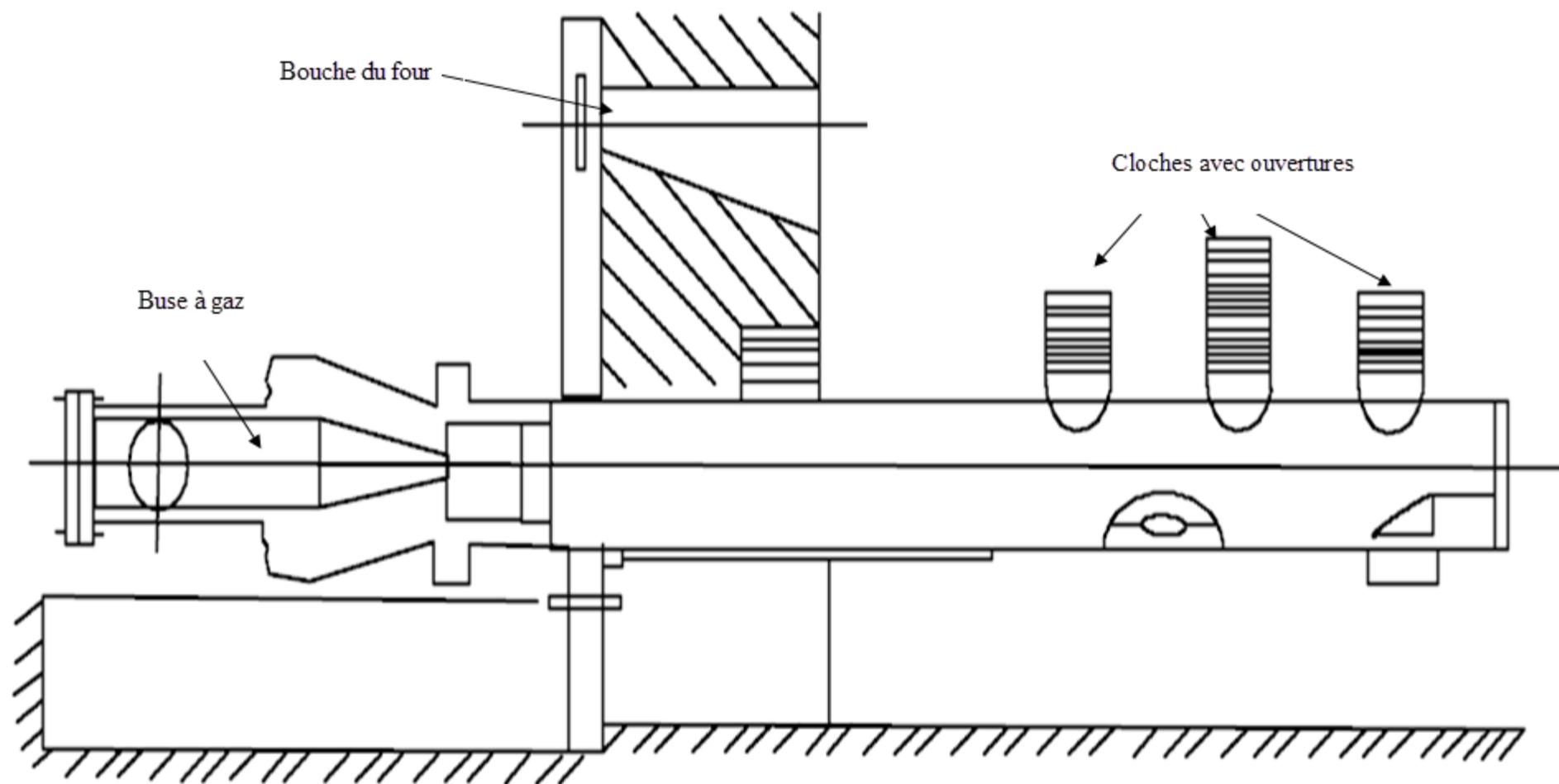
Pour mélanger préalablement le combustible avec l'air il est indispensable d'avoir une installation spéciale, c'est à dire un mélangeur.

##### III.1.2. Brûleurs en flammes :

Dans ces brûleurs, le mélange du gaz et de l'air a lieu dans l'espace de travail du four.

##### III.1.3. Brûleurs à mélange préliminaire partiel du combustible et de l'air :

Pour ces brûleurs le mélange " combustible, air "se prépare dans une installation spéciale, puis il est amené au brûleur, mais ici le mélange brûle à l'aide de l'air secondaire. On utilise ces brûleurs dans les fours à basse température, par exemple le four à sécher.



**Figure III.1 :** Bruleur à gaz

### III.2. Brûleurs à diesel : (Figure III. 2)

Pour allumer les combustibles liquides, on utilise les brûleurs à diesel qui doivent assurer :

- ✓ Une bonne pulvérisation et bon mélange du combustible et de l'air
- ✓ Approvisionnement de la combustion stable.

Les brûleurs à diesel se divisent en deux groupes :

- ✚ Brûleurs à basse pression : Pour pulvériser le mazout, on utilise l'air envoyé par des ventilateurs.
- ✚ Brûleurs à haute pression : La pulvérisation du mazout est produite par l'énergie cinétique du courant d'air (du compresseur).

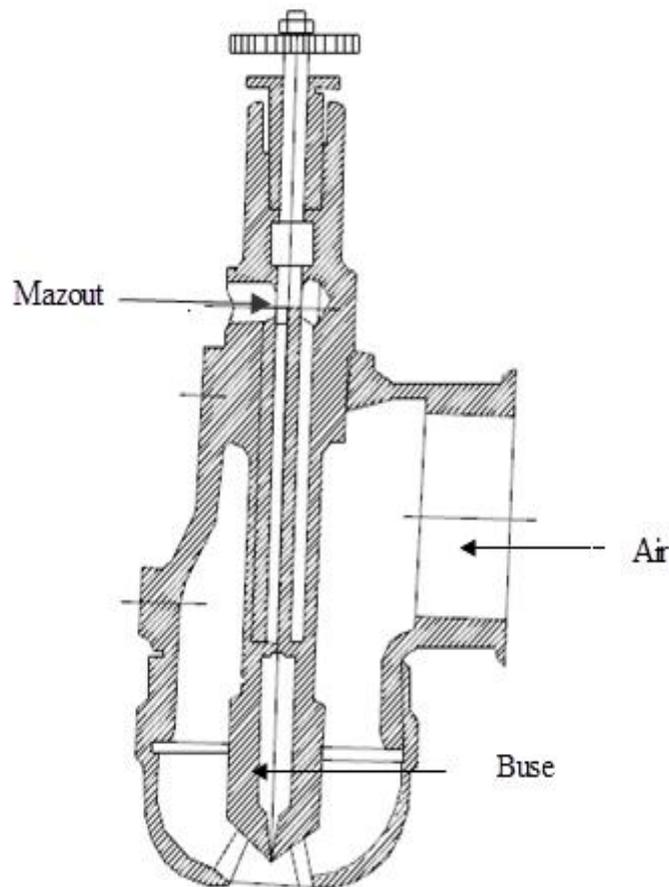


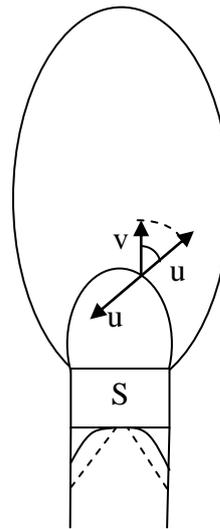
Figure III. 2 : Brûleur à diesel

### III.3. La flamme :

Dans les conditions précisées, ci-dessus, la flamme obtenue est caractérisée par la présence d'un cône bleu, qui apparaît lorsque la vitesse de l'écoulement du mélange à la tête du brûleur est supérieure à la vitesse de propagation de la flamme  $u$ .

