

Introduction générale

La mécanique des fluides est une discipline complexe qui intervient actuellement dans tous les domaines, (de l'hydraulique à l'aérodynamique en passant par l'acoustique, la météorologie, la climatologie, l'océanographie, l'ingénierie navale etc..).

Cette technique fait à ce jour l'objet de développement et des recherches très poussés avec de nombreux problèmes non résolus ou partiellement résolus. Elle consiste à étudier le comportement des fluides et des forces interne associées. Elle se divise en deux parties :

- La statique des fluides, qui est l'étude des fluides au repos ou hydrostatique.
- La dynamique des fluides, qui est l'étude des fluides en mouvement ou hydrodynamique.

Les phénomènes d'écoulement sont beaucoup plus complexes et leur étude est basée essentiellement sur l'expérimentation. C'est ce qui explique la diversité des formules empiriques anciennes qui ont été proposées pour la détermination des différents paramètres influant sur l'écoulement des fluides.

Les expériences réalisées par Reynolds lors de l'écoulement d'un liquide dans une conduite cylindrique rectiligne ont montre l'existence de deux régimes d'écoulements : laminaire et turbulent.

Reynolds détermine expérimentalement un nombre sans dimension appelé « nombre de Reynolds », qui permet de déterminer si l'écoulement est laminaire ou turbulent.

Par ailleurs, un fluide réel en mouvement subit des pertes d'énergie dues aux frottements des particules fluides sur les parois de la canalisation (pertes de charges systématiques ou régulières) ou sur les accidents de parcours (pertes de charges accidentelles ou singulières).

Ces pertes de charges dépendent de la forme, des dimensions, de la rugosité de la canalisation, de la vitesse d'écoulement et de la viscosité du liquide.

Cette étude préliminaire s'inscrit dans le cadre de ce type de préoccupations. Elle consiste à déterminer expérimentalement les pertes de charges linéaires, le long d'une conduite horizontale et de section uniforme, parcouru par un liquide réel.

Le premier chapitre de cette étude comprend un certain nombre de rappels bibliographiques relatifs à la description et l'étude du comportement des fluides. L'étude

théorique des liquides au repos et au mouvement forme les points essentiels de la première partie de ce chapitre.

Dans la seconde partie, nous exposons les calculs théoriques des pertes de charges linéaires et singulières dans les conduites cylindriques.

Dans le second chapitre, nous présentons les différentes méthodes expérimentales utilisées en mécanique des fluides pour déterminer les différents paramètres hydrauliques influant sur l'écoulement des fluides.

Au troisième chapitre, nous présentons quelques résultats expérimentaux relatifs à l'influence du débit, de la vitesse et du nombre de Reynolds sur le coefficient de pertes de charges linéaires.

La dernière partie de ce chapitre constitue la partie principale de cette étude. Il comprendra une approche consistant à modéliser les calculs des pertes de charges linéaires dans les conduites cylindriques.

Pour ce but, un programme informatique sera mis au point. Pour tenter de reproduire les résultats obtenus par deux expériences :

La première sera réalisée à l'université de Mostaganem, laboratoire de Mécanique des Fluides.

La deuxième expérience a été conduite à L'IUP de l'Université de Bordeaux 1 Sciences et Technologies.

Les résultats obtenus par le programme seront confrontés aux résultats issus des expériences.

Table des matières

Introduction générale.....	1
----------------------------	---

CHAPITRE I : RAPPELS BIBLIOGRAPHIQUES

I.1 Généralités	Erreur ! Signet non défini.
I.2 Définition des fluides	Erreur ! Signet non défini.
I.2.1 fluide incompressible	Erreur ! Signet non défini.
I.2.2 Les fluides parfaits	Erreur ! Signet non défini.
I.2.3 Les fluides réels.....	Erreur ! Signet non défini.
I.3 Notion de perte de charge	Erreur ! Signet non défini.
I.4 Coefficient de viscosité.....	Erreur ! Signet non défini.
I.5 Hydrostatique	Erreur ! Signet non défini.
I.5.1 Définition	Erreur ! Signet non défini.
I.5.2 Equation fondamentale de l'hydrostatique.....	Erreur ! Signet non défini.
I.5.3 Application à des fluides incompressibles	Erreur ! Signet non défini.
I.6 Hydrodynamique.....	Erreur ! Signet non défini.
I.6.1 Dynamique des fluides	Erreur ! Signet non défini.
I.6.2 Forces de surfaces et tenseurs des contraintes	Erreur ! Signet non défini.
I.6.3 Equation fondamentale de la dynamique	Erreur ! Signet non défini.
I.7 Dynamique des fluides réels	Erreur ! Signet non défini.
I.7.1 Généralités.....	Erreur ! Signet non défini.
I.7.2 Ecoulement laminaire et pertes de charges	Erreur ! Signet non défini.
I.7.3 Coefficient de perte de charge.....	Erreur ! Signet non défini.
I.7.4 Ecoulement turbulent et pertes de charges	Erreur ! Signet non défini.

CHAPITRE II : METHODES EXPERIMENTALES

II.1 Généralité.....	23
II.2 Mesure de débit.	23
II.2.1 Tube de venturi.	23
II.2 Mesure de La vitesse.	24
II.2.1 Tube de Pitot.	24
II.3 Mesure de pression.	25
III.3.1 Prises de pression statique.	25
III.3.1.1 Mesure de la pression statique à la paroi.	25

II.3.1.2 Mesure de la pression statique dans le fluide.....	26
II.4 Mesure de viscosité.	26
II.5 Mesure de nombre de Reynolds.	27
Chapitre III : MODELISATION DES PERTES DE CHARGES REGULIERES	
III. 1 Généralité	27
III.2 Modélisation.....	28
III.2.1 La Simulation	28
III.2.2 L'optimisation	28
III.2.3 Le logiciel	28
III.2.4 Efficacité et fiabilité maximales	28
III.3 Les expériences réalisées.....	29
II.4 Comparaison des résultats	47
II.5 Interprétation	50
Conclusion générale	52

Liste des symboles :

D : Le diamètre de la conduite (m).

Dp : La pression (Pa).

g : Accélération de la pesanteur (m/s^2).

h : La hauteur différentielle (m).

L : La longueur de la conduite (m).

Qv : Le débit volumique (m^3/s).

Re : Nombre de Reynolds.

S : La section de la conduite (m^2).

V : La vitesse (m/s).

Z : La hauteur (m).

ρ : Densité du liquide (Kg/m^3).

ν : La viscosité cinématique (m^2/s).

μ : La viscosité dynamique (Kg/ms).

λ : Le coefficient de pertes de charges.

CHPITRE I :
RAPPELS BIBLIOGRAPHIQUES

I.1 Généralités

La mécanique des fluides est la science qui s'intéresse aux comportements des fluides. On distingue :

- La statique des fluides : appelée généralement « l'hydrostatique », c'est la filière de la mécanique des fluides qui s'intéresse aux comportements des fluides au repos.
- La dynamique des fluides : appelée généralement « l'hydrodynamique », c'est la filière de la mécanique des fluides qui s'intéresse aux comportements des fluides en mouvement [2].

I.2 Définition des fluides

Un fluide peut être considéré comme étant formé d'un grand nombre de particules matérielles, très petites et libres de se déplacer les unes par rapport aux autres. Un fluide est donc un milieu matériel continu, sans rigidité et qui peut s'écouler.

Un corps fluide se différencie d'un corps solide par son aptitude à la déformation.

Dans un milieu fluide, les interactions entre les molécules sont faibles, ce qui autorise une déformation. Un corps fluide adopte ainsi la forme du réservoir qui le contient.

Parmi les fluides on distingue les liquides et les gaz.

- **Les liquides** : Corps peu compressibles et dont la masse volumique est importante (eau, huile,...). Les liquides occupent des volumes bien définis et présentent des surfaces libres.
- **Les gaz** : corps très compressibles et même extensibles (dioxyde de carbone, Air,...). Les gaz se dilatent jusqu'à occuper toutes les parties du récipient qui le contient [1].

I.2.1 Fluide incompressible

Un fluide est incompressible lorsque que le volume occupé par masse donnée ne varie pas en fonction de la pression extérieure. La masse volumique ρ (kg/m^3) est constante (eau, huile...).

I.2.2 Les fluides parfaits

Pour faciliter l'analyse des divers phénomènes de l'hydraulique, on suppose souvent que la viscosité du fluide est nulle. Dans cette hypothèse les contraintes tangentielles sont

aussi nulles. Enfin on considère les fluides incompressibles. On parle dans ce cas de fluide parfait.

Donc, un fluide incompressible et non visqueux est appelé fluide parfait. C'est-à-dire, les molécules glissent les unes sur les autres sans aucun frottement.

I.2.3 Les fluides réels

Tout fluide réel est un fluide visqueux lors de son mouvement, donc les molécules glissent les unes sur les autres sans avec frottement.

Toute particule est soumise aux forces de frottement et (en régime turbulent) à la turbulence, et pour vaincre ces forces d'énergie cinétique sont dissipées et transformée en énergie thermique traduit par une perte de charge.

Un fluide réel est un fluide dont les molécules glissent les unes sur les autres sans avec frottement [2].

I.3 Notion de perte de charge

La perte de charge désigne la perte irréversible d'énergie de pression que subit un liquide ou un gaz lors de son passage dans un conduit, un tuyau ou un autre élément de réseau de fluide.

Cette perte d'énergie, liée à la vitesse du fluide (faible vitesse=faible perte de charge), est causée par la transformation en chaleur, des frottements internes provoqués par la viscosité du fluide (un fluide parfait sans viscosité ne génère pas de perte de charge), la rugosité des parois, les variations de vitesses et les variations de d'eau qui produirait une charge hydrostatique (pression hydrostatique) équivalente. Le terme "perte de charge" signifie donc "perte de charge hydrostatique".

D'après cette définition nous pouvons déjà dire que les pertes de charges dans les réseaux sont importantes si:

- La vitesse du fluide est élevée et que la rugosité est importante.
- La variation de vitesse liée au changement de section est importante et brusque le changement de direction est important et brusque.

Ces pertes d'énergie seront donc minimum si:

- la vitesse est faible et les surfaces sont lisses

- la variation de vitesse liée au changement de section est faible et progressive le changement de direction est faible et progressif.

On distingue deux types de pertes de charges:

- Les pertes de charges systématiques (appelées aussi linéaires ou régulières).
- Les pertes de charges singulières.

I.4 Coefficient de viscosité

La viscosité d'un fluide est sa propriété de résister aux efforts tangentiels qui tendent à faire déplacer les couches du liquide les unes par rapport aux autres. Elle se manifeste par le fait que, du déplacement des couches de liquide voisines naissent des forces de frottement internes. Par suite de frottement, la couche plus rapide entraîne la couche du liquide plus lente et vice versa.

Dans un liquide, la force de frottement par unité de surface (force tangentielle) ou contrainte de frottement (contrainte de cisaillement) τ , est proportionnelle au gradient de vitesse de l'écoulement, $\frac{dv}{dy}$

La loi de viscosité de Newton s'exprime donc ainsi :

$$\tau \sim \frac{dv}{dy} \quad (I.1)$$

Ou dv est la différence de vitesse de deux couches en contact, et dy est la distance entre ces couches suivant la normale par rapport au sens de l'écoulement.

Lorsque le fluide se déplace en couches parallèles écoulement dit laminaire, le facteur de proportionnalité est le coefficient de viscosité (viscosité dynamique), μ .

Et on écrit alors :

$$\tau = \mu \frac{dv}{dy} \quad (\text{N/m}^2) \quad (I.2)$$

La viscosité cinématique, ν , est défini comme étant le rapport entre la viscosité dynamique, μ , et la masse volumique ρ :

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (I.3)$$

Dans le système SI, l'unité de la viscosité dynamique μ , est (Kg/ms.) ou (N.s/m²).

La viscosité cinématique ν , a pour unité dans le système SI : (m²/s) [3].

I.5 Hydrostatique

I.5.1 Définition

Les problèmes qui peuvent être résolus au moyen des équations de l'hydrostatique concernent toutes les situations dans lesquelles le fluide est soit au repos soit uniformément accéléré. Dans ces deux cas, il n'y a pas de mouvement relatif entre les particules fluides et par conséquent il n'existe pas de force de frottement : les forces qui agissent sur les surfaces délimitant les particules fluides sont uniquement des forces de pression et s'exercent perpendiculairement à ces surfaces, ce qui constitue globalement le cadre de ce chapitre.

Après avoir introduit la notion de pression, nous établirons l'équation fondamentale de l'hydrostatique et l'appliquerons aux cas de fluides incompressibles ou compressibles. Nous utiliserons ensuite ces résultats pour caractériser la résultante des forces de pression s'exerçant sur l'ensemble d'une surface immergée, et par extension définir la poussée d'Archimède [3].

I.5.2 Equation fondamentale de l'hydrostatique

Considérons, comme le montre le schéma de la figure(I.1), un élément de volume fluide de forme parallélépipédique et de volume $dV = dxdydz$

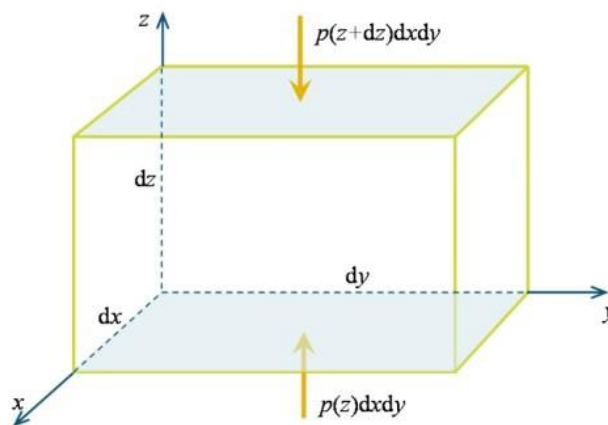


Figure I.1 : élément de fluide du volume ($dxdydz$)

Faisons le bilan des forces agissant sur cet élément de volume. On peut distinguer deux types de force : les forces de surface et les forces de volume. Les premières sont des forces de pression puisqu'on ne considère que les situations dans lesquelles le fluide est au repos ou

uniformément accéléré. Les deuxièmes se résument à la seule force de pesanteur, c'est-à-dire le poids de dV .

➤ **Forces de surface :**

Si l'on note dF_z la composante suivant z de la force de pression, celle-ci peut s'écrire :

$$dF_z = p(z)dxdy - p(z + dz)dxdy \quad (I.4)$$

Où :

$p(z)$ et $p(z+dz)$ sont respectivement les pressions agissant sur la face inférieure et la face supérieure du parallélépipède. Puisque dz est petit, on peut effectuer un développement de $p(z+dz)$ au premier ordre :

$$p(z + dz) = p(z) + \left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_z dz \quad (I.5)$$

Par conséquent, il vient :

$$dF_z = -\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_z dx dy dz = -\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_z dV \quad (I.6)$$

Par analogie, suivant les autres directions, on trouve :

$$dF_y = -\left(\frac{\partial p}{\partial y}\right)_y dV \text{ et } dF_x = -\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_x dV \quad (I.7)$$

La résultante $d\vec{F}$ s'écrit donc :

$$d\vec{F} = -\left(\frac{\partial p}{\partial x}\vec{e}_x + \frac{\partial p}{\partial y}\vec{e}_y + \frac{\partial p}{\partial z}\vec{e}_z\right) dV = -\vec{\nabla}p dV \quad (I.8)$$

➤ **Forces de volume :**

Il s'agit simplement du poids de l'élément de volume dV .

On a donc :

$$d\vec{P} = dm\vec{g} = \rho dV \vec{g} \quad (I.9)$$

Où $\vec{g}$ est l'accélération de la pesanteur et ρ la masse volumique du fluide.

D'après le Principe Fondamental de la Dynamique (PFD), on sait que la résultante des forces s'exerçant sur un corps est égale au produit de sa masse dm par l'accélération $\vec{a}(x, y, z)$ qu'il subit [3].

