

Mécanique des fluides

Introduction à l'hydraulique pour les ingénieurs civils



Christophe ANCEY

C. ANCEY,
EPFL, ENAC/IIC/LHE,
Ecublens, CH-1015 Lausanne, Suisse
christophe.ancey@epfl.ch, lhe.epfl.ch



Hydraulique à surface libre / C. ANCEY
version 19.2 du 16 mai 2022, Lausanne



Attribution : pas d'utilisation commerciale, pas de modification, 3.0. [Licence Creative Common 3.0](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/). Ce travail est soumis aux droits d'auteurs. Tous les droits sont réservés ; toute copie, partielle ou complète, doit faire l'objet d'une autorisation de l'auteur. La gestion typographique a été réalisée à l'aide du package *efrench* de Bernard GAULLE. Tous les clichés sont de Christophe Ancey sauf mention contraire.

Crédit des illustrations. Première de couverture : barrage de Mauvoisin (VS). Robert Belz, *la nef des fous*. Illustrations par Pieter Bruegel dit Bruegel l'Ancien. **Table des matières** : *les sept péchés mortel* (gravure). *La parabole des aveugles* (musée Capodimonte, Naples). **Chapitre 1** : Alexandre Calame, *torrent de montagne par orage* (collection privée). **Chapitre 2** : *la Tour de Babel* (Kunsthistorisches Museum, Vienne). **Chapitre 3** : *le triomphe de la mort* (museo del Prado, Madrid). **Chapitre 4** : *le grand poisson mangeant les petits poissons* (gravure). **Chapitre 5** : *les chasseurs dans la neige* (Kunsthistorisches Museum, Vienne). **Chapitre 6** : *la rentrée des troupeaux* (Kunsthistorisches Museum, Vienne). **Chapitre 7** : *les mendiants* (musée du Louvre, Paris). **Bibliographie** : *le combat de carnaval et carême* (musée du Louvre, Paris). **Index** : *les sept péchés mortel* (gravure).



Table des matières

Table des matières

iii

1	Propriétés des fluides	1
1.1	Définition physique d'un fluide	1
1.1.1	États de la matière	1
1.1.2	Matière divisée: dispersions, suspensions, émulsions	5
1.2	Définition rhéologique d'un fluide	6
1.3	Viscosité des fluides	7
1.3.1	Manifestation à l'échelle macroscopique	7
1.3.2	Origine physique	8
1.3.3	Fluides newtoniens et non newtoniens	9
1.4	Tension de surface	15
2	Similitude	23
2.1	Analyse dimensionnelle et théorie de la similitude	23
2.1.1	Objet de la théorie de la similitude	23
2.1.2	Invariance d'échelle	24
2.2	Unités de mesure	27
2.3	Principaux nombres adimensionnels	29
2.4	Théorème de Vaschy-Buckingham (théorème II)	31
2.4.1	Méthode de Rayleigh	31
2.4.2	Théorème de Vaschy-Buckingham	33
2.4.3	Application n° 1 du théorème II: force de traînée	35
2.4.4	Application n° 2 du théorème II: puissance d'une explosion nucléaire	38
2.4.5	Application n° 3 du théorème II: loi de Manning-Strickler	40
2.5	Analyse dimensionnelle et équations du mouvement	41
2.6	Similitude en ingénierie	44
2.6.1	Généralités	44
2.6.2	Similitude en hydraulique	45
2.6.3	Courbe maîtresse	46
3	Statique des fluides	49
3.1	Origine physique de la pression dans les fluides	49
3.2	Loi de l'hydrostatique	51
3.2.1	Loi de Pascal	51

3.2.2	Principe d'Archimède	52
3.2.3	Calcul des forces de pression en pratique	53
3.3	Mesure de la pression	54
4	Équations de bilan	57
4.1	Théorèmes de transport	57
4.1.1	Vue générale	57
4.1.2	Théorème de transport en dimension 1	59
4.1.3	Généralisation et théorème de Reynolds	64
4.1.4	Volume de contrôle fixe, matériel et arbitraire	65
4.1.5	Conservation de la masse	65
4.1.6	Conservation de la quantité de mouvement	66
4.1.7	Conservation de l'énergie, théorème de Bernoulli	70
4.2	Quelques applications du théorème de Bernoulli	74
4.2.1	Formule de Torricelli	74
4.2.2	Intrusion d'un courant de gravité	75
4.2.3	Tube de Pitot	76
5	Écoulement à surface libre	79
5.1	Introduction	79
5.1.1	Généralités	79
5.1.2	Un peu de vocabulaire et des notations	79
5.2	Hydraulique des canaux	92
5.2.1	Charge totale et charge spécifique	94
5.2.2	Courbes de remous obtenues par l'équation de Bernoulli	98
5.3	Régime permanent uniforme	99
5.3.1	Relation d'équilibre pour un régime permanent uniforme	99
5.3.2	Loi de frottement	100
5.3.3	Justification physique	105
5.3.4	Hauteur normale selon la section d'écoulement	107
5.4	Régime permanent non-uniforme	113
5.4.1	Canal large	113
5.4.2	Canal quelconque	113
5.4.3	Courbes de remous	115
5.4.4	Classification des régimes d'écoulement	116
5.4.5	Conditions aux limites	119
5.5	Courbes de remous et écoulement critique	122
5.5.1	Hauteur critique et régimes associés	122
5.5.2	Ressaut hydraulique	123
5.5.3	Conjugaison d'une courbe de remous	127
5.5.4	Effet d'un obstacle	135
6	Écoulements laminaires et turbulents	145
6.1	Équations de Navier-Stokes	145
6.1.1	Bases théoriques	145
6.1.2	Forme générique des équations de Navier-Stokes	146
6.1.3	Conditions aux limites	147
6.2	Base phénoménologique du comportement newtonien	148
6.3	Méthodes de résolution des équations de Navier-Stokes	150
6.3.1	Expérience de Newton	150

6.3.2	Expérience de Trouton	153
6.4	Adimensionalisation des équations	157
6.4.1	Choix des échelles	157
6.4.2	Régimes d'écoulement	159
6.5	Écoulements dominés par la viscosité	160
6.5.1	Sédimentation	160
6.5.2	Écoulement dans les milieux poreux	161
6.5.3	Effet coin d'huile	163
6.6	Couche limite	166
6.6.1	Définition	166
6.6.2	Équation de la couche-limite	167
6.6.3	Équation de Blasius	169
6.7	La turbulence ou les limites du modèle newtonien (laminaire)	170
6.8	Moyenne des équations de Navier-Stokes	173
6.9	Problème de fermeture	177
6.10	Exemple d'application : écoulement sur un plan incliné	178
7	Écoulements turbulents en charge	185
7.1	Introduction	185
7.2	Écoulement permanent uniforme lisse	186
7.2.1	Équations du mouvement	186
7.2.2	Phénoménologie	187
7.2.3	Zone logarithmique	188
7.2.4	Zone centrale	190
7.2.5	Synthèse	190
7.3	Écoulement permanent uniforme rugueux	191
7.3.1	Équations du mouvement; effet de la rugosité	191
7.3.2	Calcul du débit pour des canalisations rugueuses	191
7.4	Dissipation d'énergie dans les conduites en régime établi	192
7.4.1	Bilan d'énergie en régime laminaire	192
7.4.2	Bilan d'énergie en régime turbulent	196
7.5	Pertes de charge singulières	202
7.5.1	Problématique	202
7.5.2	Principales formules de perte de charge singulière	202
7.6	Pompage	205
7.6.1	Propriétés d'une pompe	205
7.6.2	Calcul du point de fonctionnement d'une pompe	206
7.7	Application	207
7.7.1	Vidange d'un réservoir	207
7.7.2	Remplissage d'un réservoir	208
	Bibliographie	211
	Bibliographie	211
	Index	213

Der Studenten ich auch nicht schone:
Sie haben die Kappe voraus zum Lohne,
Und wenn sie die nur streifen an,
Foigt schon der Zipfel hintendran,
Denn wenn sie sollten fest studieren,
So gehn sie lieber bubelieren.
Die Jugend schätzt die Kunst gar klein;
Sie lernt jetzt lieber ganz allein,
Was unnütz und nicht fruchtbar ist.
Denn dies den Meistern auch gebrist,
Daß sie der rechten Kunst nicht achten,
Unnütz Geschwätz allein betrachten.

Sebastian BRANT (1458-1521) – *Das Narrenschiff*, 27. Von unnützem Studieren



Je ne veux pas ménager les étudiants,
le bonnet leur revient de droit,
et, s'ils le touchent seulement du bout des doigts,
la pointe leur tombe aussitôt dans le dos.
Car, au lieu d'étudier sérieusement,
ils recherchent plutôt leur amusement.
La jeunesse méprise les sciences.
Elle préfère s'instruire au hasard
de choses inutiles et stériles.
Aussi faut-il en faire le reproche aux Maîtres
qui ne savent plus enseigner la vraie culture
et qui se perdent en polémiques stériles.