Courbe de répartition des vitesses

- En régime laminaire  
 - - - - - En régime turbulent



**Figure III.3 :** Théorie de la formation du cône bleu.

L'écoulement, pour lequel à l'intérieur du tube du brûleur, la répartition des vitesses obéit de façon rigoureuse, en régime laminaire, à une loi parabolique avec un maximum sur l'axe, est freinée à la sortie du brûleur par la résistance de l'air, et la combustion débute dès que le mélange atteint une vitesse (portée par la normale à la surface) égale à  $u$ .

Cette théorie permet d'écrire que le débit en volume du mélange air- gaz, produit de la vitesse moyenne  $v_1$  de l'écoulement par la section  $S$  de l'orifice de sortie est égal au produit de la surface du cône par la vitesse de propagation de la flamme, qui est constante

$$v_1 S = u \Sigma \quad (\text{III.1})$$

D'où :

$$u = \frac{v_1 S}{\Sigma} \quad (\text{III.2})$$

La vitesse de propagation de la flamme  $u$  est pratiquement indépendante de la nature et des dimensions de l'orifice, mais elle dépend de la composition du mélange gazeux et de sa température au nez du brûleur.

Si l'on augmente la vitesse de l'écoulement  $v_1$  la surface du cône (c'est à dire sa hauteur. la base étant fixe) va augmenter de manière à ce que le rapport  $v_1/\Sigma$  reste constant.

On peut obtenir avec le gaz de ville des cônes, dont la hauteur atteint plus de six fois le diamètre de base. D'après la formule précédente; La relation entre hauteur  $h$  du cône et rayon  $r$  de l'orifice du brûleur est la suivante :

$$\frac{h}{r} = \sqrt{\left(\frac{v_1}{u}\right)^2 - 1} \quad (\text{III.3})$$

En première approximation si  $v_1$  est très supérieure à  $u$ .

On a :

$$\frac{h}{r} = \frac{v_1}{u} \quad (\text{III.4})$$

### III.3.1. Vitesse de soufflage de la flamme :

Lorsque la vitesse de l'écoulement gazeux au nez du brûleur augmente, la relation  $h/r = v_1/u$  montre que la hauteur de la flamme augmente également. Il existe cependant une valeur limitée à partir de laquelle le cône cesse d'exister. La flamme se décolle alors du brûleur avec risque d'extinction et la combustion s'accompagne de vibrations et devient bruyante.

### III.3.2. Vitesse critique de retour de flamme :

Si la vitesse de l'écoulement gazeux au nez du brûleur devient inférieure à la vitesse de déflagration, la flamme remonte dans le tube du brûleur et vient se fixer au point où s'opère le mélange air + gaz (injecteur).

### III.4. Choix du brûleur :

La meilleure solution consiste dans le choix des brûleurs fonctionnant avec gaz et air sous basse pression qui permettent le meilleur mélange et le réglage le plus souple.

Enfin, il faut retenir également les possibilités intéressantes des brûleurs à combustion rapide qui peuvent être alimentés en gaz à moyenne pression et en air à basse pression. A la sortie du bloc réfractaire qui constitue ces brûleurs on a des gaz dont la combustion est pratiquement terminée et dont la température est très élevée. Ceci est avantageux pour les appareils d'utilisation dont le fonctionnement repose essentiellement sur le principe de convection.

### III.5. Calcul des dimensions du brûleur :

Les données mises à notre disponibilité par la SONELGAZ montre que le gaz naturel alimentant le four d'étuvage a la composition chimique suivante :

Nom du gaz	Symbole chimique	%
Méthane	CH <sub>4</sub>	83,5
Ethane	C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	7,2
Propane	C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	2,1
Butane	C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	0,7
Azote	N <sub>2</sub>	6,3
Gaz carbonique	CO <sub>2</sub>	0,2

**Tableau III.1** : Composition chimique du gaz naturel

### III.5.1. Calcul du pouvoir calorifique

On appelle pouvoir calorifique (Chaleur de combustion) d'un combustible, la quantité de chaleur fournie par la combustion complète de /kg de combustible solide ou liquide, ou Un de combustible gazeux dans les conditions normales.

La relation du pouvoir calorifique est donnée par la loi de Dulong:

$$Q_w = 126,32 \text{ CO} + 108\text{H}_2 + 338,4 \text{ CH}_4 + 712,3 \text{ C}_m\text{H}_m \quad (\text{III.5})$$

A partir du tableau III.1, On obtient :

$$Q_w = 338,4 \text{ CH}_4 + 712,3 (\text{C}_2\text{H}_6 + \text{C}_3\text{H}_8 + \text{C}_4\text{H}_{10})$$

$$Q_w = 39515,56 \text{ kJ/m}^3$$

### III.5.2. Calcul de la densité du gaz naturel et de l'air :

Elle est donnée par la relation suivante :

$$\rho_g = \frac{0,835(\text{CH}_4) + 0,002(\text{CO}_2) + 0,063(\text{N}_2) + 0,0072(\text{C}_2\text{H}_6) + 0,021(\text{C}_3\text{H}_8) + 0,007(\text{C}_4\text{H}_{10})}{22,4}$$

$$\rho_g = 0,835 \text{ kg/m}^3$$

Cette densité est inférieure à celle de l'air qui est de 1,29 kg/m.