On a donc :

$$d\vec{F} + d\vec{P} = dm\vec{a} \quad (I.10)$$

Soit encore :

$$-\vec{\nabla}p dV + \rho dV \vec{g} = \rho dV \vec{a} \quad (I.11)$$

En simplifiant par dV , on obtient une équation locale, indépendante de l'élément de volume choisi et donc valable en tout point du fluide :

$$-\vec{\nabla}p + \rho\vec{g} = \rho\vec{a} \quad (\text{I.12})$$

Et qui, pour un fluide au repos, se simplifie pour donner l'équation fondamentale de l'hydrostatique :

$$\vec{\nabla}p = \rho\vec{g} \quad (\text{I.13})$$

Considérons alors que le champ de pesanteur est tel que $\vec{g} = -g\vec{e}_z$. Par projection sur les trois axes du référentiel cartésien, on obtient :

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad \text{Et} \quad \frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad (\text{I.14})$$

Par conséquent $p(x, y, z) = p(z)$, et l'équation fondamentale de l'hydrostatique se résume à :

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad (\text{I.15})$$

I.5.3 Application à des fluides incompressibles

Lorsqu'un fluide peut être considéré comme incompressible, il en résulte que sa masse volumique est une constante :

$$\rho(x, y, z) = \rho \quad (\text{I.16})$$

Si, en outre, les variations de l'accélération de la pesanteur sont négligeables, g sera considérée constante $\forall(x, y, z)$. Dans ces conditions seulement, et si $\vec{g} = -g\vec{e}_z$, l'équation fondamentale de la statique des fluides montre que la pression varie linéairement avec z [5]:

$$p(z) = \int \frac{dp}{dz} dz + C^{cte} = - \int \rho g dz + C^{cte} = -\rho g \int dz + C^{cte} \quad (\text{I.17})$$

D'où :

$$p(z) = -\rho g z + C^{cte} \quad (\text{I.18})$$

Si pour un niveau de référence z_0 la pression vaut P_0 , alors la pression pour un niveau z quelconque s'exprime comme :

$$p(z) = p_0 + \rho g (z - z_0) \quad (\text{I.19})$$

On peut également exprimer cette même pression en fonction de la profondeur $h = z_0 - z$

$$p(h) = p_0 + \rho g h \quad (\text{I.20})$$

I.6 Hydrodynamique

I.6.1 Dynamique des fluides

La dynamique des fluides consiste à d'écrire précisément le mouvement des particules fluides au sein d'un écoulement, en le reliant aux différentes forces en présence. L'objectif est donc de mettre en place une équation locale qui puisse rendre compte du lien entre vitesse, pression, forces de volume et de frottement.

D'abord, nous établirons un bilan de forces s'exerçant sur une particule fluide en introduisant la notion de tenseur des contraintes, nous appliquons le principe fondamental de la dynamique pour obtenir une équation locale capable de décrire le lien entre toutes les grandeurs intervenant dans l'écoulement.

La complexité de l'équation obtenue nous amènera naturellement à introduire des hypothèses simplificatrices, concernant notamment la nature du fluide et plus précisément son comportement en termes de réponse aux contraintes de cisaillement, aussi nous considérons cette équation locale dans le cas particuliers d'un liquide 'parfait' [4].

I.6.2 Forces de surfaces et tenseurs des contraintes

Elle se manifeste à travers les forces de frottement s'exerçant entre les particules fluides en mouvement relatif. Associées aux forces de pression (normales aux surfaces), ces forces de frottement forment des contraintes comportant une composante normale et une composante tangentielle (parallèle à la surface).

Ramenée à une surface élémentaire dS de normale $\vec{n}$, la force par unité de surface qui s'exerce en un point M est la contrainte notée $\vec{T}_n$. On a donc :

$$d\vec{F} = \vec{T}_n dS \quad (I.21)$$

La contrainte $\vec{T}_n$ figure(I.2) présente une orientation a priori différente de celle de la normale $\vec{n}$ et que les dimensions de cette contrainte sont celles d'une pression (on l'exprimera donc en pascal ou en $N.m^{-2}$).

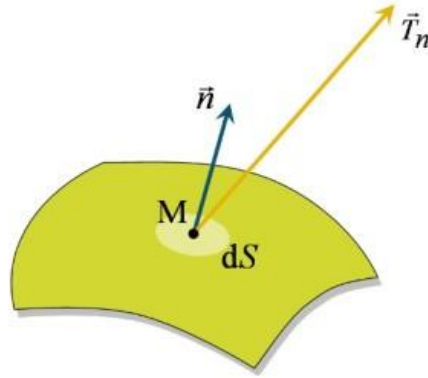


Figure I.2 : contrainte inclinée.

Pour fixer les idées, examinons le cas particulier d'une contrainte s'exerçant en un point d'une surface perpendiculaire à l'axe $\vec{e}_x$ d'un repère cartésien. Cette contrainte $\vec{T}_x$, présente alors trois composantes : une composante normale, notée σ_{xx} , et deux composantes tangentielles, notées τ_{yx} et τ_{zx} . Par convention, le premier indice indique la direction portant la composante alors que le second indice se réfère à la normale à la surface subissant la contrainte. On peut donc développer $\vec{T}_x$ comme :

$$\vec{T}_x = \sigma_{xx} \vec{e}_x + \tau_{yx} \vec{e}_y + \tau_{zx} \vec{e}_z \quad (\text{I.22})$$

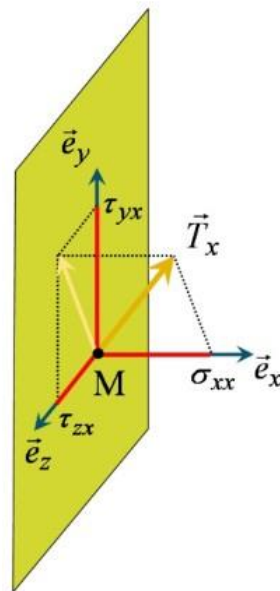


Figure I.3 : les composants de $\vec{T}_x$.

De manière analogue, si l'on considère les contraintes s'exerçant sur des surfaces perpendiculaires aux axes $\vec{e}_y$ et $\vec{e}_z$, on peut les exprimer respectivement :

$$\vec{T}_y = \tau_{xy}\vec{e}_x + \sigma_{yy}\vec{e}_y + \tau_{zy}\vec{e}_z \quad \text{et} \quad \vec{T}_z = \tau_{xz}\vec{e}_x + \sigma_{yz}\vec{e}_y + \tau_{zz}\vec{e}_z \quad (\text{I.23})$$

Par ailleurs, le théorème de Cauchy (non démontré ici) permet de formuler la contrainte s'exerçant sur une surface d'orientation quelconque, $\vec{n} = n_x\vec{e}_x + n_y\vec{e}_y + n_z\vec{e}_z$ comme une combinaison linéaire de $\vec{T}_x$, $\vec{T}_y$ et $\vec{T}_z$

$$\vec{T}_n = n_x\vec{T}_x + n_y\vec{T}_y + n_z\vec{T}_z \quad (\text{I.24})$$

En développant $\vec{T}_x$, $\vec{T}_y$ et $\vec{T}_z$ on obtient :

$$\vec{T}_n = n_x(\sigma_{xx}\vec{e}_x + \tau_{yx}\vec{e}_y + \tau_{zx}\vec{e}_z) + n_y(\tau_{xy}\vec{e}_x + \sigma_{yy}\vec{e}_y + \tau_{zy}\vec{e}_z) + n_z(\tau_{xz}\vec{e}_x + \sigma_{yz}\vec{e}_y + \tau_{zz}\vec{e}_z) \quad (\text{I.25})$$

Et en regroupant les termes selon les trois directions de l'espace :

$$\vec{T}_n = \begin{pmatrix} (n_x\sigma_{xx} + n_y\tau_{xy} + n_z\tau_{xz})\vec{e}_x \\ (n_x\tau_{yx} + n_y\sigma_{yy} + n_z\sigma_{yz})\vec{e}_y \\ (n_x\tau_{zx} + n_y\tau_{zy} + n_z\tau_{zz})\vec{e}_z \end{pmatrix} \quad (\text{I.26})$$

On note alors que ce résultat n'est autre que celui du produit d'un tenseur de rang 2 (matrice 3×3) par la normale $\vec{n}$:

$$\vec{T}_n = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n_x \\ n_y \\ n_z \end{pmatrix} = \bar{\bar{T}}\vec{n} \quad (\text{I.27})$$

Où $\bar{\bar{T}}$ est appelé tenseur des contraintes. Ce tenseur présente donc l'intérêt de pouvoir calculer directement la contrainte s'exerçant sur une surface d'orientation quelconque. On remarquera par ailleurs que les composantes normales se trouvent sur la diagonale du tenseur alors que les composantes tangentielles se trouvent de part et d'autre de la diagonale.

D'un point de vue mathématique, il est possible de décomposer un tenseur en la somme d'un tenseur sphérique et d'un tenseur de trace nulle. Dans le cas présent, cela conduit à écrire : $\bar{\bar{T}} = \alpha\bar{\bar{I}} + \bar{\bar{T}}'$ ce qui, en développant, donne :

$$\begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} = \alpha \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \sigma'_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma'_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma'_{zz} \end{pmatrix} \quad (\text{I.28})$$

Cette décomposition impose donc :

$$\sigma'_{xx} + \sigma'_{yy} + \sigma'_{zz} = 0 \quad \text{Et} \quad \begin{cases} \sigma_{xx} = \alpha + \sigma'_{xx} \\ \sigma_{yy} = \alpha + \sigma'_{yy} \\ \sigma_{zz} = \alpha + \sigma'_{zz} \end{cases} \quad (\text{I.29})$$

L'association de ces quatre relations conduit à fixer la valeur de la quantité scalaire α :

$$(\sigma_{xx} - \alpha) + (\sigma_{yy} - \alpha) + (\sigma_{zz} - \alpha) = 0 \Rightarrow \alpha = \frac{1}{3}(\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz}) = \frac{1}{3}T_r(\bar{\bar{T}}) \quad (I.30)$$

Cette décomposition permet donc de reformuler ainsi la contrainte :

$$\vec{T}_n = \bar{\bar{T}}\vec{n} = \alpha \bar{\bar{T}}\vec{n} + \bar{\bar{T}}'\vec{n} = \alpha \vec{n} + \bar{\bar{T}}'\vec{n} \quad (I.31)$$

Il apparaît alors naturellement deux termes dans l'expression de la force :

$$d\vec{F} = \vec{T}_n dS = \alpha \vec{n} dS + \bar{\bar{T}}'\vec{n} dS \quad (I.32)$$

Où le premier des deux correspondant clairement à une force purement normale à la surface, laquelle peut facilement être identifiée à la force de pression hydrostatique. Ainsi, la quantité scalaire α n'est autre que l'opposée de la pression hydrostatique :

$$d\vec{F} = -p\vec{n} dS + \bar{\bar{T}}'\vec{n} dS \quad (I.33)$$

Avec :

$-p\vec{n} dS$: Pression hydrostatique.

$\bar{\bar{T}}'\vec{n} dS$: Contraintes de viscosité.

$$p = -\frac{1}{3}T_r(\bar{\bar{T}}') \quad \text{Et} \quad T_r(\bar{\bar{T}}') = 0 \quad (I.34)$$

Puisque l'absence de viscosité (fluide parfait) conduirait naturellement à ne considérer que les forces de pression hydrostatique, le tenseur $\bar{\bar{T}}'$ rend compte spécifiquement des forces dues à la viscosité : il prend donc l'appellation de tenseur des contraintes de viscosité [5].

I.6.3 Equation fondamentale de la dynamique

Compte tenu de ce qui vient d'être établi, il est maintenant possible d'évaluer l'ensemble des forces de surface s'exerçant sur un élément de volume fluide. Nous allons donc pouvoir appliquer le Principe Fondamental de la Dynamique (PFD) sur cet élément de volume, avec pour objectif de formuler une équation locale régissant le mouvement des particules [3].

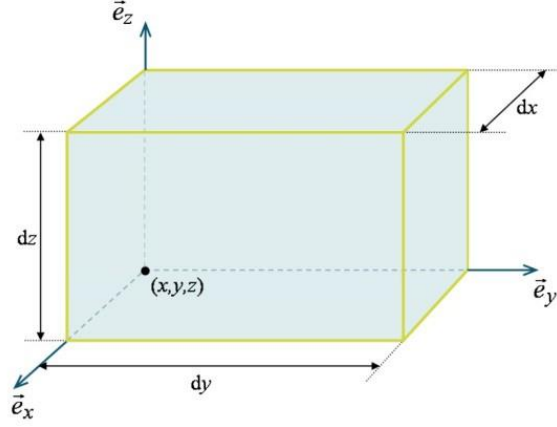


Figure I.4 : élément de volume $dx dy dz$.

Pour simplifier le raisonnement, choisissons un élément de volume parallélépipède rectangle de dimensions $dx dy dz = dV$, dont l'accélération vaut $\frac{d\vec{v}}{dt}$, dans un champ de pesanteur

$$\vec{g} = -g\vec{e}_z$$

L'ensemble des forces s'exerçant sur le parallélépipède se subdivise en deux catégories : les forces de volume et les forces de surface. L'application du PFD conduit donc à:

$$d\vec{F} = dm \frac{d\vec{v}}{dt} \Rightarrow d\vec{F}_s + d\vec{F}_v = \rho dV \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (I.35)$$

Compte tenu du contexte, seul le poids constitue une force de volume :

$$d\vec{F}_v = dm \vec{g} = \rho dV \vec{g} \quad (I.36)$$

Il reste donc à formuler l'ensemble des forces de surface, lesquelles s'exercent sur les 6 faces du parallélépipède et donnent nécessairement 3 composantes :

$$d\vec{F}_s = d\vec{F}_{sx}\vec{e}_x + d\vec{F}_{sy}\vec{e}_y + d\vec{F}_{sz}\vec{e}_z \quad (I.37)$$

Afin de simplifier l'approche, on peut dans un premier temps se contenter d'analyser la composante $d\vec{F}_{sy}$ (on trouvera ensuite facilement les deux autres par analogie). Ainsi, chacune des 6 faces est soumise à une contrainte dont une des trois composantes contribue à $d\vec{F}_{sy}$ dans la direction $\vec{e}_y$.

Par exemple, la face supérieure (située en $z+dz$) de normale $\vec{n} = +\vec{e}_z$ est soumise à une contrainte

$$\vec{T}_z = \vec{T} \cdot \vec{e}_z = \tau_{yz}\vec{e}_x + \tau_{yz}\vec{e}_y + \sigma_{zz}\vec{e}_z \quad (I.38)$$

Dont la contribution selon $\vec{e}_y$ se résume à $[\tau_{yz}]_{(z+dz)}$. En terme de force, la contribution correspond à $[\tau_{yz}]_{(z+dz)} dx dy$. Puisque l'aire de la face supérieure vaut $dx dy$. Le schéma de la figure(I.5) explicite l'ensemble des 5 autres contributions obtenues de manière analogue.

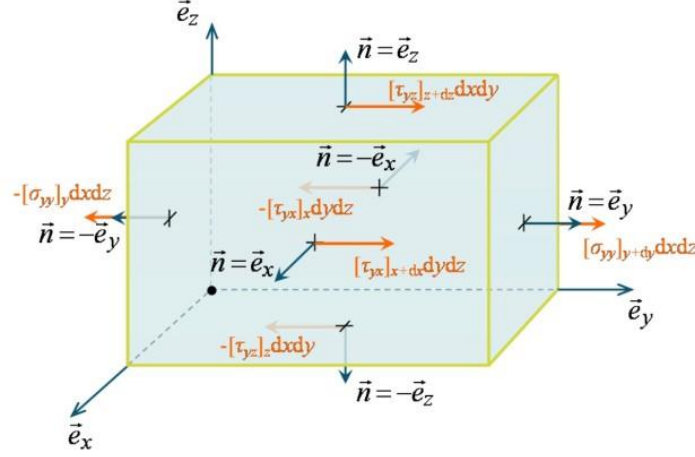


Figure I.5 : les forces de surface.