Sebastian BRANT (1458-1521) – *La nef des fous*, 27. Des études vaines



Avant-propos

IL S'AGIT d'un recueil de notes contenant les principales notions du cours ainsi que les formules à connaître. Il ne s'agit pas d'un cours complet de mécanique des fluides. Le support complet de mon cours peut être trouvé à travers :

- les deux ouvrages « Hydrodynamique » et « Hydraulique » de Graf & Altinakar ;
- le manuel de cours « Mécanique des fluides » de Rhyming ;
- le cours « mécanique des fluides : une introduction » par Botsis & Deville ;
- l'ouvrage « Constructions hydrauliques » de Sinniger & Hager. mis à jour par Hager & Schleiss.

tous publiés aux PPUR (collection Traités de Génie Civil pour les ouvrages de Graf & Altinakar et Sinniger & Hager). Un grand nombre des données biographiques données à travers les différents chapitres sont issues du livre du prof. Willi Hager de l'ETHZ « Hydraulicians in Europe 1800–2000 » publié par l'*International Association of Hydraulic Engineering and Research* (Delft, 2003).

J'emploie les notations usuelles modernes :

- les exemples sont le plus souvent introduits à l'aide de « ♣ **Exemple.** – » et on indique la fin d'un exemple par le symbole « qed » □ ;
- les parties qui peuvent poser des problèmes d'interprétation sont indiquées par le symbole $\hat{?}$ dans la marge ;
- les démonstrations un peu techniques (qui peuvent être sautées en première lecture) sont signalées par le symbole \otimes ;
- les vecteurs, matrices, et tenseurs sont en gras ;
- les variables scalaires sont en italique ;
- les fonctions, opérateurs, et nombres sans dimension sont en roman ;
- le symbole O (O majuscule) signifie « est de l'ordre de » ;
- le symbole o (o minuscule) signifie « est négligeable devant » ;
- je n'emploie pas la notation D/Dt pour désigner la dérivée particulaire, mais d/dt (qu'il ne faudra donc pas confondre avec la différentielle ordinaire selon t). Je considère que le contexte est suffisant pour renseigner sur le sens de la différentielle et préfère garder le symbole D/Dt pour d'autres opérations différentielles plus complexes ;
- le symbole \propto veut dire « proportionnel à » ;

- le symbole \sim ou \approx veut dire « à peu près égal à » ;
- les unités employées sont celles du système international : mètre [m] pour les longueurs, seconde [s] pour le temps, et kilogramme [kg] pour la masse. Les unités sont précisées entre crochets ;
- pour la transposée d’une matrice ou d’un vecteur, j’emploie le symbole \dagger en exposant : \mathbf{A}^\dagger veut dire « transposée de \mathbf{A} ».

Remerciements pour les relecteurs suivants : Damien Bouffard, Steve Cochard, Nicolas Andreini, Sébastien Wiederseiner, Martin Rentschler, Maxime Trolliet, Madeleine Bouchez, Jonas Haller, Scott Favre, François Gallaire, Roberto Siccardi, Arnaud Eggimann.

Ce travail est soumis aux droits d’auteurs. Tous les droits sont réservés ; toute copie, partielle ou complète, doit faire l’objet d’une autorisation de l’auteur.

La gestion typographique du français a été réalisée avec \LaTeX à l’aide du package *french* de Bernard Gaulle, mis à jour par Raymond Juillerat.

Nomenclature

<i>variable</i>	<i>signification</i>
a	rayon d'une particule
B	largeur au miroir
C	coefficient de Chézy
C_f	coefficient de frottement
c	célérité des ondes
\mathbf{D}	tenseur des taux de déformation
D	diamètre d'une conduite
e	énergie interne massique
f	coefficient de frottement (Darcy-Weissbach)
g	accélération de la gravité
h	hauteur d'écoulement
h_c	hauteur critique
h_n	hauteur normale
H	charge de l'écoulement
H_s	charge spécifique
i	pente d'un bief
\mathbf{j}	vecteur courant (p. ex. flux de chaleur)
j_f	pente de frottement
\mathbf{k}	vecteur normal unitaire
k	énergie cinétique massique
k	conductivité hydraulique
k_s	rugosité
K	coefficient de Manning-Strickler
l	échelle de longueur
l	largeur
l_m	longueur de mélange
L_*	longueur caractéristique
m_p	masse d'une particule
\mathbf{n}	vecteur normal unitaire
p	pression
p	hauteur de pelle (pour un seuil)
P_*	échelle de pression
Q	débit
Q	chaleur
q	débit par unité de largeur
R	rayon de courbure
R	constante des gaz parfaits
R_H	rayon hydraulique
Re	nombre de Reynolds
S	section d'écoulement
S	entropie
\mathbf{T}	tenseur des extra-contraintes (appelé encore partie déviatorique)
t	temps
T	température

<i>variable</i>	<i>signification</i>
u	vitesse, composante de la vitesse dans la direction x
u_*	vitesse de glissement, vitesse de cisaillement
\bar{u}	vitesse moyennée selon la hauteur d'écoulement
$\langle u \rangle$	vitesse moyennée dans le temps
\mathbf{u}	vitesse
\mathbf{u}'	fluctuation de vitesse
U_*	échelle de vitesse
u_s	vitesse de sédimentation
v	vitesse, composante de la vitesse dans la direction y
v	vitesse quadratique moyenne
\mathbf{v}	vitesse
\mathcal{V}	volume de contrôle
\mathbf{W}	tenseur des taux de rotation

Symboles grecs et autres

<i>variable</i>	<i>signification</i>
α	diffusion thermique
χ	périmètre mouillé
δ	fonction de Dirac
δ	petite variation
γ	déformation
γ	tension de surface
$\dot{\gamma}$	taux de cisaillement
ϵ	rapport d'aspect
κ	conductivité thermique
κ	constante de von Kármán
μ	viscosité dynamique
ϕ	potentiel de vitesse
Φ	fonction de dissipation
ψ	fonction de vitesse
ψ	potentiel gravitaire
Ψ	énergie totale
Π	nombre sans dimension
ρ	masse volumique
σ	contrainte
σ	contrainte normale
θ	angle de pente
τ	contrainte de cisaillement
τ_p	contrainte de cisaillement à la paroi
ξ	variable de similitude
$\mathbf{1}$	tenseur identité
∇	opérateur nabla



CHAPITRE 1

Propriétés des fluides

L'OBJET de ce chapitre est de définir ce qu'est un fluide. On verra deux propriétés importantes : la viscosité et la tension de surface. Ce cours concerne principalement les fluides à viscosité constante, appelés fluides newtoniens.

1.1 Définition physique d'un fluide

1.1.1 États de la matière

Il y a trois états de la matière (voir figure 1.1) pour un corps simple :

- solide : matériau à faible température ;
- liquide : matériau à température moyenne et pression suffisamment élevée ;
- gaz : matériau à température suffisamment élevée et à faible pression.

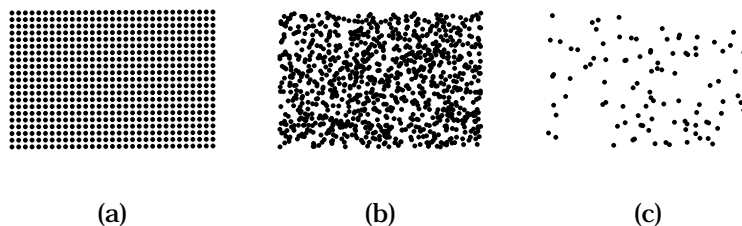


Figure 1.1 : représentation idéalisée des trois états de la matière : (a) solide (réseau ordonné de molécules/atomes), (b) fluide (collection dense et désordonnée de molécules), (c) gaz (collection diluée et très agitée de molécules).

Les différents états occupés par un corps simple peuvent être représentés dans un diagramme p, T, V comme le montre la figure 1.2. Les surfaces grisées représentent des états purs où un seul état subsiste, alors que la surface blanche représente l'ensemble des états où deux phases peuvent co-exister. Le point C est appelé *point critique*.

L'état solide est un état organisé de la matière : les arrangements entre molécules présentent un ordre relativement stable dans le temps. Les états gazeux et liquide représentent la matière en désordre : il n'existe pas d'ordre privilégié dans l'agencement des molécules

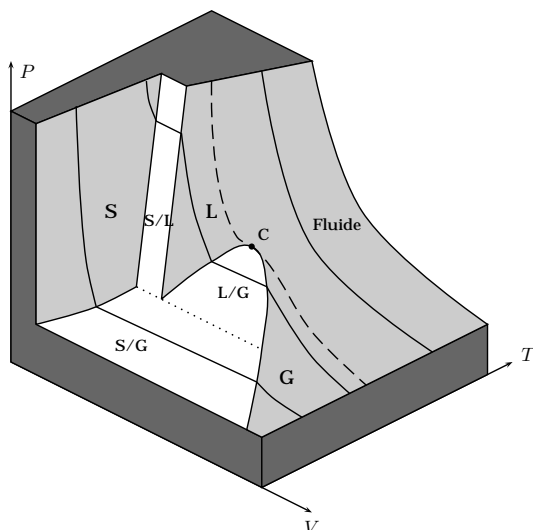


Figure 1.2 : diagramme schématisé des phases d'un corps simple dans un espace pression (p), température (T), et volume (V).

car celles-ci sont perpétuellement en mouvement. Un fluide au repos à l'échelle humaine est en fait, à l'échelle moléculaire, en perpétuelle agitation.