### III.5.3. Calcul du débit de gaz :

Connaissant la puissance calorifique dans l'enceinte du four d'étuvage et le pouvoir calorifique du gaz naturel, on peut déterminer le débit de gaz.

$$B = 515,190 \text{ kw} \quad [16]$$

$$Q_w = 39515,56 \text{ kJ/m}^3$$

$$\dot{V}_{\text{g}} = \frac{B}{Q_w} \quad (\text{III.6})$$

$$\dot{V}_{\text{g}} = 0,004 \text{ m}^3/\text{s}$$

### III.5.4. Calcul du diamètre du brûleur (gaz)

A partir du débit qui en fonction de la section circulaire de la conduite et de la vitesse, on peut tirer le diamètre du brûleur soit :

$$d_g = \sqrt{\frac{4 \dot{V}_{\text{g}}}{\pi V}} \quad (\text{III.7})$$

$$d_g = 23 \text{ mm}$$

La valeur de la vitesse du gaz est prise généralement égale à 10 m/s en industrie. Suivant le Tableau (III.2)

Eau	0,5 ÷ 3 m/s
Huile et Mazout	0,1 ÷ 1,5 m/s
Air comprimé	15 ÷ 25 m/s
Air à base pression	10 ÷ 20 m/s
Combustible gazeux et gaz	8 ÷ 20 m/s
Fumées	6 ÷ 8 m/s

**Tableau III.2 :** Valeur industrielle des vitesses de quelque fluide

### III.5.5. Calcul du diamètre du brûleur (air).

La combustion est un phénomène physico-chimique où les éléments combustibles (Méthane, Ethane, Propane, Butane) et l'oxygène de l'air se combinent, ce qui est accompagné d'un dégagement très intense de chaleur et s'effectue à haute température. Toute combustion suppose qu'il est nécessaire d'avoir un contact étroit entre les molécules du combustible et celles de l'oxydant.

La combustion se fait selon les réactions chimiques suivantes

Nom	Réactions chimiques
Méthane (CH <sub>4</sub> )	CH <sub>4</sub> + 2O <sub>2</sub> → CO <sub>2</sub> + 2H <sub>2</sub> O
Ethane (C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> )	C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> + 7/2O <sub>2</sub> → 2CO <sub>2</sub> + 3H <sub>2</sub> O
Propane (C <sub>3</sub> H <sub>8</sub> )	C <sub>3</sub> H <sub>8</sub> + 5O <sub>2</sub> → 3CO <sub>2</sub> + 4H <sub>2</sub> O
Butane (C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> )	C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> + 13/2O <sub>2</sub> → 4CO <sub>2</sub> + 5H <sub>2</sub> O

Tableau III.3 : Réactions chimiques de la combustion

On remarque que pour chaque composant du combustible, il faut un certain nombre de molécules pour sa réaction chimique de cela, on peut calculer la quantité d'oxygène théorique globale :

$$O_t = 2(\text{CH}_4 \%) + \frac{7}{2}(\text{C}_2\text{H}_6 \%) + 5(\text{C}_3\text{H}_8 \%) + \frac{13}{2}(\text{C}_4\text{H}_{10} \%)$$

$$O_t = 2,07 \text{ Normal m}^3\text{O}_2 / \text{ Normal m}^3\text{gaz}$$

Connaissant le pourcentage de l'oxygène par rapport à l'air qui est de 21%, on peut calculer le volume théorique de l'air  $v_t$ :

$$v_t = \theta_t \left( \frac{100}{21} \right) \quad (\text{III.8})$$

$$v_t = 9,85 \text{ Normal m}^3\text{air} / \text{ m}^3\text{de gaz}$$

D'après le calcul de  $v_b$  on constate que pour 9,85 Normal m<sup>3</sup> air, il lui faut 1 Normal m<sup>3</sup> de gaz, connaissant le débit nécessaire pour la combustion, on peut déduire le débit théorique d'air qui est de :

$$\dot{V}_{t,\text{air}} = 0,039 \text{ Normal m}^3/\text{s air}$$

Pratiquement pour une bonne combustion, il faut avoir toujours un excès d'air, à cet effet, on utilise la relation suivante :

$$\dot{V}_{\text{reel,air}} = (1,1 + 1,02) 0,039 \dot{V}_{t,\text{air}} \quad [9]$$

(1,1 + 1,02) : Valeur industrielle.

Soit :

$$\dot{V}_{\text{reel,air}} = 1,2 \dot{V}_{t,\text{air}}$$

$$\dot{V}_{\text{reel,air}} = 0,047 \text{ Normal m}^3 / \text{s}$$

En connaissant le débit d'air réel et sa vitesse tirée du tableau (II.2) On peut écrire :

$$d_{\text{air}} = \sqrt{\frac{4 \dot{V}_{\text{air}}}{\pi V_{\text{air}}}} \quad (\text{III.9})$$

Avec :  $V_{\text{air}} = 15 \text{ m/s}$

$$d_{\text{air}} = 63 \text{ mm}$$

### III.5.6. Calcul du diamètre de mélange (dm):

Au niveau du bruleur, il se forme un mélange qui est composé d'air et du gaz caractérisé par une densité, une vitesse, une pression et un débit.

#### III.5.6.1. Calcul de la densité du mélange :

A partir du calcul de la densité de l'air et du gaz et connaissant leurs masses, on peut déterminer la densité du mélange, en utilisant la formule suivante :

$$\rho_m = \frac{\sum \rho_i \cdot m_i}{\sum m_i} \quad (\text{III.10})$$

$$\rho_m = \frac{\rho_g \cdot m_g + \rho_{\text{air}} \cdot m_{\text{air}}}{m_g + m_{\text{air}}} \quad (\text{III.11})$$

Donc

$$\rho_m = 1,267 \text{ kg / m}^3$$

#### III.5.6.2. Calcul de la vitesse du mélange a la sortie de la buse :

La vitesse du mélange dans la buse est donnée en fonction de la densité, de pression du mélange et d'un coefficient d'écoulement ( $\phi$ ) industriellement donné par une valeur de 0,7 [11]

$$V_b = \phi \sqrt{\frac{2P_m}{\rho_m}} \quad (\text{III.12})$$

Puisque le mélange est composé de deux constituants, gaz et air, sa pression est déterminée comme suit :

$$P_m = \frac{\sum P_i \cdot V_i}{\rho_m} \quad (\text{III.13})$$

Soit :

$$P_m = \frac{P_g \cdot V_g + P_{air} \cdot V_{air}}{V_g} \quad (III.14)$$

$$P_m = 1,769 \text{ bar}$$

On a : d'après la relation (III.12)

$$V_b = 0,7 \sqrt{\frac{2 \times 1,769 \cdot 10^3}{1,276}}$$

$$V_b = 37 \text{ m/s}$$

Le débit du mélange est la somme des deux débits (gaz et air), soit :

$$\dot{V}_m = 0,051 \text{ m}^3/\text{s}$$

A partir de la conservation du débit de mélange, et connaissant la vitesse à la sortie de la buse, on peut déduire le diamètre, soit :

$$d_b = \sqrt{\frac{4 \dot{V}_m}{\pi V_b}} \quad (III.15)$$

$$d_b = 42 \text{ mm}$$

Pour le diamètre du mélange, on utilise la même relation soit :

$$d_m = \sqrt{\frac{4 \dot{V}_m}{\pi V_m}} \quad (III.16)$$

$$\text{D'où : } V_m = \frac{\sum v_i V_i}{\sum v_i}$$

$$V_m = 14,60 \text{ m/s}$$

Donc de la relation (III.16), on obtient

$$d_m = 67 \text{ mm}$$

### III.6. Calcul de la température théorique de combustion :

Lorsqu'on part de combustible gaz et d'air, la température maximale susceptible d'être obtenue est celle à laquelle les produits de la combustion peuvent-être portés par la chaleur dégagée par la combustion.