On obtient donc :

$$dF_{sy} = ([\tau_{yx}]_{(x+dx)} - [\tau_{yx}]_{(x)}) dydz + ([\sigma_{yy}]_{(y+dy)} - [\sigma_{yy}]_{(y)}) dxdz + ([\tau_{yz}]_{(z+dz)} - [\tau_{yz}]_{(z)}) dxdy \quad (I.39)$$

Les dimensions du parallélépipède étant petites, il est légitime de faire un développement limité au premier ordre du type :

$$[\tau_{yx}]_{(x+dx)} = [\tau_{yx}]_{(x)} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} dx, [\sigma_{yy}]_{(y+dy)} = [\sigma_{yy}]_{(y)} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} dy, [\tau_{yz}]_{(z+dz)} = [\tau_{yz}]_{(z)} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} dz \quad (I.40)$$

Ce qui conduit à la simplification de dF_{sy} en :

$$dF_{sy} = \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} dxdydz + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} dxdydz + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} dxdydz = \left(\frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} \right) dV \quad (I.41)$$

Par analogie, on peut ensuite formuler les deux autres contributions :

$$dF_{sx} = \left(\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \right) dV \text{ et } dF_{sz} = \left(\frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} \right) dV \quad (I.42)$$

D'un point de vue mathématique, on constate que $d\vec{F}_s$ est proportionnelle au volume dV et que chacune de ses composantes correspond à une somme des dérivées partielles des composantes du tenseur des contraintes. Une simplification d'écriture conduit à formuler :

$$d\vec{F}_s = \left(\begin{array}{c} \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \\ \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} \\ \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} \end{array} \right) dV = \vec{\nabla} \left(\begin{array}{ccc} \sigma_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma_{zz} \end{array} \right) dV = \vec{\nabla} \vec{T} dV \quad (I.43)$$

Il reste alors à reprendre l'équation rendant compte du PFD :

$$d\vec{F}_s + d\vec{F}_v = \rho dV \frac{d\vec{v}}{dt} \Rightarrow \vec{\nabla} \vec{T} dV + \rho dV \vec{g} = \rho dV \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (I.44)$$

Où, par simplification, le volume n'intervient plus. On obtient donc une équation locale :

$$\vec{\nabla} \vec{T} + \rho \vec{g} = \rho \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (I.45)$$

À ce stade, il convient de développer le tenseur des contraintes pour faire apparaître explicitement la pression hydrostatique ainsi que les contraintes de viscosité. On utilise donc :

$$\vec{T} = -p\vec{T} + \vec{T}' \Rightarrow \vec{\nabla} \vec{T} = -\vec{\nabla} p + \vec{\nabla} \vec{T}' \quad (I.46)$$

Pour obtenir l'équation fondamentale de la dynamique des fluides :

$$-\vec{\nabla} p + \vec{\nabla} \vec{T}' + \rho \vec{g} = \rho \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (I.47)$$

Cette équation fondamentale de la dynamique des fluides va donc pouvoir servir de base générale pour établir des formulations plus spécifiques liées à la nature même du fluide (parfait, visqueux, newtonien...) ou au différents types d'écoulement (laminaire, turbulent, stationnaire...) [3].

I.7 Dynamique des fluides réels

I.7.1 Généralités

Dans toutes les situations où les forces de frottement jouent un rôle significatif, la viscosité du fluide ne pourra plus être négligée. On passe alors de la notion de « fluide parfait » à celle de « fluide réel ». Les conséquences sont multiples, la première d'entre elles étant la difficulté de résolution de l'équation fondamentale de la dynamique (équation de Navier-Stokes) :

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\vec{\nabla} p + \mu \Delta \vec{v} + \rho \vec{g} \quad (I.48)$$

On devra alors introduire des hypothèses de travail qui permettront de résoudre cette équation dans le cadre de régimes d'écoulement particuliers.

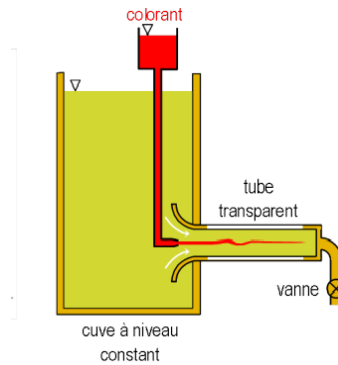


Figure I.6 : expérience de Reynolds [6].

D'un point de vue expérimental, on peut relativement facilement distinguer deux régimes d'écoulement : le régime laminaire et le régime turbulent.

L'expérience de Reynolds (1883) permet en effet d'observer ces deux régimes à l'aide d'un dispositif comportant une conduite cylindrique transparente dans laquelle s'écoule un liquide avec un débit contrôlé par une vanne située en aval. En amont de cette conduite, un colorant est introduit à l'aide d'une pipette et permet la visualisation d'un filet de fluide coloré (ligne d'émission). Le dispositif est schématisé sur la figure(I.6). L'expérience montre qu'avec l'augmentation du débit, le filet coloré passe d'un état régulier et rectiligne (le régime laminaire) à une forme chaotique et instable (le régime turbulent), en passant par un état intermédiaire présentant des oscillations (le régime transitoire). Le schéma de la figure(I.7) permet de formaliser la différence entre ces deux régimes d'écoulement en terme de champ de vecteur vitesse. Ainsi, en un point M de l'écoulement, le vecteur vitesse présente trois composantes qui [2] :

- dans un écoulement laminaire sont constantes et caractérisées par :

$$u_M = v_M = 0 \quad \text{et} \quad w_M = v$$
- dans un écoulement turbulent dépendent du temps et sont caractérisées par :

$$u_M(t), v_M(t), w_M(t) \text{ avec des valeurs moyennes dans le temps telles que :}$$

$$\langle u_M \rangle_t = \langle v_M \rangle_t = 0 \quad \text{et} \quad \langle w_M \rangle_t = v$$

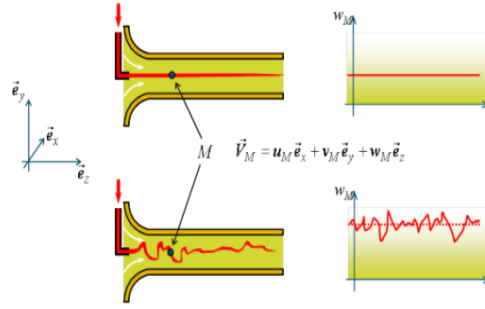


Figure I.7 : les différents régimes d'écoulements.

À partir de ces observations, les travaux de Reynolds ont alors permis de montrer que la transition du régime laminaire au régime turbulent n'est pas seulement conditionnée par le débit mais dépend d'un ensemble de paramètres qu'il convient de regrouper pour former une quantité sans dimension qu'on appellera « nombre de Reynolds ». Ce nombre prend en compte la vitesse moyenne de l'écoulement V , le diamètre D de la conduite (ou tout autre paramètre de longueur caractérisant l'écoulement), ainsi que les propriétés intrinsèques du fluide (masse volumique ρ et viscosité μ) :

$$Re = \frac{\rho V D}{\mu} \quad (I.49)$$

Ce nombre sans dimension présente une valeur seuil :

Le nombre de Reynolds critique $Re_c \approx 2000$, en deçà de laquelle l'écoulement est assurément laminaire. Au-delà de cette valeur seuil, le régime d'écoulement devient turbulent.

(Figure I.8).



Figure I.8 : nombre de Reynolds critique [10].

I.7.2 Ecoulement laminaire et pertes de charges

Partons de l'équation de Navier-Stokes établie pour l'écoulement d'un fluide newtonien incompressible :

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\vec{\nabla} p + \mu \Delta \vec{v} + \rho \vec{g} \quad (I.50)$$

Si l'écoulement est stationnaire, la dérivée particulaire se résume à la dérivée convective et peut se développer comme :

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \vec{\nabla}) \vec{v} = (\vec{v} \vec{\nabla}) \vec{v} = \frac{1}{2} \vec{\nabla} v^2 - \vec{v} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{v}) \quad (I.51)$$

On peut alors écrire :

$$\frac{1}{2}\rho\vec{\nabla}v^2 - \rho\vec{v}^{\wedge}(\vec{\nabla}^{\wedge}\vec{v}) = \vec{\nabla}p + \mu\Delta\vec{v} + \rho\vec{g} \quad (I.52)$$

L'accélération de la pesanteur dérivant d'un potentiel et le fluide étant incompressible, on regroupe sous un même gradient trois des cinq termes de cette équation pour lui donner la forme suivante :

$$\vec{\nabla}(p + \rho gz) \frac{1}{2}\rho v^2 = \mu\Delta\vec{v} + \rho\vec{v}^{\wedge}(\vec{\nabla}^{\wedge}\vec{v}) \quad (I.53)$$

On retrouve ainsi une formulation semblable à celle conduisant pour un fluide parfait à l'équation de Bernoulli. De la même manière, le produit vectoriel du vecteur vitesse avec le rotationnel de la vitesse s'annule lorsque l'équation est considérée sur l'ensemble des points constituant une ligne de courant. Il reste donc que le long d'une ligne de courant, l'écoulement stationnaire d'un fluide de viscosité non négligeable obéit à l'équation suivante :

$$\vec{\nabla}\left(p + \rho gz + \frac{1}{2}\rho v^2\right) = \mu\Delta\vec{v} \quad (I.54)$$

La pression totale (également appelée « charge »), notée p_t , correspond à la somme des trois termes de pression se trouvant sous le gradient : $p_t = p + \rho gz + \frac{1}{2}\rho v^2$ C'est donc une quantité scalaire qui doit vérifier l'équation :

$$\vec{\nabla}p_t = \mu\Delta\vec{v} \quad (I.55)$$

Un écoulement laminaire étant caractérisé par un champ de vecteurs vitesse tous orientés dans la même direction, supposons qu'un repère cartésien soit choisi de telle sorte qu'en tout point de l'écoulement on ait $\vec{v} = u(x, y, z)\vec{e}_x$ Dans ces conditions, la projection dans les trois directions du repère de l'équation précédemment établie, donne :

$$\begin{cases} \frac{\partial p_t}{\partial x} = \mu\Delta u \\ \frac{\partial p_t}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial p_t}{\partial z} = 0 \end{cases} \quad (I.56)$$

On en déduit que la pression totale n'est fonction que de x, et qu'elle varie en obéissant à l'équation :

$$\frac{dp_t}{dx} = \mu\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}\right) \quad (I.57)$$

Par ailleurs, l'écoulement étant conservatif, l'équation de continuité s'applique dans sa forme la plus simple :

$$\vec{\nabla} \vec{v} = 0 \Rightarrow \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{I.58})$$

Et comme $v = w = 0$, il en découle $\frac{\partial u}{\partial x} = 0 \Rightarrow u = u(y, z)$. Nous pouvons alors reconsidérer l'équation régissant l'évolution de la pression totale en la formulant :

$$\frac{dP_t}{dx} = \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (\text{I.59})$$

Il s'avère alors que le membre de gauche ne peut dépendre que de x alors que celui de droite ne peut dépendre que de y et z . La conséquence est donc que les deux membres sont égaux à une même constante. Ceci permet de montrer que la pression totale varie linéairement avec x :

$$\frac{dP_t}{dx} = \text{constante} \quad (\text{I.60})$$

Remarque :

On notera que si la viscosité est négligée, la pression totale ne varie pas. En effet, la constante étant proportionnelle à μ , elle devient nulle, et on retrouve le contexte d'un écoulement de fluide parfait où l'équation de *Bernoulli* s'applique le long d'une ligne de courant :

$$\frac{dP_t}{dx} = 0 \Rightarrow p + \rho g z + \frac{1}{2} \rho v^2 = \text{constante} \quad (\text{I.61})$$

On dit alors que la charge est constante ou bien encore qu'il n'y a pas de perte de charge.

En revanche, pour un fluide réel (dont la viscosité n'est pas négligeable), l'écoulement laminaire est caractérisé par une variation linéaire de la charge (ou pression totale) avec la distance parcourue. À ce stade, la logique peut déjà laisser supposer que la charge décroît et que par conséquent la constante est négative. En effet, puisque les frottements visqueux sont responsables d'une dissipation d'énergie et que la pression totale n'est autre qu'une énergie volumique, il s'ensuit logiquement que la pression totale doit diminuer avec la progression de l'écoulement [8].

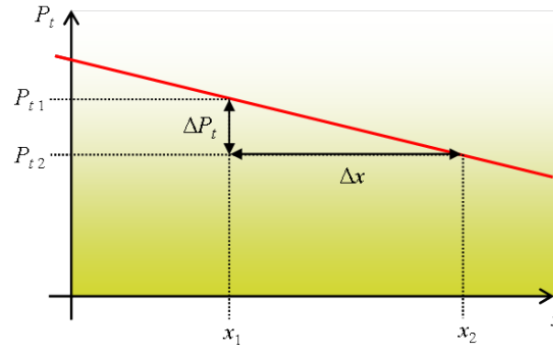


Figure I.9: pertes de charges.

Dans l'hypothèse logique d'une pression totale diminuant linéairement avec la progression de l'écoulement, le graphe de la figure (I.9) montre que sur une longueur $\Delta x = x_2 - x_1$ la chute de pression totale ΔP_t est proportionnelle à Δx et s'exprime :

$$P_{t1} - P_{t2} = \Delta P_t = -\frac{dP_t}{dx} \Delta x \quad (\text{I.62})$$

Ainsi, une chute de pression totale (perte de charge) se traduit par $\Delta P_t > 0$ et est la conséquence d'un gradient de pression constant et négatif. C'est pourquoi on parle de pertes de charges régulières.

En pratique, la quantification de ces pertes de charge requiert la détermination du gradient de pression totale en fonction des paramètres caractérisant le fluide et l'écoulement. Après quoi, il est commode de généraliser l'équation de Bernoulli en y faisant apparaître les pertes de charges régulières de la manière suivante :

$$P_{t1} = P_{t2} + \Delta P_t \Rightarrow p_1 + \rho g z_1 + \frac{1}{2} \rho v_1^2 = p_2 + \rho g z_2 + \frac{1}{2} \rho v_2^2 + \Delta P_t \quad (\text{I.63})$$

I.7.3 Coefficient de perte de charge

Il est d'usage d'exprimer une perte de charge en fonction de la pression cinétique de l'écoulement dans la conduite. La pression cinétique est générée par le mouvement (elle correspond à l'énergie cinétique par unité de volume, et s'exprime : $\frac{1}{2} \rho v^2$). La vitesse v peut être considérée comme la vitesse moyenne $\langle v \rangle$ dans la conduite dans la mesure où la pression cinétique exprimée est aussi une valeur moyenne. Dans ces conditions, on peut formuler la perte de charge sur une longueur L d'une conduite de rayon $R=D/2$ comme :

$$\Delta P_t = 8\mu \frac{v}{(D/2)^2} L = \left(\frac{1}{2} \rho v^2 \right) \left(\frac{1}{\frac{1}{2} \rho v^2} 32\mu \frac{v}{D^2} L \right) = \left(\frac{1}{2} \rho v^2 \right) \left(\frac{64\mu}{\rho v D} \right) \left(\frac{L}{D} \right) \quad (\text{I.64})$$

Où apparaît le nombre de *Reynolds* caractérisant l'écoulement :

$$Re = \frac{\rho v D}{\mu} \quad (I.65)$$

Ainsi, la perte de charge s'exprime :

$$\Delta P_t = \frac{1}{2} \rho v^2 \frac{64}{Re} \frac{L}{D} \quad (I.66)$$

Où le rapport $\frac{64}{Re} = \lambda$ est un nombre sans dimension qui prend le nom de coefficient de perte de charge régulière. À partir de résultat, on peut généraliser cette formulation en exprimant toute perte de charge sur une longueur L de conduite de diamètre D comme :

$$\Delta P_t = \frac{1}{2} \rho v^2 \lambda \frac{L}{D} \quad (I.67)$$

On met ainsi en évidence que les pertes de charge régulières sont proportionnelles à la pression cinétique, à une grandeur sans dimension L/D caractérisant la conduite, et au coefficient de perte de charge régulière λ caractérisant l'écoulement et qui, lorsqu'il est laminaire ($Re < 200$), se formule comme $\lambda = 64/Re$ [6].

I.7.4 Ecoulement turbulent et pertes de charges

Lorsqu'un écoulement en conduite est turbulent ($Re > 2000$), le profil de vitesse n'est plus parabolique comme c'est le cas en régime laminaire. Il s'uniformise sur un large domaine autour de l'axe et présente en conséquence une brusque variation au voisinage des parois (figure I.10). Les pertes de charge régulières sont donc essentiellement dues aux frottements visqueux entre les particules fluides situées près des parois de la conduite. Il en résulte que les propriétés de la paroi jouent un rôle important et que notamment sa rugosité devient un paramètre non négligeable.

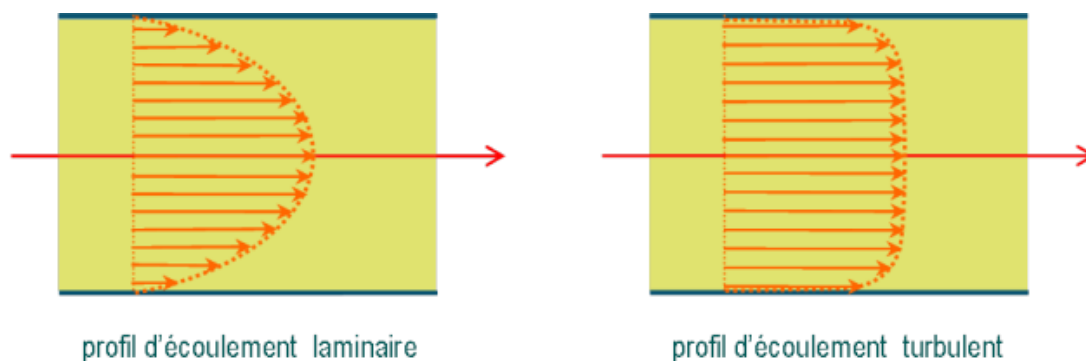


Figure I.10 : profile de vitesse [9].