Les états gazeux et liquide présentent des similarités : ce sont des fluides. Un fluide n'a pas de forme propre : placé dans un récipient, il adopte les formes du récipient. Il existe également des différences notables : un liquide a une surface libre ; si l'on place un liquide dans un bol, on observe une interface nette, appelée *surface libre*, entre ce liquide et le gaz environnant. Un gaz a tendance à occuper tout le volume qui s'offre à lui. Un gaz n'a donc pas de surface libre.

À l'échelle atomique, ces différences peuvent s'expliquer assez simplement : un gaz est une collection très diluée de molécules ou d'atomes. Si d représente la taille d'une molécule, alors la distance entre deux molécules est de l'ordre de $10d$. Dans le cas d'un liquide, cette distance intermoléculaire est beaucoup plus faible, de l'ordre de d en général. Cela a des répercussions considérables sur les interactions entre molécules : pour un gaz, les molécules se rencontrent rarement et interagissent principalement au moment des collisions par des échanges de quantité de mouvement. Pour un liquide, les interactions sont bien plus fréquentes et sont d'une nature différente : il s'agit le plus souvent d'interaction électrostatique d'attraction ou de répulsion. La figure 1.3 montre le potentiel d'interaction $V(r)$, dit de Lennard-Jones¹, et la force d'interaction qui en découle

$$V(r) = 4\epsilon \left(\left(\frac{d}{r} \right)^{12} - \left(\frac{d}{r} \right)^6 \right),$$

où r est la distance depuis le centre de la molécule et ϵ est le potentiel d'adhésion de deux molécules ($\epsilon \sim kT$ pour du méthane ou de l'argon). Aux faibles distances $r/d < 1$, l'interaction est une très forte répulsion qui s'oppose à l'interpénétration des atomes, puis vers $r \approx d$ la force devient négative : deux molécules voisines se sentent attirées, mais

1. Edward Lennard-Jones (1894–1954) était un mathématicien anglais, considéré comme un des pionniers de la chimie moléculaire. Ses travaux ont porté sur les forces intermoléculaires, la valence, la catalyse de surface, et la structure moléculaire.

cette force d'attraction diminue très rapidement avec r . Il s'agit des forces de Van der Waals². Les molécules polyatomiques simples (comme l'eau) peuvent également porter des charges électriques, qui donnent naissance à des forces électrostatiques d'attraction ou de répulsion sensiblement plus fortes que les forces de Van der Waals dues aux atomes qui les composent.

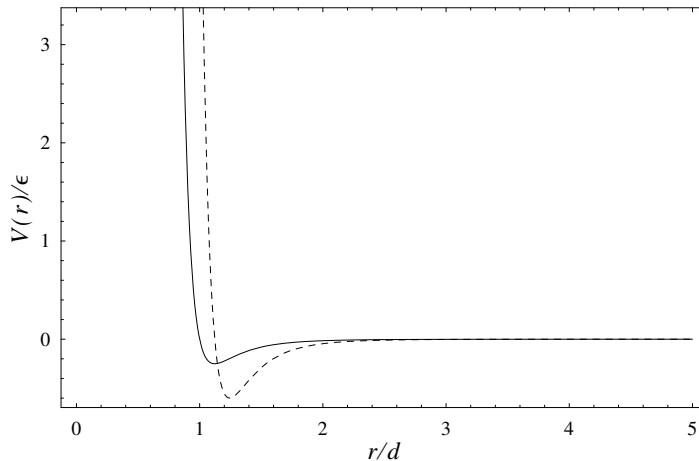


Figure 1.3 : potentiel de Lennard-Jones (trait continu) et force dérivée $f = -dV/dr$ (courbe en tireté) en fonction de la distance r du centre de la molécule. Pour un corps simple comme l'argon (Ar), on a $d = 0,34$ nm et $\epsilon = 120k_B$ K², avec $k_B = 1,380 \cdot 10^{-23}$ J/K, k_B la constante de Boltzmann.

Notre connaissance des propriétés d'un gaz est bien plus avancée que celle des liquides. Dès la fin du XIX^e siècle, reprenant des idées formulées par de nombreux physiciens de Bernoulli à Clausius, les physiciens Maxwell et Boltzmann³ ont élaboré les bases de la théorie dite « théorie cinétique des gaz », qui permet d'expliquer les propriétés macroscopiques des gaz (notamment la relation entre pression et température) en se fondant sur une description simplifiée des interactions moléculaires (mouvements aléatoires avec des échanges de quantité de mouvement lors des collisions). Cette théorie a également marqué le fondement de la mécanique statistique, branche de la physique qui vise à établir les propriétés macroscopiques de la matière à partir du comportement élémentaire des molécules. À ce jour, aucune théorie cinétique des liquides aussi simple et performante que la

2. Johannes Diderik van der Waals (1837–1923) était un physicien hollandais. Instituteur, il s'est passionné pour la physique et a consacré son temps libre à ses recherches. Son mémoire de thèse présentait une théorie importante sur les gaz; il fut honoré par le prix Nobel en 1910.

3. Les physiciens anglais et autrichien James Clerk Maxwell (1831–1879) et Ludwig Eduard Boltzmann (1844–1906) sont deux monuments de la physique. Ils sont les auteurs de véritables tours de force. Maxwell est surtout connu pour ses travaux sur le magnétisme; les quatre équations connues aujourd'hui sous le nom d'équations de Maxwell sont la formalisation (par un mathématicien anglais, Oliver Heaviside) de ses travaux. Maxwell a fait aussi des avancées majeures en thermodynamique. Boltzmann est considéré comme le père de la mécanique statistique puisqu'il a créé la plupart des outils encore utilisés aujourd'hui. Même si l'idée des atomes est très vieille (Démocrite en parlait déjà cinq siècles avant notre ère), c'est bien Boltzmann qui a fourni une théorie complète et rigoureuse. Très critiqué par ses confrères (la théorie de l'éther prévalait à la fin du XIX^e siècle), Boltzmann s'en trouva très affecté et se suicida. Il fallut attendre les expériences de Planck sur le corps noir et d'Einstein sur l'effet photoélectrique pour qu'on rende justice à ses travaux.

théorie cinétique des gaz n'existe. Cette difficulté à caractériser le comportement liquide se retrouve en thermodynamique lorsqu'on cherche à établir *une équation d'état*, c'est-à-dire une relation entre pression p , température T , et volume V (ou masse volumique) : $f(V, p, T) = 0$. La loi de Boyle-Mariotte⁴ est l'équation d'état la plus simple qu'on puisse imaginer

$$pV = xRT,$$

avec p la pression, V le volume du gaz, x le nombre de moles, T la température, et R la constante des gaz parfaits ($R = 8,31 = k_B \mathcal{N}_A$ J/K/mol, avec \mathcal{N}_A le nombre d'Avogadro). Elle a été établie à la fin du XVII^e siècle indépendamment par les physiciens Boyle et Mariotte à partir d'expériences de laboratoire. De nos jours, on utilise une variante de cette loi, connue sous le nom de loi de Van der Waals, qui est plus précise

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = xRT,$$

avec a et b deux constantes, qui dépendent du gaz. Il n'existe pas d'équation pour un liquide car on ne peut pas relier simplement la pression et la température.

La manipulation des concepts de base de la théorie cinétique et de lois empiriques comme la loi des gaz parfaits permet d'aboutir à des ordres de grandeur très bons pour des gaz simples (gaz monoatomique comme l'argon) et relativement corrects pour des gaz plus complexes. Même si la théorie cinétique ne permet pas de prédire le comportement de tous les gaz, les explications qu'elles donnent sont qualitativement correctes et s'appliquent à la plupart des fluides. L'idée de base est que les particules sont sans cesse agitées. Ainsi, pour un gaz au repos, si la vitesse moyenne est nulle, la vitesse instantanée des particules ne l'est pas. On peut faire une décomposition de la vitesse instantanée \mathbf{u} en une vitesse moyenne $\bar{\mathbf{u}}$ (nulle quand le gaz est au repos) et une vitesse fluctuante \mathbf{u}' : $\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}'$, avec $\bar{\mathbf{u}} = \langle \mathbf{u} \rangle$ (moyenne dans le temps de la vitesse) et $\langle \mathbf{u}' \rangle = 0$. Si on calcule la vitesse quadratique

$$\mathbf{u}^2 = \mathbf{u} \cdot \mathbf{u} = (\bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}')^2 = \bar{\mathbf{u}}^2 + 2\bar{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{u}' + \mathbf{u}'^2,$$

et qu'on prend la valeur moyenne

$$\langle \mathbf{u}^2 \rangle = \bar{\mathbf{u}}^2 + \underbrace{2\bar{\mathbf{u}} \cdot \langle \mathbf{u}' \rangle}_0 + \langle \mathbf{u}'^2 \rangle,$$

on peut définir la quantité $v = \sqrt{\langle \mathbf{u}'^2 \rangle}$ comme étant la vitesse quadratique moyenne ; pour un fluide au repos, cette vitesse donne une échelle de variation des fluctuations de vitesse et on l'appelle vitesse thermique ou *vitesse d'agitation thermique*. Pour un gaz dilué, les agitations des particules créent des fluctuations de quantité de mouvement, qui on le verra par la suite, peuvent être interprétées à l'échelle macroscopique comme une force. La force par unité de surface d'un gaz au repos s'appelle la pression et la théorie cinétique montre que s'il y a n atomes de masse m par unité de volume, alors la pression se définit à partir de la vitesse quadratique

$$p = \frac{1}{3}nmv^2,$$

4. Robert Boyle (1626–1691) était un aristocrate anglais passionné par la physique. Il est à l'origine de la Royal Society of London (l'équivalent de l'Académie des Sciences en France) et a fortement plaidé en faveur des sciences expérimentales. Edme Mariotte (1620–1684) était un ecclésiastique, physicien et botaniste français. La loi des gaz parfaits fut déterminée indépendamment par Boyle (1662) et Mariotte (1676).

or d'après la loi de Boyle-Mariotte, la pression à l'échelle macroscopique est $p = nkT$ (puisque le nombre de moles x renferment xN_A molécules dans un volume V), d'où l'on déduit immédiatement

$$v = \sqrt{\frac{3k_B T}{m}},$$

ce qui montre que l'agitation thermique ne dépend que de la température et de la masse des atomes.