Les volumes des produits qui se forment dans la combustion d'un même cube de gaz sont déterminés par des équations de la combustion.

	un mètre cube de gaz	Oxygène nécessaire mètre cube	Produits de la combustion mètres cubes		
			CO <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O	N <sub>2</sub>
CH <sub>4</sub>	0,835	1,67	0,835	1,67	-
C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	0,072	0,252	0,144	0,216	-
C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	0,021	0,105	0,063	0,084	-
C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	0,007	0,0455	0,028	0,035	-
N <sub>2</sub>	0,063	-	-	-	0,063
CO <sub>2</sub>	0,002	-	0,02	-	-
TOTAL	1	2,07	1,072	2,005	0,063

La quantité d'air nécessaire est: 9,85 Normal m<sup>3</sup> de gaz.

Le volume de l'Azote est : 9,85-2,07 = 7,78 Normal m<sup>3</sup>

En total, le volume de l'azote nécessaire est: 7,78 + 0,063 m<sup>3</sup>

La chaleur développée par la combustion est emmagasinée dans les produits de la combustion : CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, N<sub>2</sub>

Soit T<sub>1</sub> la température de la combustion cherchée, les produits de la combustion renferment les quantités de chaleur suivantes:

$$Q_{N_2} = 7,843 (0,0303t + 0,000027 t^2) \quad (\text{III.17})$$

$$Q_{H_2O} = 2,005 (0,34 t + 0,000115 t^2) \quad (\text{III.18})$$

$$Q_{CO_2} = 1,072 (0,371 + 0,00027t^2) \quad (\text{III.19})$$

La somme des trois relations (III.17), (III.18) et (III.19) donne:

$$Q_w = 3,457t + 0,0008 t^2 \quad (\text{III.20})$$

$$Q_w = 9437,68 \text{ Kcal}$$

Cela, correspond à une température théorique de :

$$T_t = 1897 \text{ °C}$$

### III.6.1 Calcul de la température pour un excès d'air :

L'excès d'air est de l'ordre (10% et 20%) dans le Jour d'étuvage. ce qui rapporte son volume à :

$$V_{\text{excès,air}} = 0,20 \times 9,85 = 1,97 \text{ m}^3$$

La quantité de chaleur dégagée par cet excès d'air est :

$$V_{\text{excès, air}} = 1,97 \cdot (0,303 \text{ t} + 0,000027 \text{ t}^2)$$

$$V_{\text{excès, air}} = (0,59691 \text{ t} + 0,00005319 \text{ t}^2)$$

Théoriquement on a trouvé :

$$Q_w = 3,4547t + 0,0008t^2$$

En ajoutant la quantité d'excès d'air à celle trouvée théoriquement on a :

$$Q_w = 4,0516t + 0,00085319t^2 = 9437,68 \text{ kcal.}$$

Soit une valeur de la température théorique :

$$T, = 1718^\circ\text{C}$$

Lorsque le combustible brûle, ce phénomène donne toujours lieu à des pertes calorifique, c'est pourquoi la température réelle de combustion du combustible est toujours inférieure à la température théorique de même substance, la température pratique est déterminée par la formule :

$$T_{\text{prat}} = (0,75 \div 0,8)T_t \quad [9]$$

$$T_{\text{prat}} = 1374^\circ\text{C}$$

## *Chapitre IV :*

*Calcul de la pression totale pour les  
deux circuits du gaz et de l'air*

**IV.1. Circuit de gaz : (Figure IV.1 et IV.2)**

Pour le calcul de la pression au niveau (2), on applique l'équation de Bernoulli entre le niveau (1) et le niveau (2), tel que :

$$\frac{P_2}{\rho_g \cdot g} + \frac{V_2^2}{2g} + z_2 = \frac{P_1}{\rho_g \cdot g} + \frac{V_1^2}{2g} + z_1 + \Delta H_T \quad (\text{IV.1})$$

On a comme plan de référence, la base du four.

De l'équation (IV. 1), On déduit la valeur de la pression  $P_2$

$$\frac{P_2}{\rho_g \cdot g} = \frac{P_1}{\rho_g \cdot g} + \frac{V_1^2 - V_2^2}{2g} + z_1 - z_2 + \Delta H_T \quad (\text{IV.2})$$

À partir de la conservation du débit, on a :

$$V_2^2 = V_1^2 \cdot \left( \frac{D_1}{D_2} \right)^4 \quad (\text{IV.3})$$

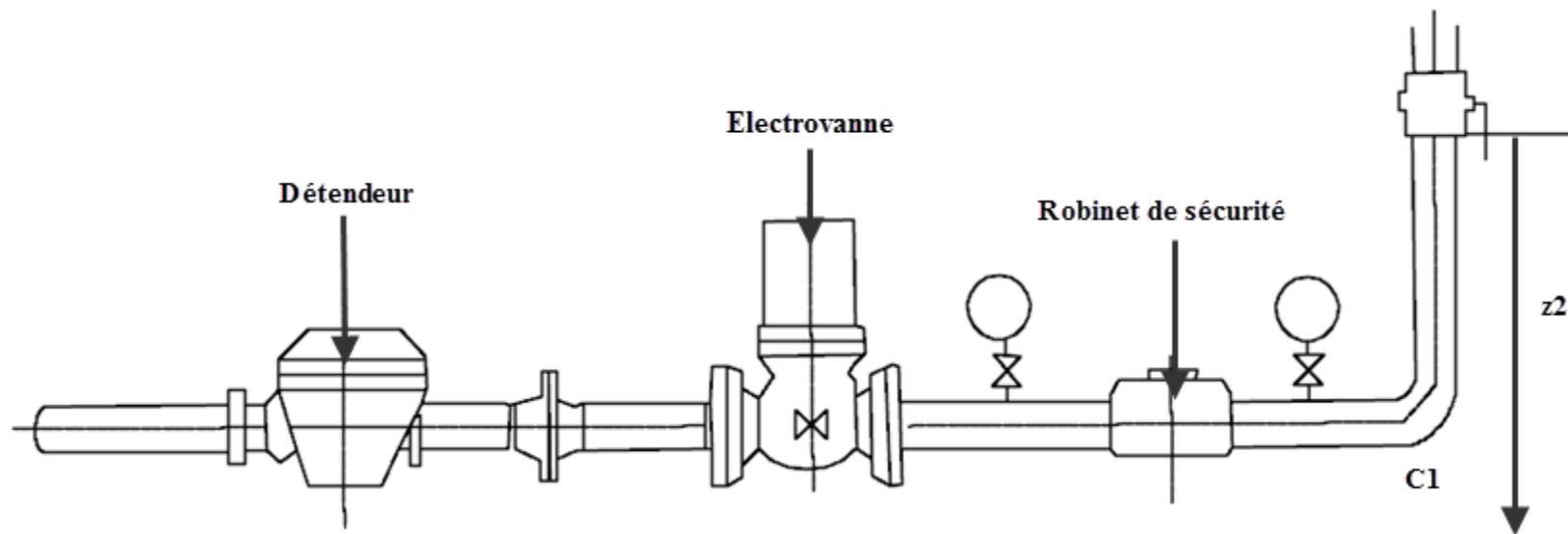
Avec  $D_1 = D_2$ , on a :

$$V_1 = V_2 \quad (\text{IV.4})$$

En remplaçant l'équation (IV.4) dans l'équation (IV.2), on obtient :

$$\frac{P_2}{\rho_g \cdot g} = \frac{P_1}{\rho_g \cdot g} + z_1 - z_2 + \Delta H_T \quad (\text{IV.5})$$

Dans le tableau qui suit sont représentées les valeurs de la pression statique, de la hauteur piézométrique et du diamètre de la conduite dans le circuit du gaz.