Dans ce cadre, la détermination des pertes de charge régulières ne peut pas s'obtenir à partir d'une formulation analytique ; on a donc recours à des abaques construits sur la base de mesures expérimentales : concernant l'écoulement en conduite cylindrique, on utilise

classiquement le « diagramme de Moody » (figure I.11). L'utilisation de ce diagramme s'appuie sur une généralisation de la notation de coefficient de perte de charge régulière. Que l'écoulement soit laminaire ou turbulent, on pourra ainsi formuler la perte de charge dans une conduite de longueur L et de diamètre D comme :

$$\Delta P_t = \frac{1}{2} \rho v^2 \lambda \frac{L}{D} \quad (\text{I.68})$$

Où v est la vitesse moyenne de l'écoulement et λ est le coefficient de perte de charge régulière, lequel dépend à la fois du nombre de *Reynolds* $Re = (\rho v D)/\mu$ et de la rugosité relative $\varepsilon_r = \varepsilon/D$ (la rugosité absolue ε correspond concrètement à la dimension moyenne des aspérités que l'on peut trouver sur la paroi de la conduite). Le diagramme de *Moody* permet alors, connaissant Re et ε_r , la détermination de $\lambda (Re, \varepsilon_r)$ et le calcul des pertes de charge régulières quel que soit le type d'écoulement.

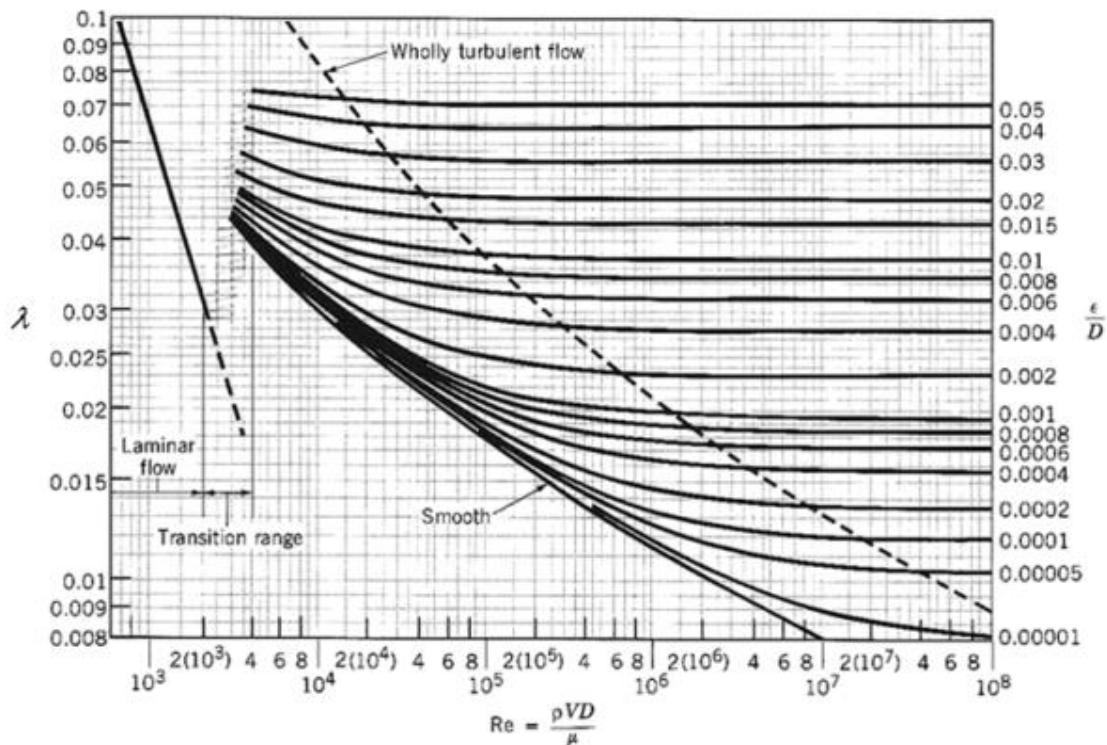


Figure I.11 : diagrammes de Moody [5].

CHAPITRE II :

METHODES EXPERIMENTALES

II.1 Généralités

Dans ce chapitre, nous citons quelques méthodes de mesure des paramètres hydrauliques utilisés dans cette étude tels que, le débit, la pression, la vitesse, la viscosité et le nombre de Reynolds.

II.2 Mesure du débit

II.2.1 Tube de venturi

Un élargissement ou un rétrécissement de la conduite provoque localement une surpression ou une dépression [10].

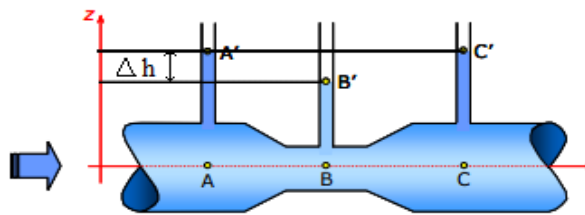


Figure II.1 : Tube de venturi [10].

On dispose de trois sondes de pression (manomètres) placées :

- en amont du rétrécissement
- au niveau du rétrécissement
- en aval du rétrécissement

En dessous de chaque prise de pression, les lignes de courant peuvent être considérées rectilignes et parallèles : dans la direction perpendiculaire (dans chacune de ces sections) la pression statique est donc constante.

On a :

$$\begin{cases} P_A = \rho \cdot g \cdot h_{A'} \\ P_B = \rho \cdot g \cdot h_{B'} \end{cases} \quad (\text{II.1})$$

D'après l'équation de Bernoulli on a aussi :

$$\frac{P_A}{\rho \cdot g} + \frac{V_A^2}{2 \cdot g} + Z_A = \frac{P_B}{\rho \cdot g} + \frac{V_B^2}{2 \cdot g} + Z_B \quad (\text{II.2})$$

Avec : $Z_A = Z_B$

$$P_A - P_B = \frac{\rho}{2} (V_B^2 - V_A^2) \quad (\text{II.3})$$

D'autre part on a :

$$P_A - P_B = \rho \cdot g (h_{A'} - h_{B'}) \quad (\text{II.4})$$

$$\frac{\rho}{2} (V_B^2 - V_A^2) = \rho \cdot g(h_{A'} - h_{B'}) \quad (\text{II.5})$$

$$V_B^2 - V_A^2 = 2g(h_{A'} - h_{B'}) \quad (\text{II.6})$$

On sait que :

$$Q_V = S_A V_A = S_B V_B \quad (\text{II.7})$$

$$\begin{cases} V_A = \frac{Q_V}{S_A} \\ V_B = \frac{Q_V}{S_B} \end{cases} \Rightarrow V_B^2 - V_A^2 = Q_V^2 \left(\frac{1}{S_B^2} - \frac{1}{S_A^2} \right) = 2g\Delta h \quad (\text{II.8})$$

$$Q_V = \sqrt{\frac{2g\Delta h}{\left(\frac{1}{S_B^2} - \frac{1}{S_A^2} \right)}} \quad (\text{m}^3/\text{s}) \quad (\text{II.9})$$

II.3 Mesure de La vitesse

II.3.1 Tube de Pitot

Soit un écoulement uniforme de vitesse V et de pression p . Placent, parallèlement aux filets fluides, une sonde se présentant sous forme d'un corps cylindrique, de section circulaire, comportant une extrémité localement hémisphérique. Elle comprend une première prise de pression au centre de l'hémisphère et une seconde prise implantée à la périphérie du corps cylindrique, à distance convenable de l'extrémité amont.

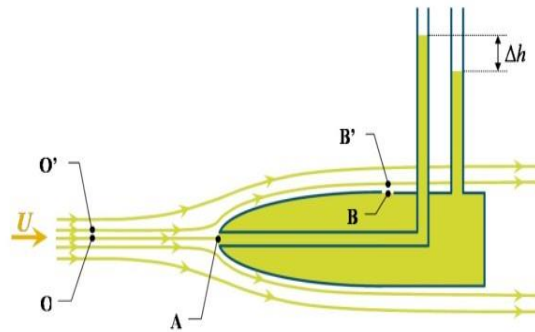


Figure II.3 : tube de Pitot [10].

Supposant l'écoulement incompressible, le mouvement permanent, les forces de volume négligeables et le fluide parfait, l'application du théorème de Bernoulli le long de la ligne de courant passant par le point O situé loin en amont et le point A où la vitesse est nulle (point d'arrêt généré sur le front d'attaque de l'objet) :

$$p_o + \frac{1}{2}\rho V^2 = p_A \quad (\text{II.10})$$

En O et O', l'écoulement est uniforme et les lignes de courant sont rectilignes et parallèles ; la pression est donc la même en O et O' puisque l'on néglige les forces de volume : $p_o = p_{o'}$.

Pour les mêmes raisons, la pression est la même en B et B' : $p_B = p_{B'}$.

Appliquons Bernoulli entre O' et B', situés sur la même ligne de courant :

$$p_{O'} + \frac{1}{2}\rho V^2 = p_{B'} + \frac{1}{2}\rho V_{B'}^2 \quad (\text{II.11})$$

On peut alors faire l'hypothèse que l'écoulement est redevenu uniforme loin après le front de l'objet :

$v_{B'} = V$; d'où : $p_{O'} = p_{B'}$

Or, on a vu que : $p_O = p_{O'}$ et $p_B = p_{B'}$. Par conséquent :

$p_O = p_B$ et :

$$p_B + \frac{1}{2}\rho V^2 = p_A \quad (\text{II.12})$$

La vitesse de l'écoulement se déduit donc de la mesure de la différence de pression $P_A - P_B$:

$$V = \sqrt{2 \frac{p_A - p_B}{\rho}} \quad (\text{II.13})$$

II.4 Mesure de pression

Elle est directement mesurable par l'équation : $p = \frac{F}{S}$

La pression statique peut être mesurée en deux régions :

- En paroi
- Au cœur de l'écoulement

II.4.1 Prises de pression statique

II.4.1.1 Mesure de la pression statique à la paroi

Une prise de pression constituée d'un petit trou à la paroi permet de mesurer la pression en ce point. La mesure s'effectue au moyen d'un capteur déporté [3].

L'axe de la sonde doit être aligné avec la direction de l'écoulement incident ($\pm 3^\circ$)

Un tube en U contient un liquide manométrique :

- Une branche est à la pression de référence (pression atmosphérique)
- L'autre branche est à la pression de mesure

Le choix du liquide manométrique dépend de la gamme de pression à mesurer :

- Mercure $\rho = 13600 \text{ kg.m}^{-3}$
- Eau $\rho = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$

II.4.2.1 Mesure de la pression statique dans le fluide

Un tube de pression statique est percé sur sa partie cylindrique de 4 à 8 trous (afin de limiter les effets d'incidence) de diamètre $0.1d$ situés assez loin de l'extrémité de la sonde pour éviter les perturbations (environ $10d$).

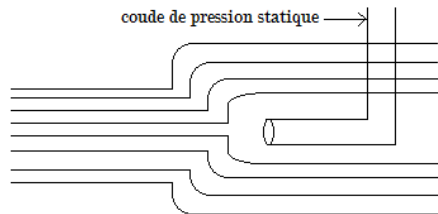


Figure II.4 : pression statique.

II.5 Mesure de viscosité

Considérons un fluide enfermé entre deux cylindres, l'un mobile, l'autre fixé via un fil de torsion. On constate que lorsque la cavité cylindrique extérieure est mise en rotation à la vitesse angulaire ω , le cylindre intérieur tourne d'un angle α par rapport à sa position d'équilibre.

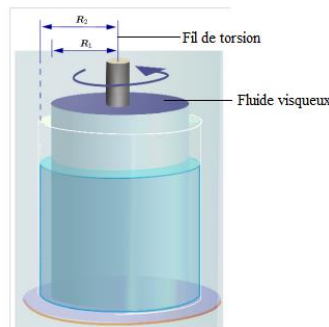


Figure II.5 : Viscosimètre de couette [11].

La torsion du fil conduit à l'existence d'un couple dont les forces de pression ne peuvent pas être responsables. On est donc obligé d'admettre l'existence d'efforts tangentiels.

On observe que les particules de fluide adhèrent aux parois. Il existe donc un gradient de vitesse au sein de l'écoulement.

Pour les fluides simples, l'angle α augmente proportionnellement à ω . Les efforts tangentiels augmentent donc proportionnellement au gradient de vitesse.

L'expérience montre que, lors de l'écoulement d'un fluide, la pression ne suffit pas à expliquer les phénomènes et qu'il convient d'introduire des forces tangentielles qui s'opposent au mouvement du fluide. Ces forces, de type frottement, dues aux interactions entre molécules du fluide, sont appelées forces de viscosité.

L'expérience montre donc l'existence de tensions tangentielles au contact des couches successives de fluide [11].

II.6 Mesure de nombre de Reynolds

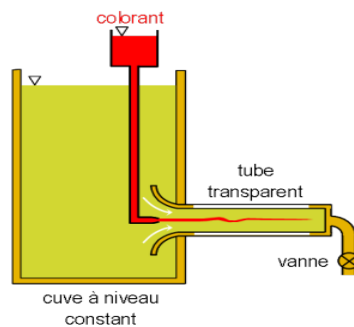


Figure II.6 : Expérience de Reynolds [6].

Les Expériences classiques de Reynolds ont montré que le point de passage du régime laminaire au régime turbulent correspond à une vitesse caractéristique que Reynolds a appelé

Vitesse critique v_{cr} :

$$v_{cr} = \frac{Re \times \mu}{D} \quad (II.14)$$

Telle que : $Re_{cr} \approx 2300$

Pour des vitesses $v < v_{cr}$ le régime d'écoulement est laminaire.

Pour des vitesses $v > v_{cr}$ le régime d'écoulement est turbulent.

Pour des vitesses $v \approx v_{cr}$ le régime d'écoulement est critique.

L'écoulement laminaire est caractérisé par un nombre de Reynolds faible, alors que l'écoulement turbulent est caractérisé par un nombre de Reynolds important. De ce fait, on utilise le nombre de Reynolds Re comme critère pour distinguer entre un régime laminaire et un régime turbulent [2]:

$$Re = \frac{v \times D}{\nu} = \frac{\rho D v}{\mu} \quad (II.15)$$

CAPITRE III :
MODELISATION DES PERTES DE
CHARGES REGULIERES

III.1 Généralité

Les pertes de charges désignent les pertes irréversibles d'énergie de pression que subit un liquide ou un gaz lors de son passage dans une conduite ou un tuyau.

Considérons un écoulement permanent uniforme ou graduellement varié dans une conduite cylindrique, rectiligne et de longueur L .

La rugosité de la paroi reste identique à elle-même tout le long de la conduite. Dans ce cas la perte de charge est égale à Δh .

Longtemps, on a pensé que pour un liquide donné, l'eau par exemple, la perte de charge ne dépendait que du diamètre D de la conduite et de la vitesse moyenne de la section.

Puis on s'est aperçu que la rugosité des parois intervenait sérieusement. On a établi que le rapport entre la perte de charge et la charge cinétique était toujours égale au rapport de la longueur de la conduite considérée au diamètre multiplié par un coefficient λ , soit :

$$\frac{\Delta h}{\frac{V^2}{2g}} = \lambda \frac{L}{D} \quad (\text{III.1})$$

Ou bien :

$$\Delta h = \lambda \frac{L}{D} \frac{V^2}{2g} : \text{C'est l'équation générale des pertes de charges.}$$

λ Est un coefficient sans dimensions, appelé coefficient de perte de charges.

Δh : La perte de charge en (m)

L : La longueur de la conduite en (m)

D : Le diamètre de la conduite en (m)

V : La vitesse moyenne, en (m/s)

g : L'accélération en (m/s²)

Le coefficient de pertes de charges λ est fonction du nombre de Reynolds et des caractéristiques du tuyau [1].