♣ **Exemple.** – Considérons un gaz de masse atomique 14 g/mol (azote) à la pression atmosphérique et à température ordinaire ($T = 20\text{ °C} = 293\text{ K}$). On tire que la densité particulaire n vaut $n = p/k_B T = 10^5/293/(1,38 \times 10^{-23}) = 2,47 \times 10^{25}$ atomes/m³. La vitesse d'agitation est donc

$$v = \sqrt{\frac{3 \cdot 1,38 \cdot 293 \cdot 6,02}{14 \times 10^{-3}}} \approx 720\text{ m/s!}$$

□

1.1.2 Matière divisée: dispersions, suspensions, émulsions

Tous les fluides ne sont pas de purs liquides ou gaz. On rencontre des fluides où deux phases en équilibre thermodynamique coexistent. Par rapport aux liquides purs, la présence de « particules » (bulles de gaz, particules solides, gouttelettes) induit la présence d'une multitude d'interfaces entre le liquide (phase continue) et les particules (phase dispersée), qui peuvent radicalement changer la nature du mélange. On distingue :

- les dispersions : ce sont des mélanges de particules très fines (taille inférieure à 1 μm). Ce sont souvent des particules colloïdales telles que des argiles. Les dispersions ne sédimentent pas spontanément et il est donc très difficile de filtrer une eau contenant des particules argileuses fines. En revanche, ce sont des mélanges très sensibles chimiquement à tout ce qui peut modifier la nature des interactions entre particules. La simple modification du pH d'une solution affecte considérablement le comportement des interfaces des particules, ce qui produit des variations brutales de comportement mécanique à l'échelle macroscopique. Par exemple, en ajoutant du sel de cuisine sur un gel pour cheveux, on peut liquéfier le gel (constitué de chaînes polymériques) ;
- les suspensions : ce sont des mélanges de particules fines ou grossières (taille supérieure à 1 μm), en général sans interaction colloïdale entre elles. Contrairement aux dispersions, les suspensions sédimentent (plus ou moins rapidement selon la taille des particules et les conditions de sédimentation) et peuvent être filtrées mécaniquement. En général, les suspensions sont peu sensibles aux variations chimiques du liquide. Du sable fin (sable, limon, silt) peut être transporté en suspension dans un cours d'eau ;
- les émulsions : ce sont des mélanges de fines gouttelettes d'un liquide dans un autre. Les émulsions en gel sont des émulsions très concentrées où les gouttelettes ne peuvent quasiment plus se déplacer les unes par rapport aux autres. La plupart des liquides étant non miscibles, les émulsions sont très courantes. Le lait ou bien la mayonnaise sont des exemples d'émulsion de globules de graisse dans une phase aqueuse. Comme pour les dispersions colloïdales, la physique de ces mélanges est

dictée par le comportement des interfaces. Un problème important est la stabilité des émulsions (coalescence des gouttelettes, séparation des phases). Les mousses sont des cas particuliers d'émulsion où les gouttelettes sont des bulles de gaz (voir figure 1.4). L'eau blanche qui se forme dans les cours d'eau à très forte pente ou bien l'écume des vagues sont des émulsions d'air dans de l'eau ; la cavitation dans les conduites peut amener à la formation d'émulsions.



Figure 1.4 : la mousse d'un café est un mélange de bulles de gaz dans un liquide.

1.2 Définition rhéologique d'un fluide

Un fluide est le plus souvent décrit comme un milieu continu, déformable, et s'écoulant. Ainsi, quoique discret à l'échelle moléculaire, un gaz comme l'air peut être décrit comme un milieu continu à notre échelle d'observation, c'est-à-dire que l'on peut négliger le comportement individuel des molécules (un cube de $1 \mu\text{m}$ de côté contient 3×10^7 molécules !) et décrire le comportement local à l'aide de champs vectoriels continus. Ainsi le champ *vitesse* $u(x,t)$ signifie la vitesse du fluide à la position x et au temps t (ce que l'on mesure avec un appareil comme un tube de Pitot) et correspond physiquement à la vitesse moyenne des molécules contenues dans un voisinage infinitésimal autour de x . Cette approximation de milieu continu est très utile car elle permet d'étudier le comportement mécanique des fluides à l'aide d'une relation liant contraintes et vitesses (taux) de déformation et qu'on appelle « loi de comportement ». La loi de comportement la plus simple est la loi newtonienne, selon laquelle les tenseurs des contraintes et des taux de déformation sont reliés linéairement par l'intermédiaire d'un paramètre appelé viscosité ; c'est ce que l'on va voir dans la section suivante. L'écoulement d'un fluide dépend foncièrement de la loi de comportement. Comme le montre la figure 1.5, les lignes de courant varient fortement selon que le fluide s'écoule comme un fluide newtonien en régime laminaire (à droite) ou que son écoulement prend la forme d'un écoulement potentiel (à gauche).

Tous les matériaux sont déformables et peuvent être considérés comme fluide si l'on attend suffisamment longtemps. C'est donc l'échelle de temps qui est importante. On introduit à cet effet un nombre sans dimension dit de Deborah⁵ :

$$\text{De} = \frac{t_r}{t_e},$$

5. Ce nombre a été appelé ainsi en référence à un passage dans la Bible, où la prophétesse Deborah déclara « les montagnes s'écouleront avant le Seigneur », ce qui fut interprété par les rhéologues modernes comme la première affirmation que tout s'écoule si on attend suffisamment longtemps.

avec t_r temps de relaxation du matériau et t_e le temps de l'expérience (ou de l'observation). Si $De \ll 1$, le matériau se comporte comme un fluide et inversement si $De \gg 1$, il se comporte comme un solide. Par exemple, un glacier est fluide à l'échelle géologique (voir figure 1.6)!

Un fluide peut être *compressible*, c'est-à-dire le volume qu'il occupe change avec la pression appliquée. Ainsi, les gaz peuvent facilement changer de volume, mais les liquides sont caractérisés par une très faible compressibilité. Un fluide compressible peut s'écouler à volume constant. On dit alors que l'écoulement est *isochore*. À faible vitesse, un écoulement d'air est isochore : on peut négliger toute variation de volume du gaz. En revanche, à très grande vitesse, le gaz va se comprimer et on ne peut plus négliger la compressibilité de l'air ; un phénomène caractéristique est l'onde de choc (une saute brutale de la masse volumique du gaz) lors du passage du mur du son par un avion supersonique. En aéronautique, on se sert ainsi du nombre de Mach, rapport de la vitesse de l'objet sur la vitesse du son, comme indice servant à caractériser l'importance de la compressibilité dans la dynamique du gaz.

1.3 Viscosité des fluides

1.3.1 Manifestation à l'échelle macroscopique

Beaucoup de fluides de l'environnement courant sont des fluides *newtoniens*. Ces fluides se caractérisent notamment par une dépendance linéaire des contraintes et des vitesses de déformation. Ainsi, Newton montra que lorsqu'on cisaille un fluide (voir figure 1.8)

- il se produit une force de résistance du fluide contre cette action de cisaillement ;
- cette force est proportionnelle au taux de cisaillement, ici U/h [1/s].

Si on définit la contrainte de cisaillement τ comme la force par unité de surface [$\text{Pa} = \text{N}/\text{m}^2$], alors on a la relation :

$$\tau = \mu \frac{U}{h},$$

où μ est le coefficient de *viscosité dynamique* [en $\text{Pa}\cdot\text{s}$]. On introduit aussi une *viscosité cinématique* $\nu = \mu/\rho$ [en m^2/s] (cette relation sert par exemple dans la définition du nombre de Reynolds). L'unité de mesure de la contrainte est le Pascal [Pa], c'est-à-dire $1 \text{ Pa} = 1 \text{ N}/\text{m}^2$. On verra plus loin au chapitre 6 que cette loi empirique s'écrira

$$\tau = \mu \dot{\gamma}, \quad (1.1)$$

avec $\dot{\gamma}$ le taux de cisaillement ou gradient de vitesse, qui dans le cas particulier examiné ici prend la valeur U/h .