**Figure IV. 1 :** Circuit de gaz (vue de coté droit)

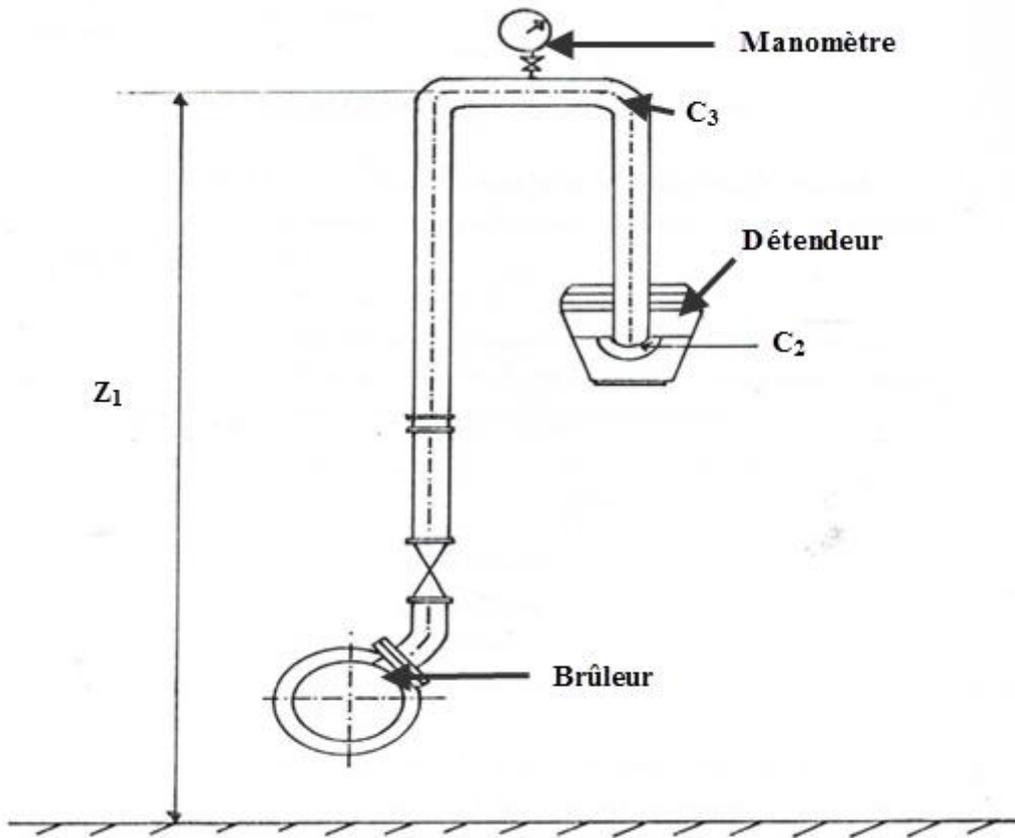


Figure IV.2 : Circuit de gaz (vue de face)

	Pression (bars)	Hauteur (mm)	Diamètre (mm)
Niveau 01	1.4	2800	40
Niveau 02	?	2380	40

Tableau IV.1: Caractéristiques du circuit de gaz

**IV.1.1. Calcul de la perte de charge totale :**

La perte de charge totale est la somme des pertes de charges linéaires  $\Delta H_L$  et  $\Delta H_S$  singulières :

$$\Delta H_T = \Delta H_L + \Delta H_S \tag{IV.6}$$

**IV.1.1.1. Perles de charges linéaires :**

Ces pertes sont en fonction du coefficient de pertes de charges linéaire  $\lambda$  de la longueur de la conduite de gaz  $L$  de la vitesse moyenne  $V$  et du diamètre  $D_1$  de la conduite. Soit :

$$\Delta H_L = \lambda \frac{L}{D_1} \frac{V_1^2}{2g} \tag{IV.7}$$

Données :

La pesanteur  $g = 9,81 \text{ m/s}^2$

La longueur  $L = 3510 \text{ mm}$

Le diamètre  $D_1 = 40 \text{ mm}$ .

La valeur de la vitesse moyenne tirée du débit est :

$$V_1 = 3,30 \text{ m/s.}$$

**a. calcul du coefficient des perles de charges linéaire  $\lambda$  :**

Le coefficient de perte de charge linéaire est en fonction de nombre de Reynolds et de l'état de surface interne de la conduite définie par sa rugosité. Dans notre cas les conduites sont hydrauliquement lisses.

$$R_e = \frac{V_1 \cdot D_1}{\vartheta_{\text{méthane}}} \quad (\text{IV.8})$$

Le gaz naturel circulant dans la conduite a une température de  $1^\circ\text{C}$ . ce qui ramène d'après le tableau (IV. 2), sa viscosité cinématique a:

$$\vartheta_{\text{méthane}} = 12,7 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$$

Soit :

$$R_e = 10394$$

Le régime d'écoulement est donc turbulent.

On remarque que le nombre de Reynolds  $R_e$  est inférieur à  $10^5$ , ce qui implique que le coefficient des pertes des charges  $\lambda$  ne dépend que du nombre de Reynolds.