III.2 Modélisation

Modéliser un processus, c'est le décrire de manière scientifique et quantitative, par exemple en termes d'équations. Cela permet d'en étudier l'évolution et d'en simuler, des variantes en modifiant certains paramètres. La modélisation permet d'obtenir une solution à la fois efficace et fiable parce que tous les paramètres et tous les cas possibles sont envisagés, puisqu'on connaît l'influence respective des différents paramètres, et qu'on sait lesquels ont une importance critique et lesquels sont secondaires.

III.2.1 La Simulation

Une fois la modélisation réalisée, on dispose d'outils quantitatifs, permettant de savoir quels sont les paramètres importants. Sur la base du modèle élaboré, on effectue des simulations : ce sont des "expériences virtuelles" en général sur ordinateur, ou l'on fait varier divers paramètres pour en mesurer l'influence. La simulation est beaucoup moins coûteuse, que l'expérience réelle et surtout qu'elle est répétable à l'infini, avec toutes les modifications que l'on veut. La modélisation doit être suffisamment fine et précise, pour qu'une simulation soit efficace. Si on néglige trop d'éléments ou si l'on simplifie à l'excès, la simulation sera sans intérêt pratique.

III.2.2 L'optimisation

C'est la phase ultime de la résolution. Une fois la modélisation faite et l'influence des divers paramètres testés, on recherche le "réglage" ou le compromis qui donnerait le meilleur résultat.

III.2.3 Le logiciel

Le logiciel est l'étape ultime du processus, de modélisation/ simulation/ optimisation.

Une fois le problème convenablement analysé et résolu, le logiciel représente la solution sous forme visible. C'est le "produit fini" de la modélisation.

III.2.4 Efficacité et fiabilité maximales

La modélisation du processus permet de s'en assurer la pleine maîtrise en toute indépendance, on sait ce qu'il faut faire, on sait ce qui est important, et on n'est pas tributaire d'outils inadaptés et figés. On a le contrôle complet de la situation.

Le but principal du présent travail, consiste à modéliser des pertes de charges linéaires ou régulières, d'un écoulement d'un liquide réel, le long d'une conduite cylindrique et horizontale de dimensions connues.

Nous avons alors organisé notre travail selon la méthodologie suivante :

A- Réalisation d'une expérience au laboratoire de la mécanique des fluides sur une conduite de diamètre D variable, de longueur L et parcourue par un liquide réel de viscosité cinématique ν . La conduite est expérimentalement parcourue par un débit Q_v variable.

On détermine dans chacun des cas :

Le coefficient de pertes de charges λ , le débit Q_v , la vitesse d'écoulement V , la pression P et le nombre de Reynolds Re .

B- Mettre au point un programme informatique c'est-à-dire un modèle qui permet en effectuant des simulations, dans les mêmes conditions opératoires de reproduire les mêmes paramètres de l'écoulement que ceux trouvés par l'expérience.

Les résultats trouvés par le modèle sont comparés aux résultats trouvés par l'expérimentation.

C- Après avoir convenablement analysé le modèle et testé l'influence des divers paramètres de l'écoulement sur les résultats, le modèle pourrait être élargi à des conduites de dimensions quelconques et à des liquides de nature quelconque.

III.3 Les expériences réalisées

Les expériences ont été conduites, au laboratoire de Mécaniques des Fluides de la Faculté des Sciences et Technologies de l'Université de Mostaganem, à l'aide d'un appareil HM122 - Banc d'Essai Perte d'Ecoulement-

Le banc d'essai comprend trois portions de tuyaux droites de différents matériaux et différents diamètres. La longueur des portions du tuyau est de 2.5 m et chaque portion comprend au moins 5 points de mesure de pression, permettant de réaliser des mesures très précises et de vérifier la chute de pression linéaire dans une tuyauterie.

Le banc d'essai comporte un circuit d'eau fermé avec un réservoir et une pompe immergée. Le banc d'essai est mobile et peut être utilisé indépendamment du réservoir d'eau.



Figure III.1 : L'appareil HM122- banc d'essai perte d'écoulement-

Les expériences portent sur 3 types de tuyaux :

- Tuyaux de cuivre 28mm×1mm, $d_i = 26$ mm
- Tuyaux de cuivre 22mm×1mm, $d_i = 20$ mm
- Tuyaux de galvanisé 18mm×1mm, $d_i = 16$ mm

Et consistent à déterminer les pertes de charges linéaires qui se produisent dans chacun des conduites en fonction des autres paramètres de l'écoulement.

Dans le cas d'une conduite horizontale de longueur L et de diamètre constant D , les pertes de charges régulières qui se produisent sur la longueur L s'exprime par :

$$\Delta H = \frac{\lambda \cdot L \cdot V^2}{2 \cdot g \cdot D} \quad (\text{III.2})$$

$$\Delta P = \rho \cdot g \cdot \Delta h \quad (\text{III.3})$$

Le nombre de Reynolds sera calculé selon la relation suivante :

$$Re = \frac{\rho \cdot V \cdot D}{\mu} = \frac{V \cdot D}{\nu} \quad (\text{III.4})$$

Le coefficient de perte de charge λ s'écrit :

$$\lambda = \frac{2.D.\Delta p}{\rho.L.V^2} \quad (\text{III.5})$$

Les principaux résultats expérimentaux obtenus sont résumés dans les tableaux (III.1, III.2, et III.3).

La température de l'eau relevée lors de la mesure est de 25°C.

A) – Tuyau de cuivre di=26mm

Débit Q (m ³ /h)	Δh (mm)	ΔP (Pa)	Vitesse (m/s)	P.d.c (λ)	Reynolds (Re)
0,4	1.10 ⁻³	206,01	0,2	0,11173	557,7932
0,8	0,061	598,41	0,4	0,0784	801,3112
2,1	0,201	1971,81	1.1	0,02852	2229,221
2,7	0,261	2560,41	1,4	0,02088	3050,586
3,4	0,341	3345,21	1,8	0,0144	4428,246
3,8	0,381	3737,611	2	0,01209	5280,438
4,2	0,421	4130,011	2,2	0,01017	6278,577
4,6	0,461	4522,411	2,4	0,00856	7463,491

Tableau III.1 : les valeurs obtenues par l'expérience.

B) – Tuyau de cuivre di=20mm

Débit Q (m ³ /h)	Δh (mm)	ΔP (Pa)	Vitesse (m/s)	P.d.c (λ)	Reynolds (Re)
0.4	58	568.98	0.509	0.039	11412.1868
0.8	124	1216.44	1.019	0,021	22824.3736
1.0	194	1903.14	1.273	0.021	28530.467
1.6	346	3394.26	2.038	0.014	45648.7472
2	497	4875.57	2.547	0.013	57060.9339
3	815	7995.15	3.821	0.009	85591.4009

Tableau III.2 : les valeurs obtenues par l'expérience.

C) – Tuyau de galvanisé $d_i=16\text{mm}$

Débit Q (m^3/h)	Δh (mm)	ΔP (Pa)	Vitesse (m/s)	P.d.c (λ)	Nombre (Re)
0.4	51.5	505.215	0.553	0.024	9908.175
0.5	62.5	613.125	0.691	0.019	12380.739
0.6	86	843.66	0.829	0.015	14853.303
1.2	151	1481.31	1.659	0.008	29724.524
1.6	262	2570.22	2.212	0.008	39632.699
2	337	3305.97	2.764	0.006	49522.956

Tableau III.3 : les valeurs obtenues par l'expérience.

A fin de tester l'influence du nombre de Reynolds sur le coefficient des pertes de charges, nous avons analysé uniquement l'expérience relative au diamètre du tuyau de cuivre de diamètre intérieur : $d_i = 26\text{mm}$, dont les résultats sont résumés au tableau (III.1).

La courbe de la figure (III.2.) représente l'évolution de λ en fonction du nombre de Reynolds Re.

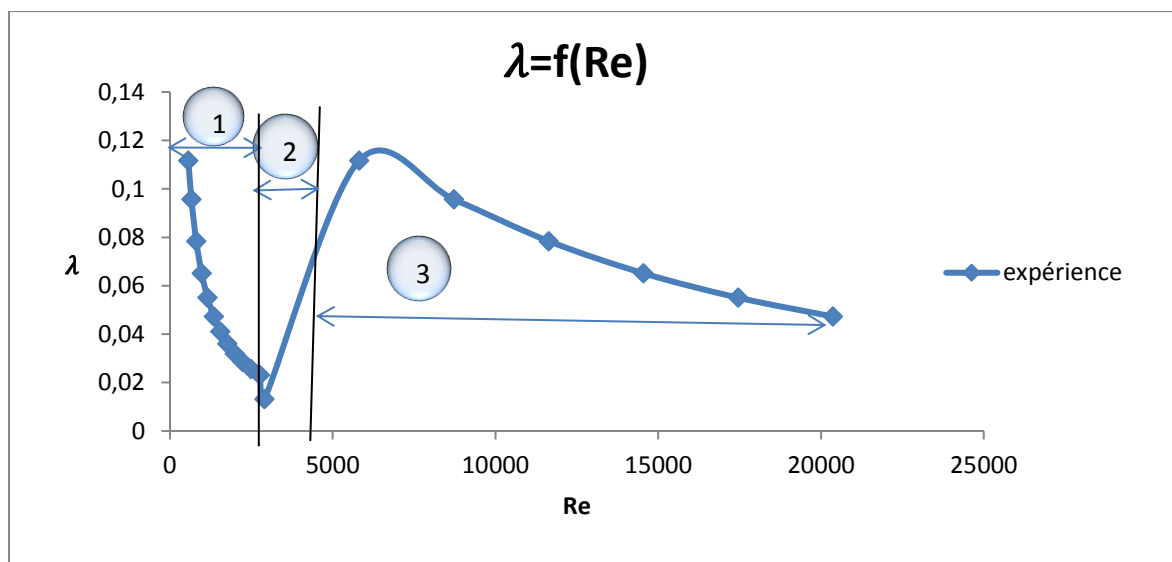
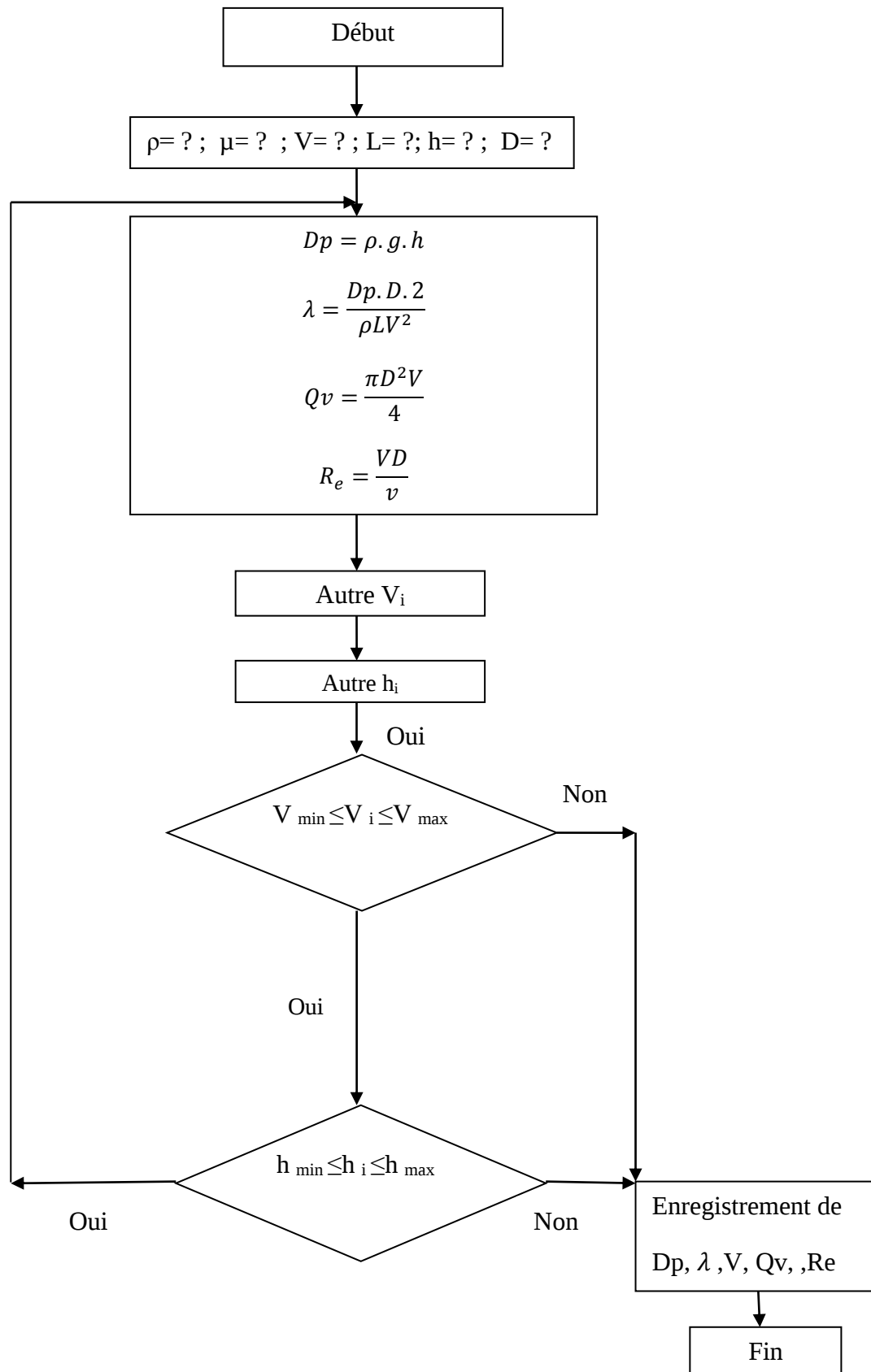


Figure III.2 : L'évolution de coefficient de pertes de charges λ , en fonction de Re.

Par ailleurs, nous avons mis au point un mini programme informatique permettant de reproduire les résultats obtenus par l'expérimentation.

Notre programme a été élaboré selon l'organigramme suivant :



CHAPITRE III : MODELISATION DES PERTES DE CHARGES REGULIERES

Les résultats obtenus par le modèle exécuté dans les mêmes conditions opératoires de l'expérience sont résumés dans le tableau ci-après :

Débit (m ³ /s)	Dh (m)	Dp (Pa)	Vitesse (m/s)	P.d.c (λ)	Reynolds (Re)
5,3066E-5	0.001	9.81	0.1	0,02319	2760,135
1,06132E-4	0.021	206.01	0.2	0,12173	525,74
1,59198E-4	0.041	402.21	0.3	0,10563	605,8833
2,12264E-4	0.061	598.41	0.4	0,0884	723,9698
2,6533E-4	0.081	794.61	0.5	0,07513	851,8934
3,18396E-4	0.101	990.81	0.6	0,06505	983,8105
3,71462E-4	0.121	1187.01	0.7	0,05726	1117,741
4,24528E-4	0.141	1383.21	0.8	0,05108	1252,827
4,77594E-4	0.161	1579.41	0.9	0,04609	1388,64
5,3066E-4	0.181	1775.61	1	0,04197	1524,937
5,83726E-4	0.201	1971.81	1.1	0,03852	1661,574
6,36792E-4	0.221	2168.01	1.2	0,03559	1798,459
6,89858E-4	0.241	2364.21	1.3	0,03307	1935,531
7,42924E-4	0.261	2560.41	1.4	0,03088	2072,746
7,9599E-4	0.281	2756.61	1.5	0,02896	2210,073
8,49056E-4	0.301	2952.81	1.6	0,02726	2347,491
9,02122E-4	0.321	3149.01	1.7	0,02575	2484,982
9,55188E-4	0.341	3345.21	1.8	0,0244	2622,533
0,00101	0.361	3541.41	1.9	0,02319	2760,135
0,00106	0.381	3737.611	2	0,02209	2897,78
0,00111	0.401	3933.811	2.1	0,02108	3035,46
0,00117	0.421	4130.011	2.2	0,02017	3173,171
0,00122	0.441	4326.211	2.3	0,01933	3310,909
0,00127	0.461	4522.411	2.4	0,01856	3448,67
0.00133	0.481	4718.611	2.5	0,01784	3586,452

Tableau III.4: les valeurs obtenues par le modèle.