La viscosité dépend foncièrement de la température du liquide : en général, elle diminue avec la température (plus la température est élevée, plus l'agitation moléculaire est grande, moins le fluide oppose de résistance). Ainsi, la viscosité de l'eau liquide vaut $1,8 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ pour $T = 0 \text{ }^\circ\text{C}$, $1,0 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ pour $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$, $0,35 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ pour $T = 80 \text{ }^\circ\text{C}$, et $0,28 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ pour $T = 100 \text{ }^\circ\text{C}$. Pour un gaz, c'est l'inverse : on observe une augmentation de la viscosité avec la température. Le tableau 1.1 donne les valeurs des viscosités pour l'eau et l'air à température ambiante ainsi que la masse volumique. Le tableau 1.2 donne la viscosité dynamique pour des produits courants.

À retenir que l'unité de la viscosité dynamique est le $\text{Pa}\cdot\text{s}$ (unité du système international ou USI). Auparavant on employait le poiseuille ($1 \text{ Po} = 1 \text{ Pa}\cdot\text{s}$) ou le poise (le plus

Tableau 1.1 : quelques valeurs de viscosité à $T = 20 - 30$ °C.

	ρ kg/m ³	μ Pa·s	ν m ² /s
eau	1000	10^{-3}	10^{-6}
air	1,17	2×10^{-5}	$1,6 \times 10^{-5}$

Tableau 1.2 : quelques valeurs de viscosité de matériaux familiers à température ordinaire.

	μ (Pa·s)
air	2×10^{-5}
eau	10^{-3}
huile d'olive	0,1
miel	1 – 10
sirop d'érable	100
bitume	10^8

souvent le centipoise) : $1 \text{ Pa}\cdot\text{s} = 10 \text{ Po} = 100 \text{ cPo}$. Pour la viscosité cinématique, on emploie le m^2/s ; certains ont recours au stokes (St) $1 \text{ St} = 1 \text{ cm}^2/\text{s} = 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ et $1 \text{ cSt} = 1 \text{ mm}^2/\text{s} = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$.

1.3.2 Origine physique

La viscosité des gaz monoatomiques dilués peut s'expliquer assez simplement à l'aide de la théorie cinétique. Pour des gaz polyatomiques ou concentrés, les prédictions de cette théorie sont un peu moins bonnes. Pour les liquides, le sujet a été abordé depuis longtemps, mais reste encore très débattu.

Considérons l'expérience de Newton, où le gaz est cisailé entre deux plaques. À l'échelle atomique, les molécules vont en moyenne dans la direction x , mais sont également en perpétuelle agitation. Considérons deux couches voisines et parallèles de molécules, dont le mouvement moyen est un glissement relatif selon x . Si le libre parcours moyen⁶ des molécules est ℓ , alors l'ordre de grandeur de la séparation entre deux couches dans la direction y est 2ℓ . Une molécule est animée d'une vitesse fluctuante due à l'agitation thermique, qui est isotrope et qui prend donc une valeur $v(T) \propto \sqrt{T}$ dans toutes les directions $\mathbf{v} = (v, v)$, et d'une vitesse moyenne $u(y)$ selon la direction x . La vitesse instantanée est donc la somme de ces deux vitesses $\mathbf{u} = (u + v, v)$.

Considérons un petit volume de contrôle entre deux couches, long de δx , comme le montre la figure 1.9. Du fait de l'agitation thermique, à chaque instant, à peu près $n/6$ molécules passent de l'altitude $y + \ell$ à y (les autres vont dans les autres directions de l'espace), où n désigne le nombre moyen de molécules par unité de volume (à ne pas confondre avec la normale \mathbf{n}). Le flux élémentaire de quantité de mouvement pour une particule entrant dans le volume s'écrit sur la face supérieure (à l'altitude $y + \ell$)

$$\delta\phi(y + \ell) = m(\mathbf{u} \cdot \mathbf{n})\mathbf{u}\delta x = m \left(\begin{array}{c} v(T)u(y + \ell) \\ v(T)^2 \end{array} \right) \delta x,$$

6. Le libre parcours moyen est la distance moyenne parcourue par une molécule entre deux collisions.

avec \mathbf{n} la normale à la facette. Comme il y a $n/6$ particules entrant dans le volume par unité de temps, on déduit que le flux tangentiel (dans la direction x) s'écrit donc $\delta\phi_x(y + \ell) = nmvu(y + \ell)\delta x/6$. On fait de même avec la facette intérieure sachant que les flux latéraux ne comptent pas (flux nul car le volume est pris entre deux couches adjacentes) et on tire que le flux est $\delta\phi_x(y - \ell) = -nmvu(y - \ell)\delta x/6$. Le flux total tangentiel par unité de longueur est donc

$$\phi_t = \frac{\delta\phi_x(y + \ell) + \delta\phi_x(y - \ell)}{\delta x} = \frac{nmv}{6} (u(y + \ell) - u(y - \ell)) \approx \frac{nmv}{3} \frac{du}{dy} \ell + O(\ell),$$

quand on fait un développement limité au premier ordre. On peut faire de même avec le flux normal, mais comme la vitesse fluctuante ne dépend que de la température, on trouve que les deux composantes élémentaires du flux sont de signe opposé et il n'y a donc pas de flux de quantité de mouvement dans la direction y . Comme on peut interpréter un flux de quantité comme une contrainte, on en déduit que ce flux tangentiel équivaut à une contrainte de frottement tangentiel

$$\tau = \mu \frac{du}{dy},$$

avec

$$\mu = nmv\ell/3$$

le coefficient de viscosité. Grâce à la théorie cinétique, on peut expliquer le comportement newtonien des gaz, mais également calculer le coefficient de viscosité dynamique, notamment prévoir sa variation avec la température : $\mu \propto T$, ce qui est bien vérifié expérimentalement.

1.3.3 Fluides newtoniens et non newtoniens

Dans ce cours, on s'intéresse essentiellement à des fluides newtoniens. Pour un fluide newtonien à température constante et placé dans un écoulement dit en cisaillement simple, la contrainte de cisaillement est reliée au taux de cisaillement (gradient de vitesse) par la relation linéaire (1.1). Autrement dit, si l'on trace le rapport $\mu = \tau/\dot{\gamma}$ en fonction du taux de cisaillement, on obtient une droite horizontale, comme le montre la figure 1.10.

Tous les fluides ne vérifient pas cette relation ou bien la vérifient partiellement. Par exemple, l'huile de cuisine est newtonienne, mais la mayonnaise ne l'est pas : si on place de la mayonnaise sur une assiette et qu'on incline légèrement cette assiette, rien ne se passe. En fait, il faut exercer une contrainte minimale pour que la mayonnaise s'écoule. On dit que la mayonnaise possède un *seuil de contrainte*. On peut faire une expérience en plaçant un objet à la surface de la mayonnaise : un cornichon a toutes les chances de rester à la surface tandis qu'on peut facilement y enfoncer une cuillère. Le seuil de contrainte peut empêcher la sédimentation d'un corps si la pression exercée par ce corps est inférieure à ce seuil. Si l'on trace la relation $\tau = f(\dot{\gamma})$ pour un tel fluide, on obtient une courbe comme celle reportée sur la figure 1.12, avec une valeur non nulle de la contrainte de cisaillement quand le taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ tend vers 0. Les fluides non newtoniens possèdent des propriétés parfois stupéfiantes qui les distinguent des fluides newtoniens. Par exemple, l'effet Weissenberg sert à caractériser de façon simple un comportement non newtonien : un fluide newtonien mis en rotation a tendance à se creuser sous l'effet des forces centrifuges, mais un liquide polymérique (constitué de longues chaînes de macromolécules) s'enroule autour du cylindre (voir figure 1.11) comme s'il était aspiré.

D'autres fluides n'ont pas de seuil de contrainte, mais une viscosité qui dépend du taux de cisaillement. On distingue ainsi deux classes de comportement (voir figure 1.10):

- comportement rhéo-épaississant : plus le taux de cisaillement est important, plus la résistance du fluide est grande. Cela se traduit souvent par des comportements expérimentaux de la forme $\tau \propto \dot{\gamma}^n$, avec $n > 1$. Dans les produits alimentaires, les produits à base d'amidon sont le plus souvent rhéoépaississants (c'est aussi en partie pour cette raison qu'on les utilise pour « épaissir » une sauce);
- comportement rhéofluidifiant : plus le taux de cisaillement est important, plus la résistance du fluide est faible. Expérimentalement, on observe des variations de la forme $\tau \propto \dot{\gamma}^n$, avec $n < 1$. Le ketchup est un produit rhéofluidifiant. Certaines peintures possèdent cette propriété pour faciliter leur application; elles peuvent également être *thixotropes*: l'application d'une contrainte provoque une déstructuration du matériau, entraînant une chute de viscosité, qui varie au cours du temps (si le matériau est laissé au repos, il retrouve sa structure originale et donc sa viscosité originale).

À noter que la plupart des matériaux un tant soit peu complexes sont non newtoniens, mais on emploie fréquemment l'approximation de fluide newtonien car assez souvent on travaille sur une gamme restreinte de taux de cisaillement et que dans ce cas-là, l'approximation peut être correcte. Par exemple, on parle de viscosité d'un glacier lorsqu'on fait des calculs de fluage approximatifs sur de très grandes échelles de temps.