D'après la formule de Blasius, valable pour  $R_e < 10^5$ , On a :

$$\lambda = 0,316 \cdot R_e^{-0,25} \quad (\text{IV.9})$$

Soit :  $\lambda = 0,0313$

Température		Viscosité dynamique
l	T	$\mu \cdot 10^{-6}$
°C	°K	Ns/m <sup>2</sup>
-80	193,15	7,4
-60	213,15	8,1
-40	233,15	8,8
-20	253,15	9,5
0	273,15	10,35
20	293,15	10,87
50	323,15	11,80
100	373,15	13,31
180	423,15	14,71
200	473,15	16,05
250	523,15	17,25
300	573,15	18,60
380	653,15	20,26
499	572,15	22,64

**Tableau IV.2 :** Valeur de la viscosité dynamique  $\mu$  du méthane en fonction de la température.

La valeur de la perte de charge linéaire est donc :

$$\Delta H_L = 15,24 \text{ m}$$

#### IV.1.1.2. Pertes de charges singulières :

Les pertes de charges singulières sont en fonction de la nature de la singularité et de la vitesse.

$$\Delta H_s = K \frac{V_1^2}{2g} \quad (\text{IV.10})$$

Les points de singularité dans le circuit de gaz sont représentés par le tableau (IV-3)

Salure de la singularité	Relation	Valeur	Référence Bibliographique
Coude	$K_e = \left[ 0,131 + 1,847 \left( \frac{D}{2R_0} \right)^{3,5} \right] \frac{\alpha}{90}$	$K_e = 0,145$	Hydraulique Générale et Appliquée
Electrovanne		$K_e = 5,2$	//
Robinet de pression de consigne		$K_e = 5,2$	//
Détendeur	-	$K_e = 5,2$	//

**Tableau IV.3 :** Valeurs du coefficient de perte de charge singulière pour le circuit de gaz

$S_1/S$		0,2	0,4	0,6	0,8	1
K	Soupape à siège plan	1,2	1,6	2	2,5	3
	Soupape guidée, siège à ailettes	2,3	2,8	3,5	4,3	5,2

**Tableau IV.4 :** Valeurs du Coefficient de perte charge singulière K pour les soupapes

**Remarque :**

Les valeurs du coefficient de perte de charge singulière pour l'électrovanne, le robinet de pression de consigne et du détendeur sont tirées d'après le tableau (IV.4).

D'après la formule (IV.10), On obtient :

$$\Delta H_s = 8,9 \text{ m}$$

Soit:

$$\Delta H_T = 24,14 \text{ m}$$

En remplaçant les valeurs de la perte de charge linéaire et singulière dans ta formule (IV.5) on obtient :

$$P_2 = 1,4020118 \text{ bar}$$

**IV.2. Circuit d'air (Figure IV.3)**

Pour la détermination de la pression au niveau (4), On applique l'équation de Bernoulli entre le niveau (3) et (4) tel que :

$$\frac{P_4}{\rho_{\text{air}} \cdot g} = \frac{P_3}{\rho_{\text{air}} \cdot g} + z_3 - z_4 + \Delta H_T \tag{IV.11}$$

$V_3 = V_4$  (même diamètre) et les caractéristiques du circuit d'air sont données par le tableau suivant :

	Pression (bar)	Hauteur (mm)	Diamètre (mm)
Niveau (3)	1,8	2835	66
Niveau(4)	?	3550	66

**Tableau IV.5** : Caractéristiques de circuit d'air.

#### IV.2.1. Calcul de la perte de charge :

##### IV.2.1.1. Les pertes de charges linéaires :

Sachant que :

$$\Delta H_L = \lambda \frac{L}{D_3} \frac{V_3^2}{2g} \quad (\text{IV.12})$$

Avec:

La longueur  $L = 2170\text{mm}$

Le diamètre  $D_3 = 66\text{mm}$

La vitesse  $V_3 = 13,66\text{ m/s}$

$$R_e = \frac{V_3 \cdot D_3}{\vartheta_{\text{air}}}$$

La viscosité cinématique de l'air est déterminée à partir du tableau (IV.6). Pour une température de  $25^\circ\text{C}$ .

$$\vartheta_{\text{air}} = 14,13 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$$

D'où :

$$R_e = 63805$$

Le régime d'écoulement est turbulent et puisque le nombre de Reynolds est inférieur à  $10^5$  on applique la relation de Blasius (IV.9), Pour déterminer la valeur de  $A$ , soit :

$$\lambda = 0,02$$

La valeur de la perte de charge linéaire est :

$$\Delta H_L = 6,25 \text{ m}$$

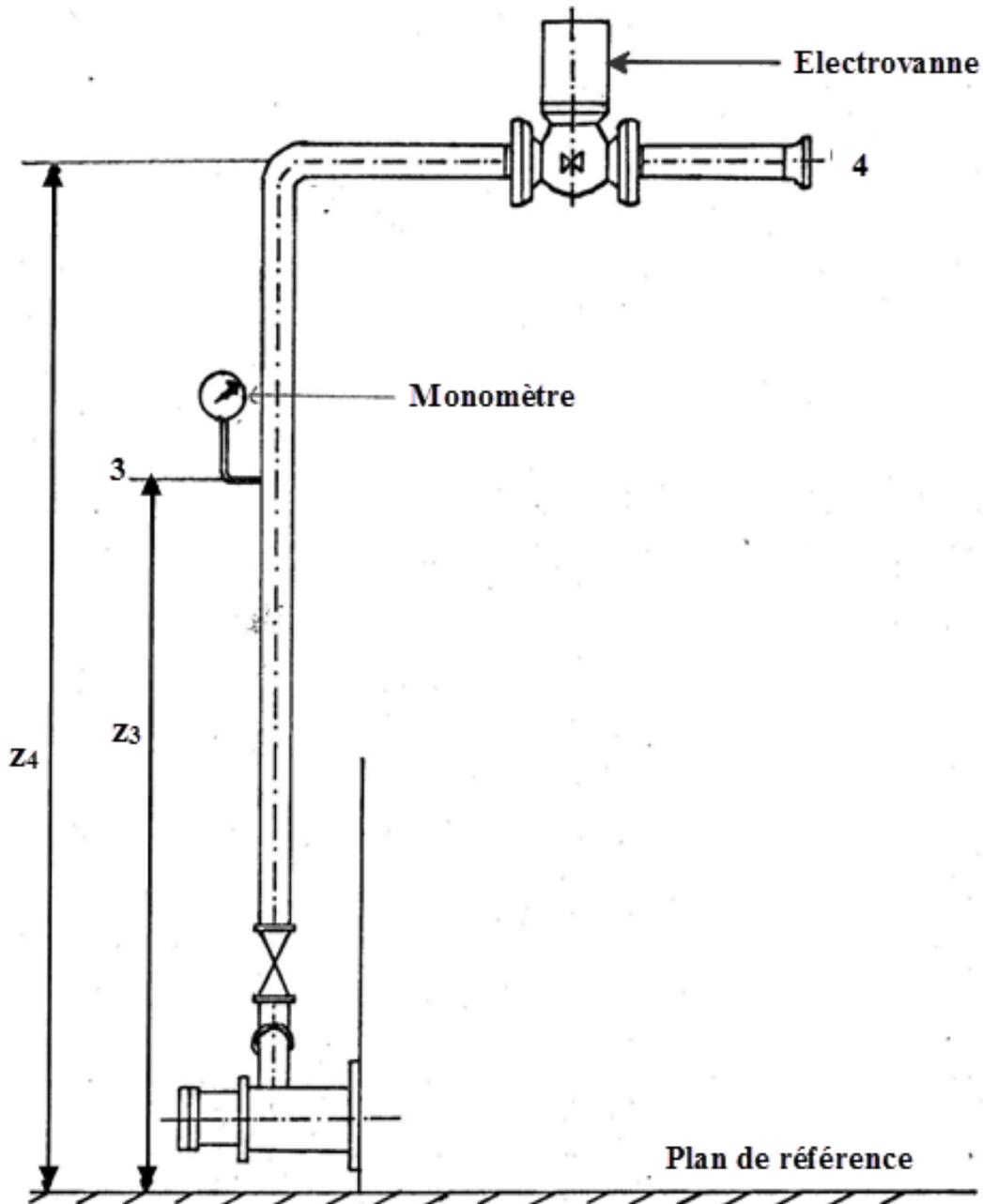


Figure IV.3: Circuit d'air (vue de coté droit)

**IV.2.1.2. Les pertes de charges singulières:**

Les points de singularité dans le circuit d'air sont donnés par le tableau (IV-3) pour le coude et l'électrovanne.