L'évolution du coefficient de pertes de charges λ en fonction du nombre de Reynolds Re , est représentée par le graphe suivant :

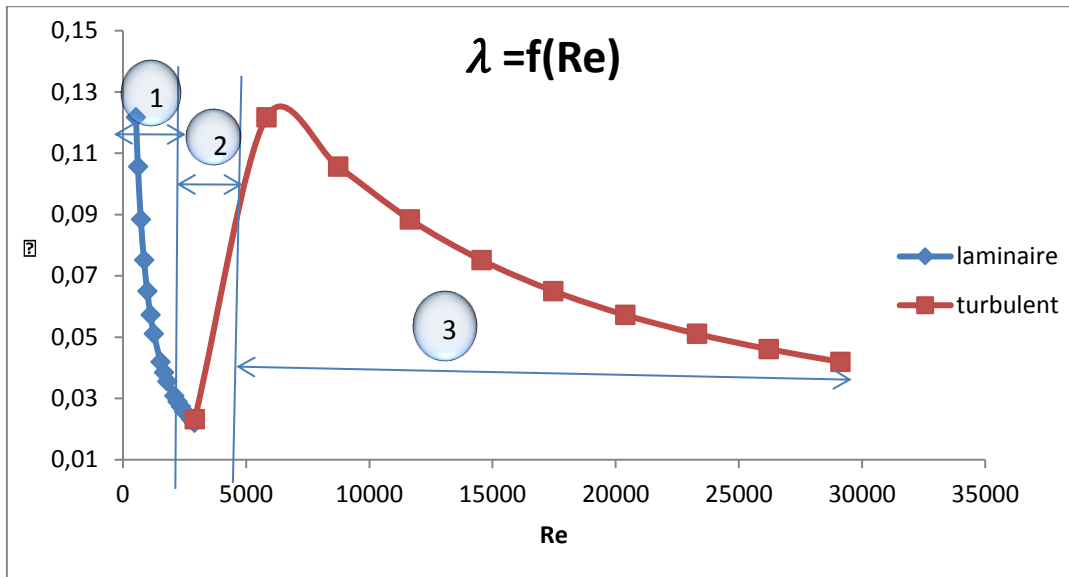


Figure III.3 : l'influence de nombre de Reynolds sur le coefficient de pertes de charges.

1. Régime laminaire.
2. Zone de transition.
3. Régime turbulent.

Les résultats de notre modèle sont confrontés à ceux issus de l'expérience, par la superposition des courbes.

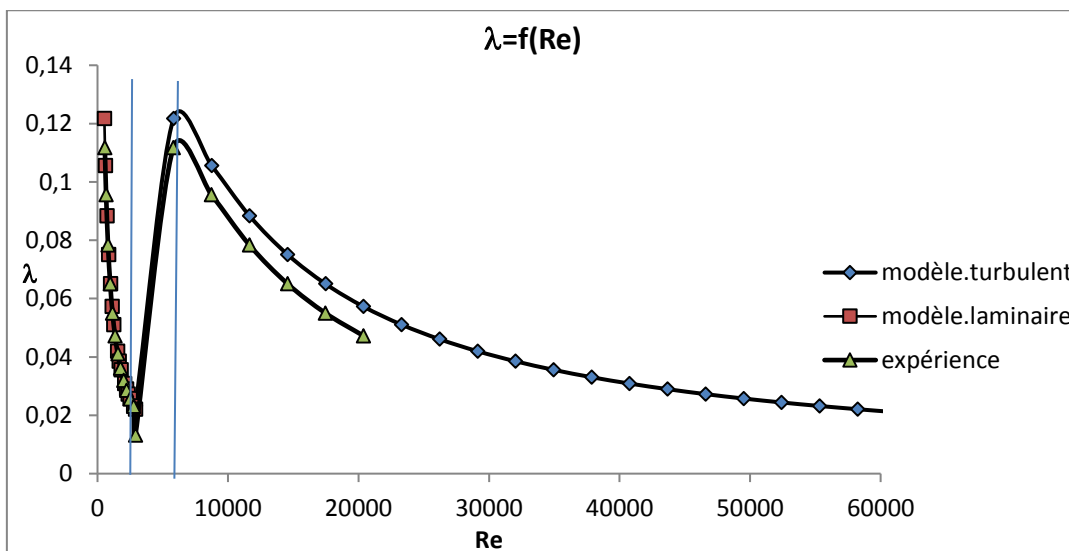


Figure III.4 : Comparaison de la courbe expérimentale à la courbe modèle.

L'évolution de λ en fonction de Re comprend 3 phases :

La première phase comprise entre 0 et 2000 est relative au régime laminaire, la deuxième phase comprise entre 2000 et 2800 traduit la zone de transition et la troisième phase correspondant à $Re > 2800$ est relative au régime turbulent.

Le modèle reproduit précisément les mêmes valeurs expérimentales dans la zone laminaire. En revanche, dans la zone de turbulence, des écarts entre la courbe expérimentale et la courbe du modèle, sont observés ; ces derniers sont attribués aux erreurs commises lors des manipulations.

La zone de transition est observée entre les valeurs $2000 < Re < 2800$, elle est relativement en bon accord avec les valeurs prévues par la théorie.

Afin de tester la validité de notre modèle théorique, et comme nous ne disposons pas de conduites de diamètres réduits, de l'ordre du millimètre au sein de notre laboratoire, nous avons repris les démarches et les résultats d'une expérience similaire réalisée au laboratoire de l'IUP Génie Mécanique de l'Université de Bordeaux 1 Sciences et Technologies. Sur des écoulements à travers une conduite de diamètre réduit, de l'ordre de 3mm.

La conduite étudiée est une conduite cylindrique de diamètre intérieur $D=3\text{mm}$ et de longueur $L=524\text{mm}$ [7].



Le circuit est alimenté en eau avec un débit qui est réglable par l'intermédiaire d'un pointeau. L'expérience s'est déroulée en deux temps :

À faible débit et à fort débit. Les résultats expérimentaux sont résumés aux tableaux suivants :

A) - Mesure à faible débits :

La température de l'eau que nous avons relevée dans le château d'eau lors de la mesure des forts débits avec le manomètre à mercure est de 20,5°C.

Volume (m ³)	Temps (s)	Débit (m ³ /s)	Vitesse (m/s)	Dh (mm)	Dp (Pa)	P.d.c λ	Reynolds Re
1,90.10 ⁻⁴	96,1	1,98.10 ⁻⁶	0,893	52	510,12	0,075	383,94
1,90.10 ⁻⁴	60,3	3,15. 10 ⁻⁶	1,025	90	882,9	0,051	1337,02
1,90.10 ⁻⁴	45,7	4,16. 10 ⁻⁶	1,211	116	1137,4	0,038	1764,17
1,85.10 ⁻⁴	38,8	4,77. 10 ⁻⁶	1,339	140	1373,4	0,035	2023,21
1,98.10 ⁻⁴	36,95	5,36. 10 ⁻⁶	1,361	155	1520,55	0,030	2273,80
1,92.10 ⁻⁴	32,4	5,93.10 ⁻⁶	1,657	179	1755,99	0,029	2514,54
1,90.10 ⁻⁴	32,05	5,93.10 ⁻⁶	1,718	217	2128,77	0,035	2515,52
1,90.10 ⁻⁴	31,3	6,07. 10 ⁻⁶	1,958	242	2334,02	0,037	2575,79

Tableau III.5 : résultats relatifs au faible débit.

Les graphes de la figure (III.5) représentent l'évolution de la perte de charge λ en fonction des différents paramètres caractéristiques de l'écoulement en régime laminaire.

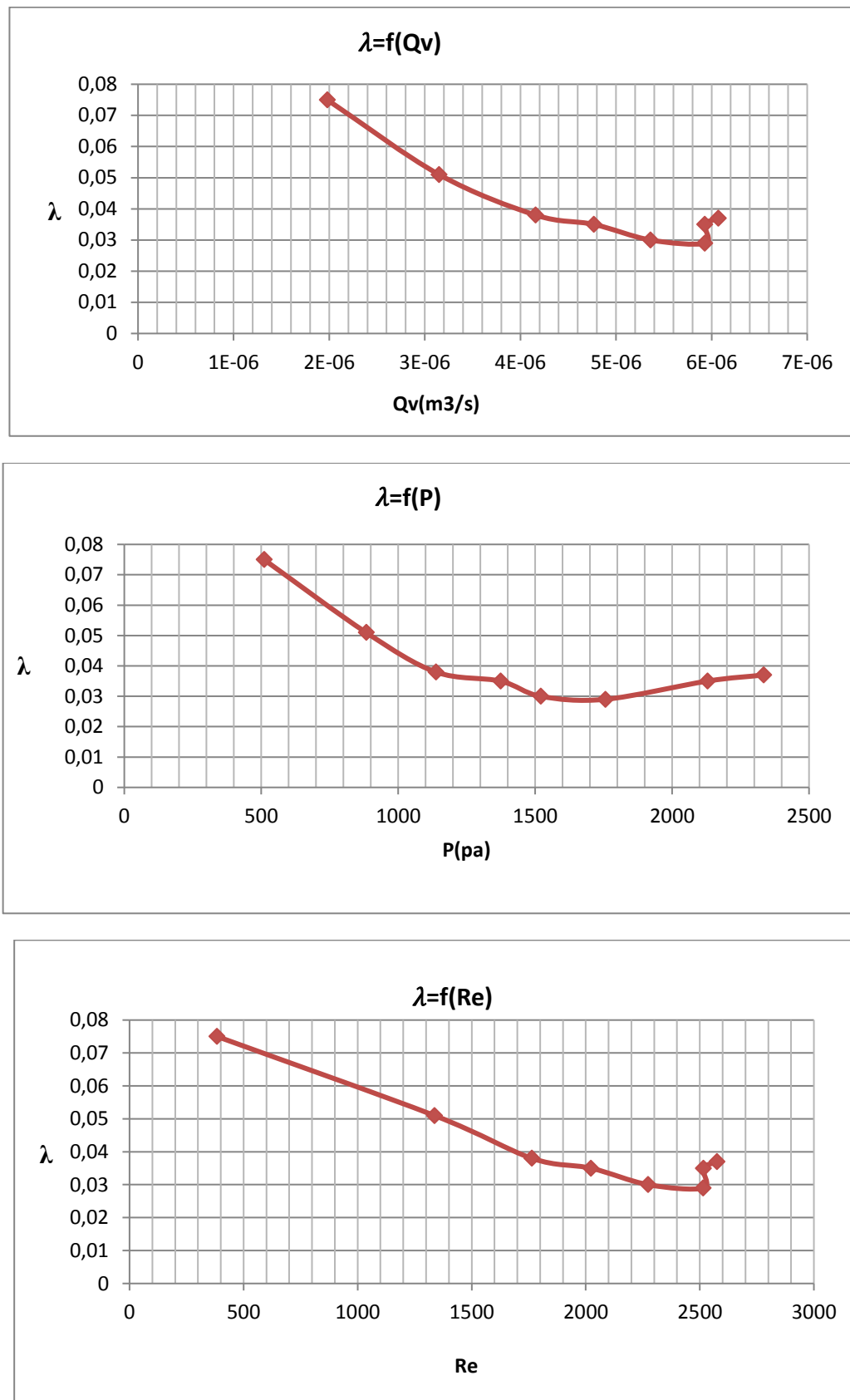


Figure III.5 : l'influence du débit, de la pression et du nombre de Reynolds sur λ .

B) - Mesure à fort débits :

La température de l'eau que nous avons relevée dans le réservoir lors de la mesure des forts débits avec le manomètre à mercure est de 20,5°C.

Volume (m ³)	Temps (s)	Débit (m ³ /s)	Vitesse (m/s)	Dh (mm)	Dp (Pa)	p.d.c λ	Reynolds Re
0,00195	30,9	6,31.10 ⁻⁵	0,893	21	2801,74	0,04	2677,8
0,00208	28,7	7,25. 10 ⁻⁵	1,025	29	3869,06	0,042	3075,27
0,0019	22,2	8,56. 10 ⁻⁵	1,211	37	4936,39	0,039	3631,64
0,00195	20,6	9,47. 10 ⁻⁵	1,339	43	5736,89	0,037	4016,7
0,00205	21,3	9,62. 10 ⁻⁵	1,361	53	7071,05	0,044	4083,91
0,00195	16,65	1,17.10 ⁻⁴	1,657	63	8405,21	0,035	4969,61
0,00198	16,3	1,21.10 ⁻⁴	1,718	71	9472,54	0,037	5154,42
0,00198	14,3	1,38. 10 ⁻⁴	1,958	78	10406,45	0,031	5875,31
0,00202	13,15	1,54. 10 ⁻⁴	2,173	88	11740,61	0,028	6518,2
0,00198	12,85	1,54. 10 ⁻⁴	2,179	100	13341,6	0,032	6538,29
0,002	11,55	1,73. 10 ⁻⁴	2,449	110	14675,76	0,028	7347,67
0,00292	16,85	1,73. 10 ⁻⁴	2,451	130	17344,08	0,033	7353,34

Tableau III.6 : résultats relatifs au fort débit.

Les graphes de la figure (III.6) représentent l'évolution de la perte de charge λ en fonction des différents paramètres caractéristiques de l'écoulement en régime turbulent.

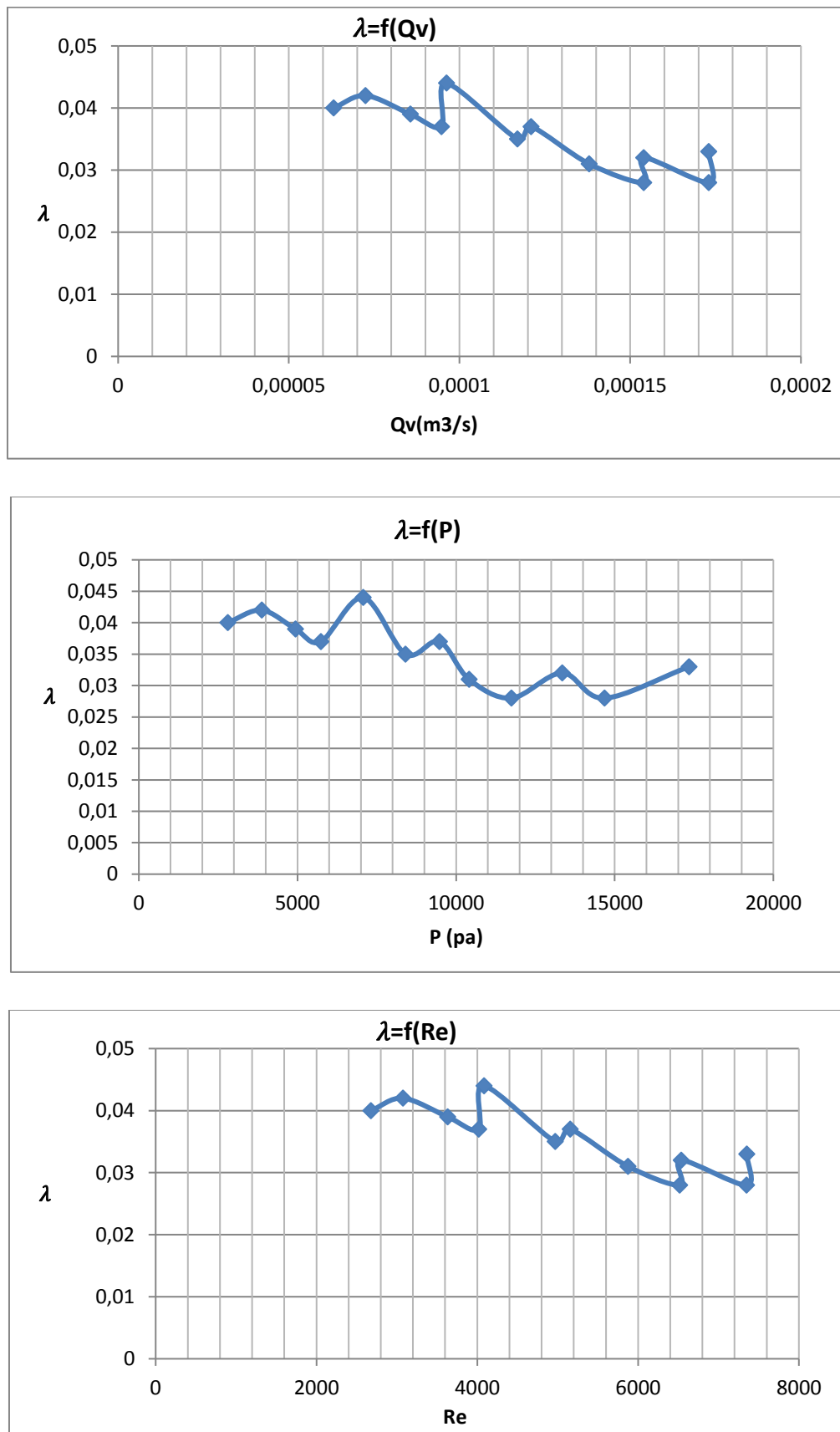


Figure III.6 : L'influence du débit, de la pression et du nombre de Reynolds sur λ .