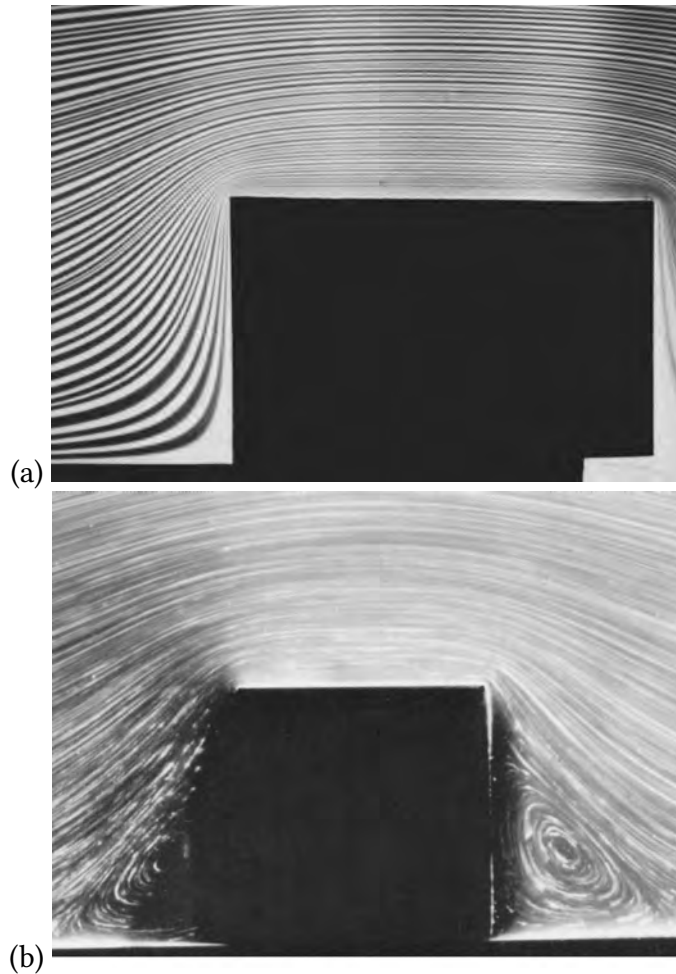


Figure 1.5 : écoulement permanent d'un fluide visqueux autour d'un solide de section rectangulaire, avec à gauche (a) un écoulement potentiel dans une cellule de Hele-Shaw (fluide: eau) et à droite (b) un écoulement de Stokes tridimensionnel ($Re = 0,02$; dans ce dernier cas, on note l'apparition de zones mortes, sièges de vortex (fluide: glycérine). Source: S. Taneda et D.H. Peregrine in (Van Dyke, 1982). Pour l'image (b) on visualise l'écoulement dans une cellule de Hele-Shaw, qui est un dispositif expérimental composé de deux plaques parallèles, très rapprochées, ce qui permet de créer des écoulements bidimensionnels. Quoique dans un régime laminaire (écoulement de Stokes), de tels écoulements présentent un champ cinématique similaire à celui d'un écoulement potentiel. Un écoulement est dit *potentiel* lorsque le champ de vitesse est le gradient d'une fonction scalaire appelée « potentiel » ϕ . Ce type d'écoulement est très important sur le plan théorique car il sert à décrire des écoulements de fluide parfait (ou fluide d'Euler), c'est-à-dire des fluides pour lesquels il n'y a aucune dissipation d'énergie (par frottement visqueux). En pratique, un écoulement potentiel sert à décrire des écoulements en régime turbulent loin de toute paroi. Dans le cas présent, l'écoulement potentiel autour d'un obstacle rectangulaire est donc une idéalisation d'un écoulement turbulent autour d'un obstacle sans effet de couche limite et de sillage (c'est-à-dire précisément deux effets dus au frottement du fluide sur les parois de l'obstacle), des effets qui seront étudiés au chapitre 6; l'écoulement est alors gouverné par un équilibre entre gradient de pression et termes inertiels (accélération). Pour l'image (b), on visualise un écoulement laminaire dit de Stokes. C'est écoulement purement visqueux, sans effet inertiel. La dynamique de l'écoulement est alors entièrement commandée par l'équilibre entre termes de frottement visqueux et gradient de pression. On étudiera ces écoulements au chapitre 6.

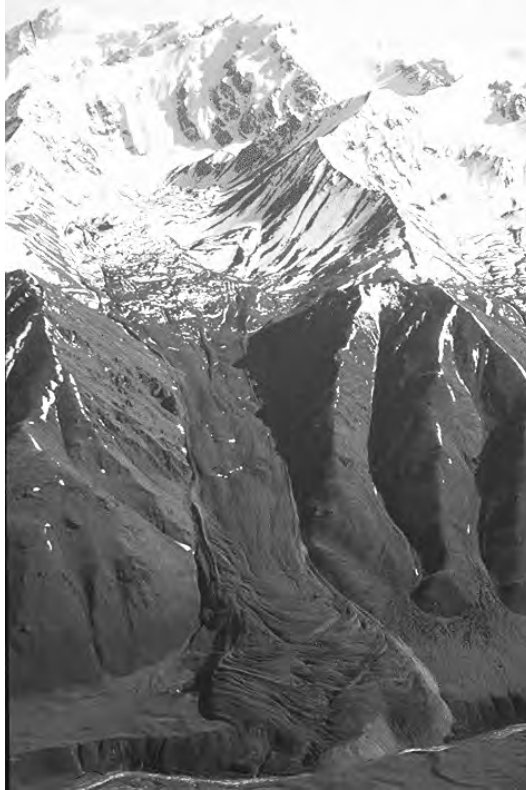


Figure 1.6 : tout s'écoule, même les montagnes [DR]!



Figure 1.7 : passage du mur du son par un avion militaire [DR]. L'onde de choc induit un changement brutal de pression, qui provoque la condensation de la vapeur d'eau et la formation de micro-gouttelettes qui matérialise l'onde de choc aux abords de l'avion.

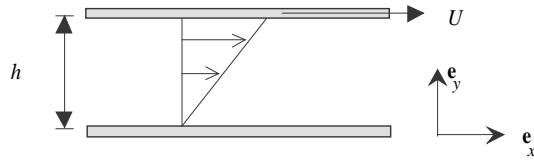


Figure 1.8 : cisaillement d'un fluide entre deux plaques parallèles espacées d'une distance h ; la plaque supérieure se déplace à la vitesse U .

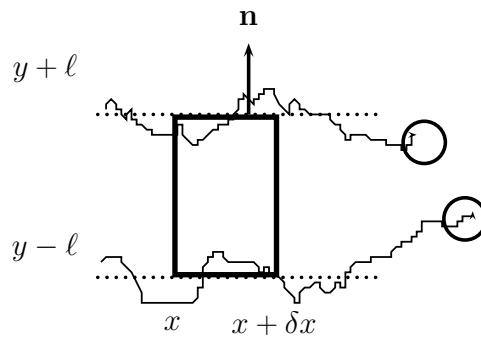


Figure 1.9 : théorie cinétique très simplifiée : on considère un volume de contrôle compris entre deux couches de glissement à l'échelle moléculaire.

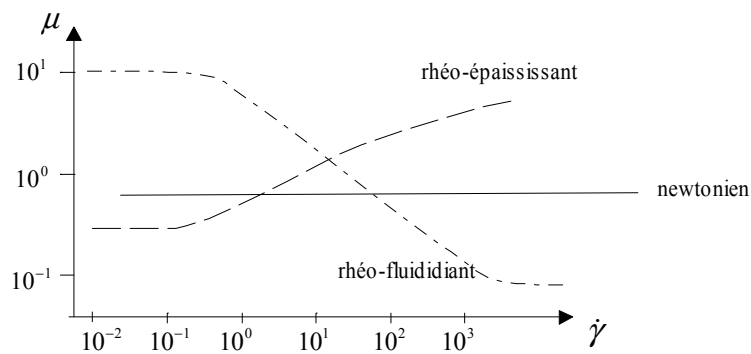


Figure 1.10 : loi de viscosité pour différents types de fluide.



Figure 1.11 : effet Weissenberg. C'est la remontée d'un liquide polymérique le long d'un cylindre plongé dans un bain et mis en rotation.

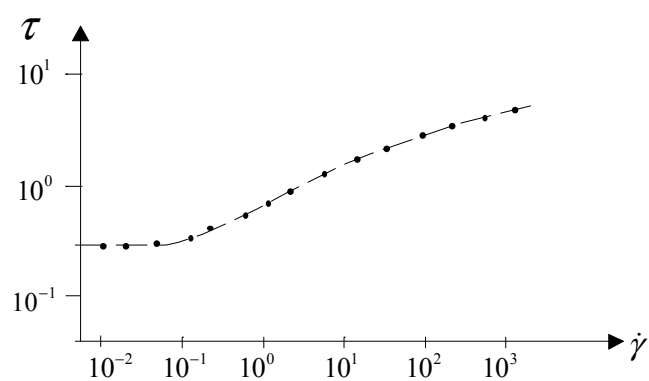


Figure 1.12 : loi d'écoulement $\tau = f(\dot{\gamma})$ pour un fluide à seuil.