D'après la formule (IV.10) on obtient

$$\Delta H_s = 50,83m$$

Température		Viscosité dynamique
t	T	$\mu \cdot 10^{-6}$
°C	°K	N <sub>s</sub> /m
-194	79,15	5,51
-183	90,15	6,27
-150	123,15	8,70
-100	173,15	11,80
-50	223,15	14,60
0	273,15	17,19
50	323,15	19,26
100	373,15	21,24
200	423,15	23,19
150	473,15	25,42
250	523,15	27,04
300	573,15	28,86
350	623,15	30,68
400	673,15	32,45
450	723,15	34,13
500	773,15	35,70

**Tableau IV.6 :** Valeur de la viscosité dynamique  $\mu$  de l'air en fonction de la température.

La valeur de la perte de charge totale est :

$$\Delta H_T = 57,08\text{m}$$

En remplaçant les valeurs de la perte de charge linéaire et singulière dans la formule (IV.11), On obtient :

$$P_4 = 1,871329 \text{ bars}$$

*Chapitre V :*  
*Ventilation*

### V.1. Généralités :

Le ventilateur est constitué schématiquement par une roue à ailettes, tournant dans une volute fixe, il aspire l'air, le plus souvent à la pression atmosphérique, et le restitue dans un circuit à une certaine pression, pour vaincre les pertes de charges du circuit et avec un certain débit.

Les grandeurs caractérisant un ventilateur sont donc le débit d'air  $V$  qu'il fournit et la pression totale  $P_t$  de cet air entre l'entrée et la sortie du ventilateur.

### V.2. La pression engendrée par le ventilateur :

La pression engendrée par le ventilateur est la somme de la pression statique et de la pression dynamique.

Considérons le cas général d'un ventilateur aspirant par conduit d'aspiration et refoulant dans un circuit. Il doit entretenir le débit malgré les pertes de charges en amont et en aval et éventuellement maintenir les locaux en surpression. Sa charge doit donc être égale à la totalité des pertes de charges, surpression à créer comprises.

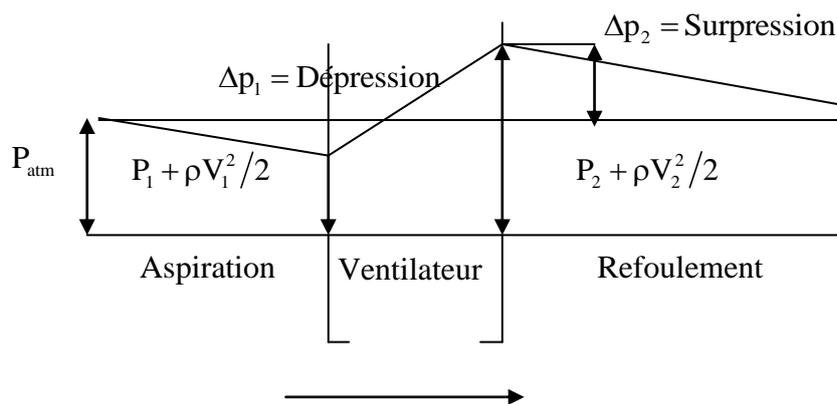


Figure V.1 : principe de fonctionnement d'un ventilateur.

#### V.2.1. Variation de la pression totale dans un ventilateur

Dans le conduit d'aspiration, le ventilateur doit créer une dépression  $\Delta p_1$  pour mettre l'air en mouvement et le faire parvenir jusqu'à lui en vainquant les pertes des charges de l'aspiration.

$$\Delta p_1 = P_{\text{atm}} - \left( P_1 + \rho V_1^2 / 2 \right) \quad (\text{V.1})$$

Puis, le ventilateur refoule cet air en lui donnant une pression totale telle que la surpression créée  $\Delta p_2$  lui permet de vaincre les pertes de charges sur le refoulement et de maintenir une certaine surpression éventuelle dans les locaux desservis :

$$\Delta p_2 = \left( P_2 + \rho V_2^2 / 2 \right) - P_{\text{atm}} \quad (\text{V.2})$$

Ainsi, la pression  $p_t$  engendrée par un ventilateur vaut:

$$p_t = \Delta p_1 + \Delta p_2 = (P_2 + \rho V_2^2 / 2) - (P_1 + \rho V_1^2 / 2) \quad (\text{V.3})$$

### Remarque

Si le ventilateur est seulement aspirant ou refoulant, les pressions dynamiques  $\rho V_2^2 / 2$  et  $\rho V_1^2 / 2$  sont respectivement nulles.

### V.3. Les puissances du ventilateur :

C'est à partir de la pression totale que se définissent les puissances

#### V.3.1. La puissance utile $B_u$ :

La puissance utile  $B_u$  est la puissance dont dispose effectivement le fluide à la sortie de la machine.

$$B_u = \Delta p_3 \quad (\text{V.4})$$

$\Delta p_3$  : Pertes externes mécaniques et volumétriques (Frottement de l'axe sur palier et fuites dues à l'augmentation de pression).

#### V.3.2. La puissance absorbée $B_a$ :

Elle est fournie par le moteur à l'arbre de la machine

$$B_a = (\Delta p_1 + \Delta p_2 + \Delta p_3) \cdot V \quad (\text{V.5})$$

$\Delta p_1$  : Pertes de charge dans le circuit (En amont et en aval de la machine).

$\Delta p_2$  : Pertes "hydrauliques" internes à la machine (frottement, chocs et variations de vitesses du fluide dans la roue et dans l'enveloppe).

### V.4. Rendement global d'un ventilateur :

Le rendement du ventilateur (centrifuge) global de la machine est :

$$\eta_y = \frac{B_u}{B_a} \quad (\text{V.6})$$

### V.5. Expression du nombre de tours (ou vitesse) spécifique $N_s$ :

C'est la vitesse à laquelle tournerait une machine semblable qui, en régime de fonctionnement homologué, débiterait  $1 \text{ m}^3/\text{s}$ . Avec une surpression de  $1 \text{ Pa}$ .

$$N_s = \frac{N \dot{V}^{1/2}}{\left(\frac{p}{\rho}\right)^{3/4}} = \text{cte} \quad (\text{V.7})$$

La vitesse spécifique  $N_s$ , nombre sans dimension, correspond à des valeurs usuelles comprises entre 0,025 et 0,5.