Pour reproduire les résultats expérimentaux de cette expérience par le modèle, nous avons pris pour le régime laminaire :

$$Re = \frac{64}{\lambda} \quad (III.6)$$

Et pour le régime turbulent :

$$Re = \frac{v \times D}{\nu} \quad (III.7)$$

A) - Mesures à faibles débits :

Les valeurs de la perte de charges λ , du débit Q_v , de la vitesse V , de la pression D_p et du nombre de Reynolds Re , relatives à l'écoulement à faibles débits, obtenues par le modèle sont résumés dans le tableau ci-après :

Débit (m ³ /s)	Dh (mm)	Dp (pa)	Vitesse (m/s)	P.d.c λ	Reynolds Re
1,9782E-6	0,052	510,12	0,28	0,0745	840
2,489E-6	0,07575	743,1075	0,3523	0,06856	1056,9
2,9998E-6	0,0995	976,095	0,4246	0,06199	1273,8
3,5106E-6	0,12325	1209,083	0,4969	0,05607	1490,7
4,0214E-6	0,147	1442,07	0,5692	0,05097	1707,6
4,5322E-6	0,17075	1675,057	0,6415	0,04661	1924,5
5,043E-6	0,1945	1908,045	0,7138	0,04288	2141,4
5,5538E-6	0,21825	2141,033	0,7861	0,03967	2358,3
6,0646E-6	0,242	2374,02	0,8584	0,03689	2575,2

Tableau III.7 : résultats obtenus par le modèle.

Nous constatons que le modèle reproduit, en excluant les incertitudes liées aux relevés effectués pendant l'expérimentation, des résultats quantitativement conformes aux résultats obtenus par l'expérience. Des débits faibles ont été choisis expérimentalement pour avoir un régime laminaire. Les valeurs de Re enregistrées par le programme varient entre 840 et 2575, ce qui correspond bien à l'écoulement laminaire.

L'évolution du coefficient λ en fonction du débit, de la pression et du nombre de Reynolds, relative au régime laminaire, est illustrée par les graphes de la figure (II.7). Nous remarquons que la variation du coefficient des pertes de charges λ , en fonction des paramètres caractéristiques de l'écoulement ; la vitesse v , le débit Q_v , la pression p et le

nombre de Reynolds Re évoluent progressivement et de façon uniforme. Toutefois, des ruptures de pente sont observées pour les valeurs de Re supérieures ou égales à 2500. Cette perturbation traduit la présence de la zone de turbulence. Les zones de turbulence seront mieux observées et mises en évidence quand on aura abordé les écoulements à forts débits.

Rappelons que ce résultat est conforme aux résultats issus de la théorie. Le nombre de Reynolds est utilisé comme indice pour caractériser le type d'écoulement.

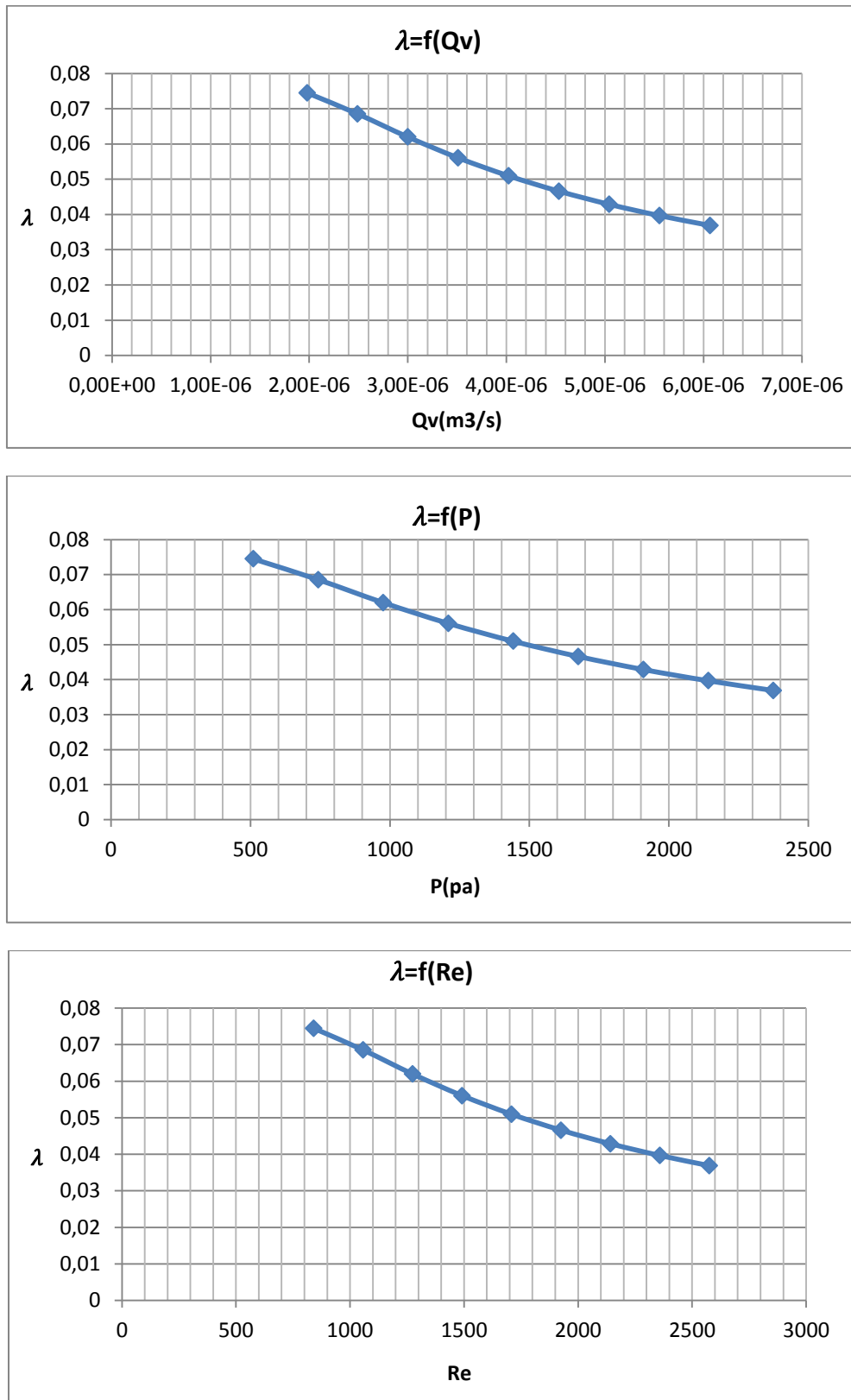


Figure III.7 : L'évolution du coefficient de pertes de charges λ , en fonction du débit, de la pression et du nombre de Reynolds.

A- Mesures à forts débits :

Les valeurs du λ , de la vitesse v , du débit Q_v , de la pression p et du nombre de Reynolds Re , relatives à l'écoulement à forts débits, obtenues par le modèle sont illustrées dans le tableau suivant :

Débit (m ³ /s)	Dh (mm)	Dp (Pa)	Vitesse (m/s)	p.d.c λ	Reynolds Re
6,309045E-6	0,021	2801,736	0,893	0,04023	2679
7,226082E-6	0,0301	4015,822	1,0228	0,04396	3068,4
8,14312E-6	0,0392	5229,908	1,1526	0,04508	3457,8
9,06016E-6	0,0483	6443,993	1,2824	0,04487	3847,2
9,97719E-6	0,0574	7658,079	1,4122	0,04397	4236,6
1,08942E-5	0,0665	8872,164	1,542	0,04272	4626
1,18113E-5	0,0756	10086,25	1,6718	0,04132	5015,399
1,27283E-5	0,0847	11300,33	1,8016	0,03987	5404,799
1,36453E-5	0,0938	12514,42	1,9314	0,03841	5794,199
1,45624E-5	0,1029	13728,51	2,0612	0,037	6183,599
1,54794E-5	0,112	14942,59	2,191	0,03564	6573
1,63965E-5	0,1211	16156,68	2,3208	0,03435	6962,399
1,73135E-5	0,1302	17370,76	2,4506	0,03312	6962,399

Tableau III.8 : résultats obtenus par le modèle.

Nous avons choisi des débits forts pour provoquer des turbulences au niveau des écoulements. Ce phénomène est traduit par les valeurs du nombre de Reynolds. On constate que Re est proportionnel au débit de l'écoulement et fluctue entre 2679 et 6962, ce qui signifie que l'écoulement est turbulent. Des fluctuations sont aussi observées, quant à la progression du coefficient de la perte de charges, ce qui explique aussi que l'écoulement n'est pas uniforme ou laminaire.

L'évolution du coefficient λ en fonction du débit, de la pression et du nombre de Reynolds, relative au régime laminaire, est illustrée par les graphes de la figure (III.8).

Contrairement à l'écoulement laminaire, nous constatons que la variation des paramètres d'écoulement n'est pas uniforme. Des ruptures de pentes sont observées sur les courbes d'évolution de chacun des paramètres d'écoulement. Ces perturbations traduisent le régime turbulent. Il ne s'agit ici que d'une pré-étude car, nous sommes limités par les conditions opératoires de l'expérience. La gamme de pression choisie est trop restreinte.

Le programme pourrait être élargi à des gammes de pression importantes.

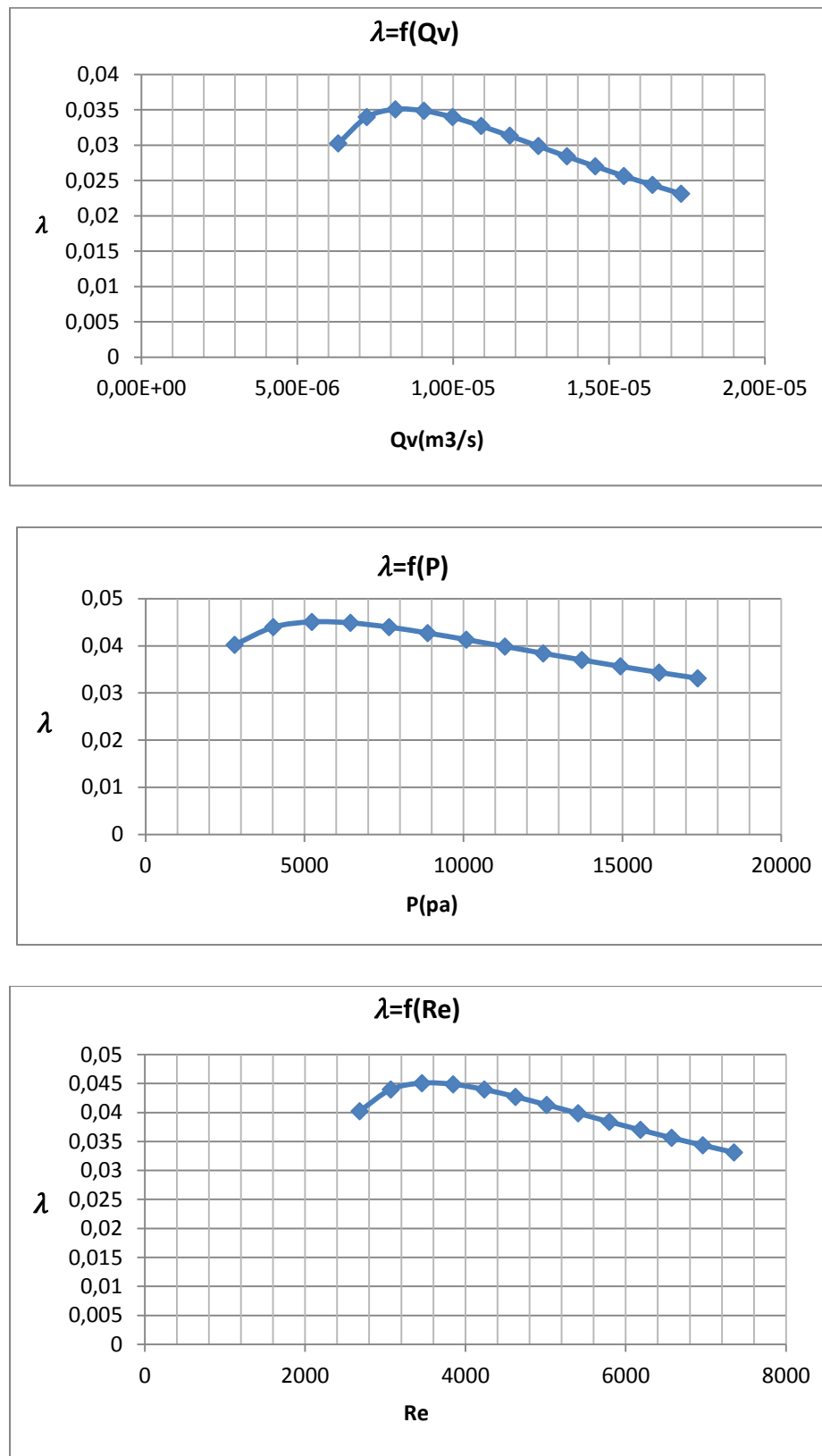


Figure III.8 : variation du coefficient de perte de charge λ en fonction du débit, de la pression et du nombre de Reynolds.

II.4 Comparaison des résultats

Afin de comparer les résultats obtenus par le modèle aux résultats réalisés par l'expérience, nous avons procédé à la comparaison par la superposition des graphes obtenus pour chacun des régimes: Les graphes de la figure (II.9) représentent la comparaison entre les résultats obtenus par le modèle et ceux issus de l'expérience relative au régime laminaire. Pour chacune des courbes, représentant l'évolution du coefficient de perte de charges λ en fonction du débit, de la pression et du nombre de Reynolds, nous observons de petits décalages entre les courbes modèles et les courbes issues de l'expérience. Ces décalages sont attribués aux erreurs commises aux laboratoires lors des relevés effectués pendant l'expérience.

La figure (II.10) représente la superposition des graphes obtenus par le modèle à ceux issus de l'expérience relative au régime turbulent. Pour chacune des courbes, représentant l'évolution du coefficient de perte de charges λ en fonction du débit, de la pression et du nombre de Reynolds, nous observons de petits décalages entre les courbes modèles et les courbes issues de l'expérience et des ruptures de pente. Les décalages sont attribués aux erreurs commises aux laboratoires lors de l'expérimentation. Quand aux ruptures de pentes, ces dernières traduisent l'écoulement turbulent.

LE REGIME LAMINAIRE.