1.4 Tension de surface

La tension de surface est une propriété des fluides, qui sont attirés ou repoussés lorsqu'ils sont en contact avec un solide, un liquide, ou un gaz. Cette propriété est importante puisqu'elle explique la stabilité des gouttes de pluie dans l'atmosphère, les larmes du vin, le déplacement des insectes à la surface de l'eau, les propriétés anti-adhérence de certains ustensiles de cuisine, les émulsions en cuisine, l'effet du savon, les remontées capillaires dans les solides poreux, etc. La séquence de photographies 1.13 montre comment sous l'effet de la tension de surface, un jet liquide se scinde et forme une goutte. La tension de surface est un phénomène général que l'on rencontre pour tous les fluides ; toutefois, selon la nature du fluide, l'effet de la tension de surface peut amener à des phénomènes d'allure différente comme l'illustre la figure 1.14 dans le cas de ressauts capillaires avec des fluides newtonien et non newtonien.

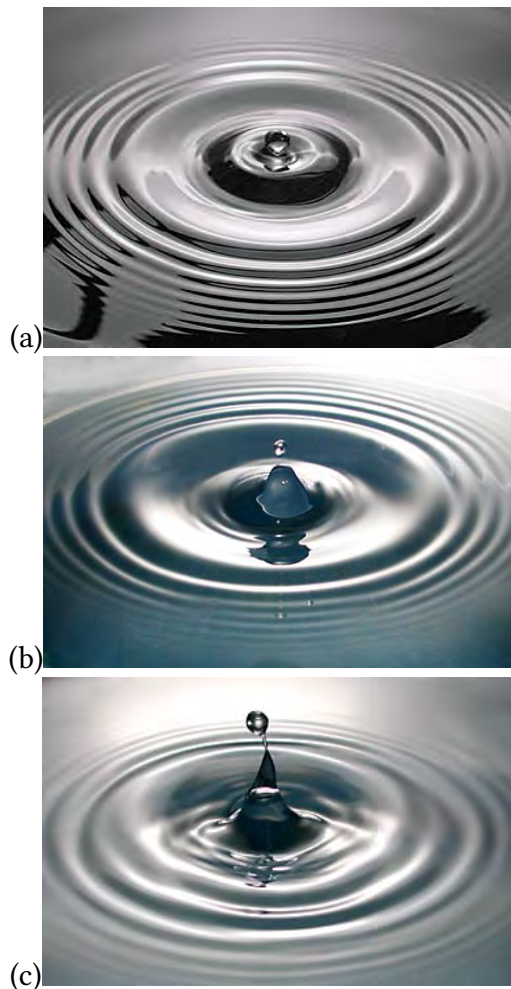


Figure 1.13 : formation d'une goutte. Les ondes de surface ainsi que la rupture de la goutte sont commandées par les effets de tension de surface.

À l'interface entre deux fluides, il existe des interactions moléculaires en général de répulsion : les milieux n'étant pas miscibles, il existe une force à la surface de contact qui permet de séparer les deux fluides et éviter leur imbrication ou leur mélange. On appelle

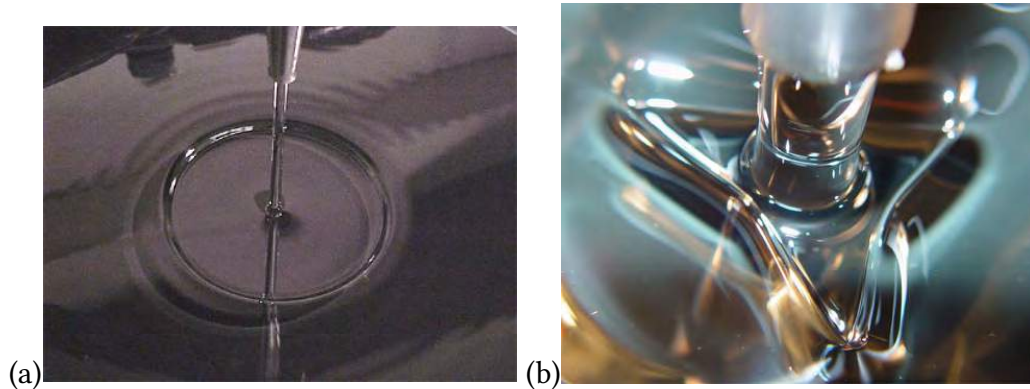


Figure 1.14 : (a) formation d'un ressaut capillaire avec de l'eau dans un évier. (b) effet de la tension de surface provoquant une rupture de symétrie dans le ressaut circulaire dans le cas d'une fluide non newtonien [John W. M. Bush, <http://web.mit.edu/jeffa/Public/web/jump.htm>].

tension de surface ou *tension capillaire* cette force surfacique permettant de maintenir deux fluides en contact le long d'une interface commune. On la note γ ; γ a la dimension $[\text{Pa}\cdot\text{m}]$. On l'exprime parfois aussi comme une énergie par unité de surface $[\text{J}/\text{m}^2]$. La tension de surface de l'eau en contact avec l'air est $\gamma = 70 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{m}$; le tableau 1.3 fournit quelques valeurs de tension de surface.

Tableau 1.3 : tension de surface γ de quelques liquides à température ambiante ou à celle indiquée entre parenthèses

Fluide	γ $[\text{Pa}\cdot\text{m}]$
huile silicone	20×10^{-3}
eau	70×10^{-3}
éthanol	23×10^{-3}
glycérol	63×10^{-3}
mercure	0,485
hélium (à 4 K)	10^{-4}
verre fondu (1500 K)	0,3

Si l'on considère maintenant un liquide le long d'une paroi solide, on observe l'effet inverse : il existe des forces d'adhésion. On dira le plus souvent que le fluide est *mouillant* s'il est attiré par le solide : une goutte d'eau a ainsi le plus souvent le caractère d'un fluide mouillant. On dit qu'il est *non mouillant* lorsqu'il est repoussé par la surface solide ; c'est par exemple ce qu'on cherche à produire en fabriquant des ustensiles de cuisine avec des revêtements en téflon pour éviter l'adhésion des graisses ou bien quand on farte les skis avec des farts fluorés. La figure 1.15 montre un exemple d'application en le génie civil avec la couverture du stade de la Maracaña à Rio-de-Janeiro (Brésil). La figure 1.16 montre la forme d'une goutte sur un support plan en fonction de son caractère mouillant. L'angle que forme la goutte avec le support solide est appelé *angle de contact*. Pour un fluide en équilibre statique, c'est une grandeur constante, qui ne dépend que des propriétés (énergies de surface) du solide, du liquide, et du gaz. Si le fluide n'est plus au repos, la valeur de l'angle varie avec la vitesse et la direction de l'écoulement.



Figure 1.15 : pour le projet de réhabilitation du stade Maracanã de Rio de Janeiro pour le Mondial de football et les Jeux Olympiques, les concepteurs ont prévu de couvrir les gradins à l'aide d'une enveloppe comportant un film plastique couvert de téflon pour éviter l'imprégnation (qui serait préjudiciable au poids que doivent supporter les poutres de la structures) et faciliter le drainage (dans un climat subtropical, les pluies peuvent être très intenses). Source: <http://placar.abril.com.br>.

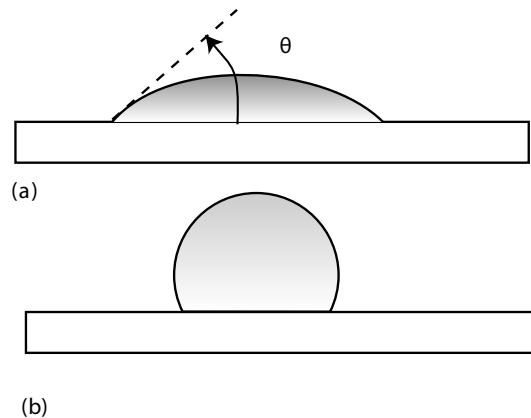


Figure 1.16 : goutte sur une surface solide dans le cas d'un fluide au repos (a) mouillant et (b) non mouillant.

Considérons un cadre métallique surmonté d'une barre mobile. On plonge l'ensemble dans de l'eau savonneuse (la même solution qui sert à faire des bulles de savon), puis on le retire. On constate que la barre roule immédiatement vers la gauche. Il faut exercer une force

$$F = 2\gamma\ell,$$

pour immobiliser la barre. Le facteur 2 correspond aux deux interfaces liquide/air de part et d'autre du cadre.