Pour déterminer le type du ventilateur on doit calculer la vitesse spécifique  $N_s$ . cette vitesse est donnée par suivant :

- ✓ Valeurs les plus faibles pour les ventilateurs à passage radial  $N_s = 0.025$  à  $0.4$
- ✓ Valeurs les plus élevées pour les ventilateurs à passage axial  $N_s = 0.4$  à  $4$

### V.5.1. Calcul de la vitesse spécifique :

Le ventilateur utilisé dans le four d'étuvage réalise un débit de  $0,047 \text{ m}^3/\text{s}$  pour une pression engendrée de  $0,08725335 \text{ bar}$  et tournant à un régime de  $2000 \text{ tr/min}$  d'après la formule (V.07), on a :

$$N_s = \frac{N \dot{V}^{1/2}}{\left(\frac{p}{\rho}\right)^{3/4}} = \text{cte}$$

On trouve après calcul que :

$$N_s = 0,15$$

On constate que la valeur de la vitesse spécifique  $N_s$  calculée correspond à un ventilateur à passage radial appelé aussi ventilateur centrifuge.

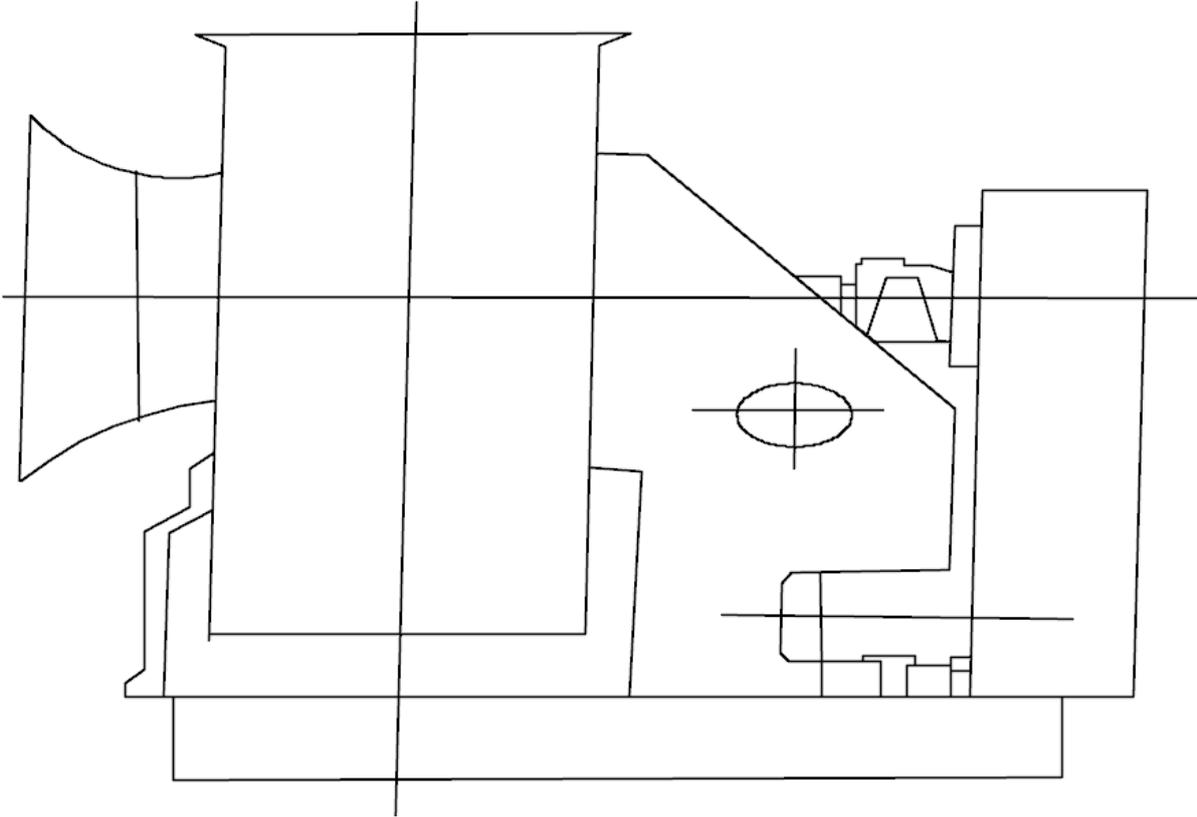


Figure V.2 : ventilateur radial.

*Conclusion*

*Générale*

## *Conclusion générale*

---

L'étude de notre projet de fin d'étude sur le four d'étuvage, nous a permis d'aboutir aux résultats suivants :

- ❖ Calcul des dimensions du bruleur à gaz, en utilisant les données du débit, des pressions et des réactions chimiques de combustion (air et gaz)
- ❖ Détermination de la température entraînée par le bruleur à gaz.
- ❖ Calcul des pressions initiales de deux circuits (air et gaz) en utilisant l'équation de Bemoulli ou le problème majeur est la détermination des pertes de charges totales.
- ❖ Détermination du type du ventilateur utilisé dans notre four d'étuvage en calculant la vitesse spécifique.
- ❖ Enfin nous espérons que notre travail est clair, lisible pour servir de bibliographie à celles et ceux qui veulent continuer dans ce domaine dont le but du progrès de l'industrie.

*Références*

*Bibliographies*

## *Références bibliographies*

---

- [1] **D. LEFEBVRE**, Mesure des débits et des vitesses des fluides.
- [2] **CENTRE TECHNIQUE DES INDUSTRIES DE LA FONDERIE**, Utilisation du gaz naturel en fonderie.
- [3] **EYROLLES**, éditeur paris.
- [4] **M.CARLIER**, hydraulique générale et appliquée.
- [5] **KUZMAN RAZNJEVIC**, Tables diagrammes thermodynamiques
- [6] **M.BAYLI**, Thermodynamique technique.( Transfert de chaleur, écoulement )
- [7] **MICHILE A morel. JEAN PIERRE LABORDE**, Exercices de mécanique des Fluides.
- [8] **WERNER HEILIGENSTAEDT**, Technique appliquée aux fours industriels. Tome I, Tome II.
- [9] **JAQUES GUYOT**, Manuel du cubilot.
- [10] **T.NADJAFOVETN. NIKOPORETS**, Fours métallurgiques.
- [11] **POULET**, Polycopié turbomachine.
- [12] **MERZY NOCON, JAKUB POZNANSKY**, Technikaceplna, Krakow 1990. POLOGNE.
- [13] **R.COMOLET.D. ONNIN.**, Mécanique expérimentale des lluides. Tome III.
- [14] **ALAIN BOUVENOT**, Transfert de chaleur.
- [15] **JOSEPH.W. RICHARDS**, Calcul métallurgique. Paris 1922.
- [16] **NYDANIERRGECIE**, Obliczeniacieplne. Pielongrezewczych. Whutnictwie. Npaliwogazowe .
- [17] **DOCUMENTATION DE FONDERIE**.