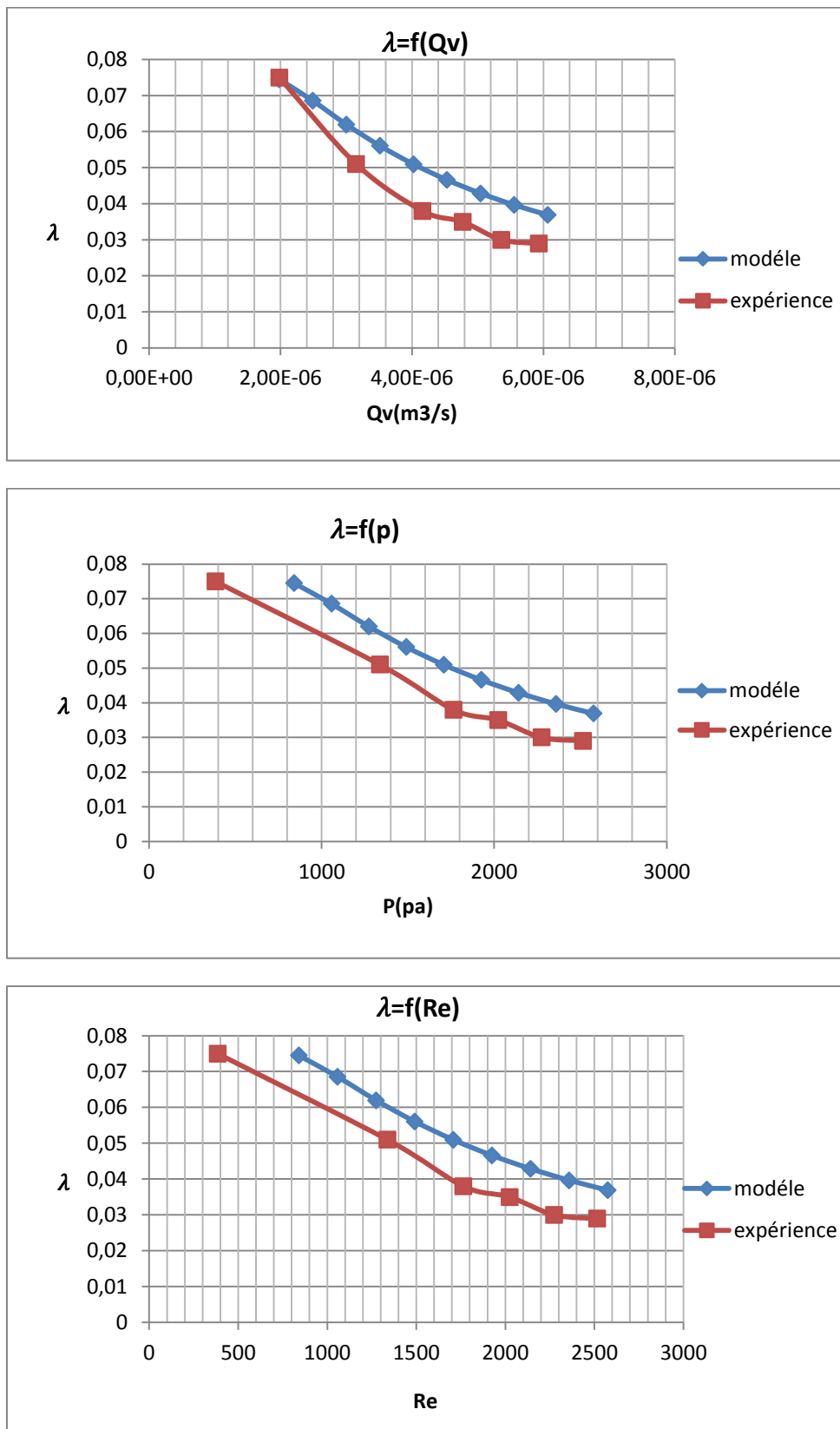


Figure III.9 : Superposition de la courbe expérimentale à la courbe modèle pour le régime laminaire.

LE REGIME TURBULE.

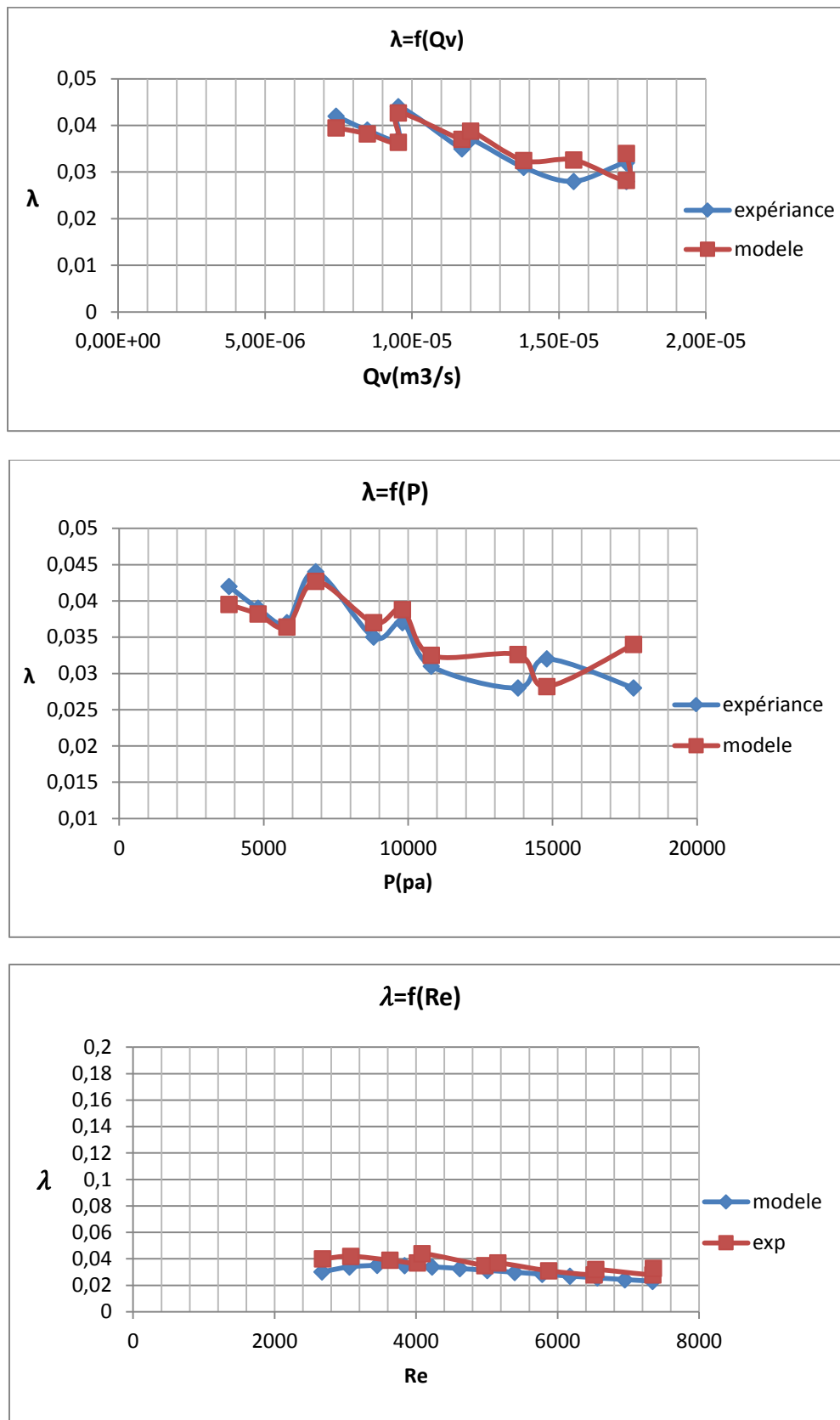


Figure III.10 : Superposition de la courbe expérimentale à la courbe modèle pour le régime turbulent.

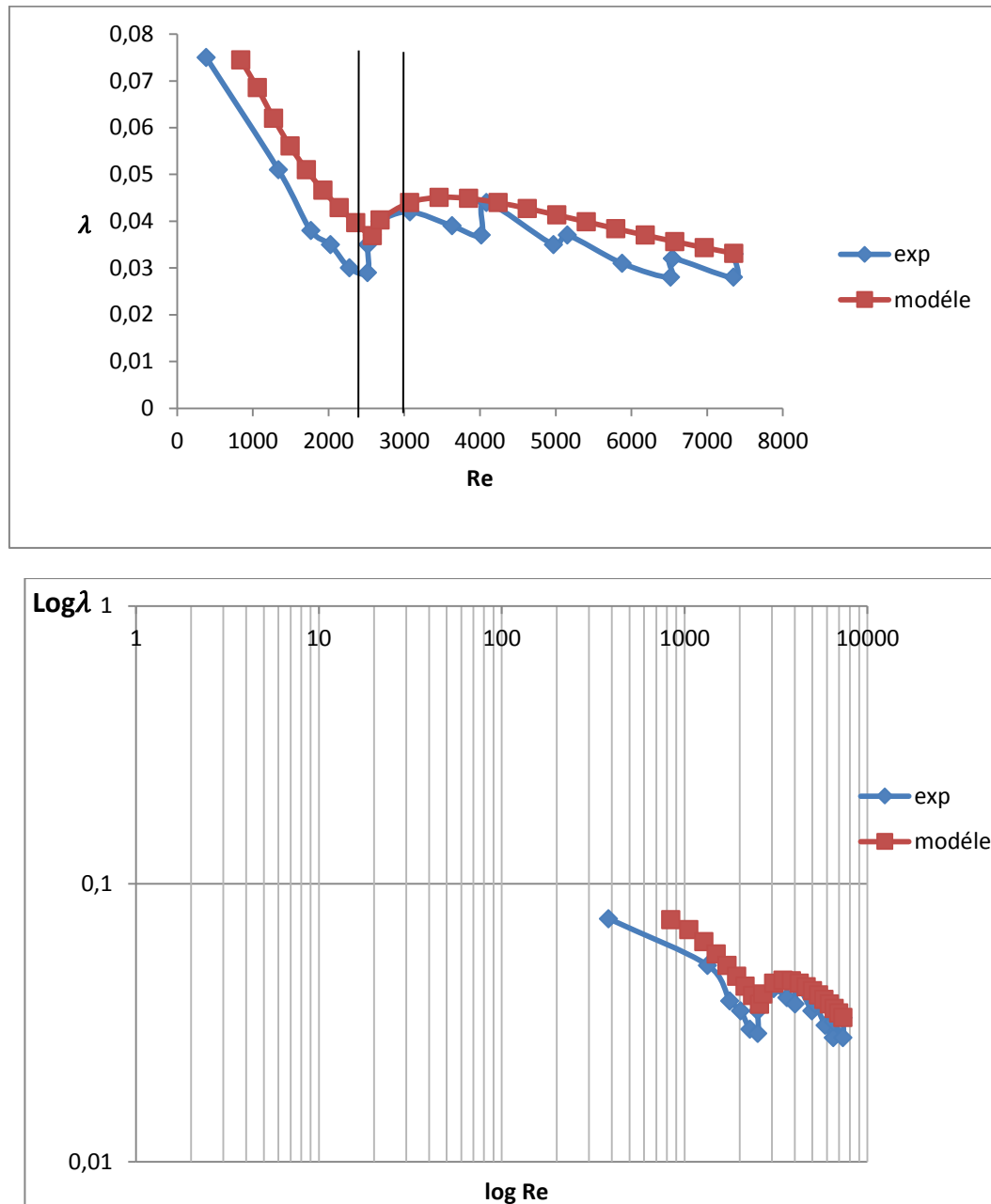


Figure III.11 : Superposition de la courbe expérimentale à la courbe modèle pour les deux régimes.

II.5 Interprétation

Le modèle reproduit les mêmes résultats obtenus par l'expérience. Il retrace Les trois régimes d'écoulements :

- Le régime laminaire dont le nombre de Reynolds Re est compris entre 0 et 2400,

$$0 < Re < 2400$$

- Le régime transitoire dont le nombre de Reynolds Re est compris entre 2400 et 3000.

Nous l'avons délimité sur le diagramme par deux droites verticales.

- Le régime turbulent dont le nombre de Reynolds Re est supérieur à 3000.
($Re > 3000$).

Les courbes expérimentales sont légèrement décalées de celles issues du modèle.

Ce décalage est attribué aux erreurs commises lors de l'expérimentation et aux appareils de mesure.

Toutefois, nos résultats sont relativement conformes aux prévisions de la théorie.

Conclusion générale

Cette étude consistait à étudier expérimentalement les pertes de charges linéaires ou régulières des écoulements à travers des conduites horizontales des dimensions connues.

Par suite, établir des corrélations entre certains paramètres hydrauliques de l'écoulement et le coefficient de pertes de charges λ .

Nous avons, commencé par une étude bibliographique détaillée relative à la description et l'étude du comportement des liquides ou fluides à l'état statique puis et à l'état dynamique.

Les calculs théoriques des pertes de charges linéaires et singulières dans Les conduites rectilignes ainsi que les régimes d'écoulements : Régime laminaire, régime turbulent et la zone de transitoire.

Ont fait l'objet de la derrière partie de cet aperçu bibliographique.

Aussi, nous avons présenté les différentes méthodes et techniques expérimentales utilisées en mécanique des fluides pour mesurer les différents paramètres influant sur l'écoulement d'un fluide notamment, les méthodes de mesure des pertes de charges.

Nous avons choisi d'étudier des paramètres aisément accessibles, tels que la vitesse d'écoulement v , le débit Q_v , la pression P , le nombre de Reynolds Re et le coefficient de pertes de charges λ .

Une série d'expériences à été conduite pour mesurer le coefficient de pertes de charges λ et le nombre de Reynolds Re .

La première expérience à été réalisée au laboratoire de Mécanique des Fluides de la Faculté des sciences et technique de l'Université de Mostaganem.

Les expériences portent sur des conduites rectilignes et horizontales. De diamètres intérieurs compris entre 20 et 30 mm. Les résultats portent sur deux types d'écoulements : laminaire et turbulent. Nous avons mis en évidence expérimentalement les deux régimes d'écoulement ainsi que la zone transitoire.

Les courbes traduisant l'évolution du coefficient de pertes de charges λ en fonction des différents paramètres hydrauliques, ont été tracée et commentées. Comme nous ne disposons pas de conduites de diamètres réduits, de l'ordre du millimètre au sein de notre laboratoire,

nous avons repris les démarches et les résultats d'une expérience similaire réalisée au laboratoire de l'IUP Génie Mécanique de l'Université de bordeaux 1 Sciences et Technologies. Sur des écoulements à travers une conduite de diamètre réduit, de l'ordre de 3mm.

La dernière partie de ce mémoire, constitue l'objet principal de cette étude. Il s'agirait de dresser un modèle informatique permettant de calculer les pertes de charges régulières dans des conduites rectilignes connaissent ses dimensions. L'algorithme et l'organigramme traduisant le fonctionnement du programme ont été illustrés.

Par ailleurs, nous avons alors mis au point un programme informatique spécifique permettant de calculer les pertes de charges linéaires ou régulières, de tout type d'écoulement en charge et dans tout type de conduite rectiligne connaissent leurs dimensions et la nature du fluide qui s'y écoule.

Les résultats obtenus par le modèle ont été confrontés aux résultats usés de l'expérimentation.

Il s'avère, selon les résultats obtenus que le logiciel ou le programme reproduise les mêmes valeurs des différents paramètres hydrauliques obtenus par les expériences réalisées. Les faibles écarts observés entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus par le modèle sont attribués aux erreurs commise lors de la manipulation et celles relevant des appareils de mesure.

Au terme de cette étude et après avoir analyse les divers paramètres hydrauliques influant sur les écoulements en charge, nous avons mis au point une logiciel qui représente la solution sous forme visible. C'est "le produit fini" de cette étude.

L'étude des écoulements des fluides par l'outil informatique, ouvre donc une nouvelle voie prometteuse pour simplifier ou faciliter les calculs complexe relatifs à la dynamique des fluides.

Cette méthode offre la possibilité de vérifier voire de corriger certains résultats antérieurs obtenus par les formules empiriques et utilisés en pratique sous forme des tables ou d'abaques.

Une continuation de cette étude sur la base des résultats obtenus, serait intéressante.

Il s'agit de compléter cette étude par la modélisation des pertes de charges singulières ou accidentelles.

L'ensemble constituera alors, une étude complète des pertes de charges dans les écoulements en charge ou sous pression.

Références Bibliographiques

- [1] BOUNOUA, Abdelkader. " *Hydraulique générale*" [Extrait de cours] .- France : Université de Poitiers, 1992.
- [2] CARLIER, M. " *Hydraulique générale et appliquée*" [Livre] .- France: Eyrolles, 1998.
- [3] CHERNAOUT, Redhouane. " *Mecanique des Fluides et Hydraulique*" [Livre].- Alger: 1, Université ,Ben Aknoun, 2010.
- [4] GERMAIN, P& MULLER, P." *Introduction à la mécanique des milieux continus*'' [Livre].- l'Université de Caen en, (2002-203).
- [5] OUZIAUX, R & PERRIER, J." *Mécanique des fluides appliquée*" [livre].-France, 1978.
- [6] CHAUSSEMENT, S." *Hydraulique Générale*" [Extrait de cours].-France : Université de Lemans,2012.
- [7] COUDERC, C & FONTAN, F." *Pertes de charges dans une conduite de petit diamètre*" [Travaux Pratique].-France : Université de Bordeaux 1 Sciences et Technologies, (2005/2006).
- [8] SALEH, K." *Analyse et Simulation Numérique par Relaxation d'Écoulements Diphasiques Compressibles. Contribution au Traitement des Phases Evanescents*'' [Thèses du doctorat].- Pris: l'Université Pierre et Marie Curie, 2012.
- [9] ALLEL, B." *Modélisation Hydraulique d'un Système de Transfert d'eau potable -cas du transfert du couloir Chleff-Tenes-el Guelta – a partir du barrage de sidi yacoub*'' [Thèse de magister].- Chlef : Université Hassiba Benbouali.
- [10] Site Internet: http://res-nlp.univ-lemans.fr/NLP_C_M02_G02/co/Contenu_26.html
- [11] Site Internet : (http://femto-physique.fr/mecanique_des_fluides/mecaflu_C3.php)