Cette expérience montre donc que la force de tension agit comme une force normale (à la barre) proportionnelle à la longueur de film (en contact avec la barre). De manière

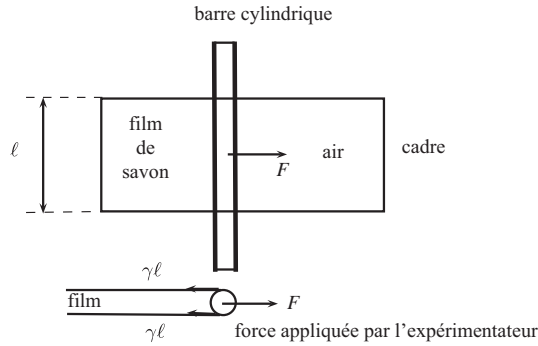


Figure 1.17 : la tension de surface crée une force normale à la tige.

générale, la force résultant de la tension de surface sur tout élément de longueur ds de la surface libre orientée par la normale \mathbf{n} est

$$d\mathbf{F} = \gamma \mathbf{n} \times ds. \tag{1.2}$$

Si on prend par une surface solide en contact statique avec un liquide (voir figure 1.18), on trouve

$$\mathbf{F} = \ell \gamma \mathbf{t} = \ell \gamma \begin{pmatrix} \sin \phi \\ -\cos \phi \\ 0 \end{pmatrix}$$

avec ℓ le périmètre de l'objet en contact avec l'interface et ϕ l'angle de l'interface; un facteur 2 peut être nécessaire lorsqu'il s'agit d'un film avec deux interfaces. On note ainsi que la composante verticale de la force est maximale à l'arrachage, c'est-à-dire lorsqu'on retire l'objet du bain et que la force de tension est orientée verticalement ($\phi \rightarrow 0$ dans l'équation ci-dessus). Dans le cas présent, l'angle de l'interface ϕ correspond aussi à la définition de l'angle de contact θ .

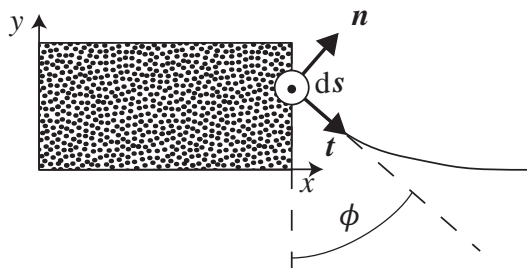


Figure 1.18 : la tension de surface crée une force normale au plan (ds, \mathbf{n}). La direction de cette force est donc donnée par \mathbf{t} .

C'est ce principe qui est exploité dans un appareil appelé « tensiomètre » (de Lecomte du Noüy) qui sert à mesurer la tension de surface: il s'agit de placer un petit anneau à la surface du liquide dont on veut mesurer la tension, puis de mesurer la force nécessaire à son soulèvement. Si le rayon intérieur est R_1 , le rayon extérieur R_2 , l'épaisseur de l'anneau e , cette force s'écrit

$$F = 2\pi\gamma(R_1 + R_2) + \rho g e \pi(R_2^2 - R_1^2),$$

avec le second terme correspondant au poids de l'anneau. En général ce poids est très faible et $R_2 - R_1 \ll R = \frac{1}{2}(R_2 + R_1)$ de telle sorte qu'on peut écrire :

$$F \approx 4\pi R\gamma.$$

On peut mesurer de façon très précise la tension de surface avec ce simple appareil.

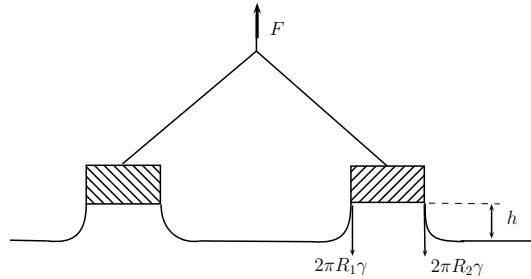


Figure 1.19 : tensiomètre de Noüy.

Quand on place une petite entité de fluide dans un autre fluide, cette entité isolée prend la forme d'une goutte sphérique si rien ne vient (comme un mouvement du fluide environnant) s'opposer à cette forme. En effet, la forme sphérique est la forme qui minimise l'énergie de surface, c'est-à-dire l'énergie que doit dépenser la particule pour éviter que du fluide environnant ne pénètre dans la goutte. Considérons une goutte de rayon R d'un fluide au repos immergée dans un autre fluide au repos. La pression dans la goutte est p_i ; celle dans le fluide extérieur est p_e ; voir figure 1.20. La goutte est à l'équilibre si le travail des forces de surface est contrebalancé par le travail des forces de pression (on suppose qu'on augmente virtuellement le rayon d'un incrément dR et on impose que la goutte retrouve sa position d'équilibre, donc tous les travaux des différentes forces doivent se compenser) :

- travail élémentaire des forces δW_p de pression (force de volume) : pression \times incrément de volume = $-\Delta p \times d\left(\frac{4}{3}\pi R^3\right)$, avec $\Delta p = p_i - p_e$;
- travail élémentaire des forces δW_t de tension (force de surface) : tension $\gamma \times$ incrément de surface = $\gamma \times d(4\pi R^2)$.

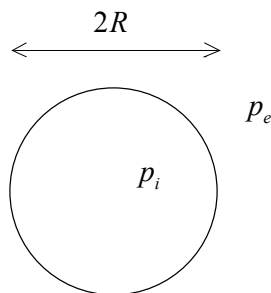


Figure 1.20 : goutte en équilibre.

On doit avoir $\delta W_p + \delta W_t = 0$. En différentiant, puis en simplifiant, on trouve :

$$\Delta p = p_i - p_e = \frac{2\gamma}{R}. \tag{1.3}$$

C'est la *loi de Laplace*⁷. À travers toute interface entre deux fluides, il existe une saute de pression égale à $2\gamma/R$. Cette loi peut se généraliser à des surfaces libres non sphériques

$$\Delta p = p_i - p_e = \gamma \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'} \right), \quad (1.4)$$

avec R et R' les rayons de courbure principaux. Attention, si on considère une bulle sphérique au lieu d'une goutte, l'intérieur et l'extérieur de la bulle sont composés de gaz et ils sont séparés par un film avec deux interfaces, donc la loi de Laplace est dans ce cas particulier

$$\Delta p = p_i - p_e = 4 \frac{\gamma}{R}.$$

Il faut aussi prendre garde à l'emploi de cette loi lorsque la surface libre est concave (comme dans le cas de la remontée capillaire d'un fluide mouillant, voir l'exemple de la loi de Jurin plus bas) : la pression du fluide est alors plus petite qu'à l'extérieur. Il faut donc considérer que le rayon de courbure est algébrique : $R > 0$ pour une surface convexe et $R < 0$ pour une surface concave.

La tension de surface permet d'expliquer la remontée capillaire le long d'une paroi solide. En effet, expérimentalement on observe que la surface libre d'un liquide ne forme pas un angle droit avec une paroi, mais est légèrement incurvée vers le haut (liquide mouillant) ou vers le bas (liquide non mouillant). L'ordre de grandeur de la remontée capillaire est obtenu en égalant la pression (supposée hydrostatique) due à la gravité et la saute de pression due aux forces capillaires, ce qui donne d'après l'équation (1.4)

$$\rho gh \approx \frac{\gamma}{R}, \quad (1.5)$$

avec R le rayon de courbure et h la remontée capillaire, $R' \rightarrow \infty$ et où l'on a négligé la pression atmosphérique (voir figure 1.21). En faisant l'approximation $R \sim h$, on déduit l'ordre de grandeur suivant

$$h^2 = O\left(\frac{\gamma}{\rho g}\right).$$

Ce calcul peut se faire plus rigoureusement en intégrant l'équation (1.5) et en se servant de la définition du rayon de courbure

$$R(x) = \frac{(1 + y'^2)^{3/2}}{y''},$$

où $y(x)$ est l'équation de la surface libre. Pour résoudre cette équation, on a besoin d'une condition aux limites. Celle-ci est donnée expérimentalement par l'angle que forme le liquide avec la paroi solide, angle qui est appelé *angle de contact*. En partant de l'équation différentielle $\rho gy(x) = \gamma/R(x)$ associée à la condition aux limites $y'(0) = -\cotan\theta$, en la multipliant par y' , puis en intégrant une fois, on obtient

$$d\left(\frac{1}{2}y'^2 + \frac{\gamma}{\rho g} \frac{1}{\sqrt{1 + y'^2}}\right) = 0$$

7. Pierre-Simon Laplace (1749–1827) a été un mécanicien et mathématicien français à la fin du XVIII^e siècle et début du XIX^e siècle. Ses travaux ont porté sur des problèmes de mécanique céleste, où il analysa l'interaction à l'aide d'équations différentielles, de mathématiques (loi de probabilité, transformée de Laplace), et de la thermomécanique des fluides (changement d'état des corps).

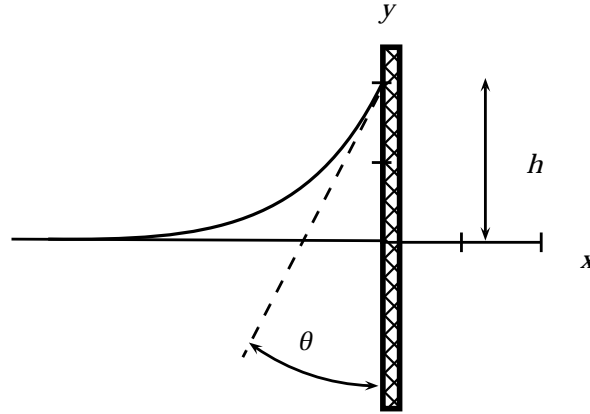


Figure 1.21 : remontée capillaire le long d'une paroi solide dans le cas d'un fluide mouillant.

ce qui veut dire que la quantité $\psi = y^2 + 2\gamma/(\rho g \sqrt{1 + y'^2})$ se conserve. Comme la surface libre doit devenir horizontale quand x croît, on trouve que ψ doit être nul (car $y' \rightarrow 0$ et $y \rightarrow 0$ quand $x \rightarrow -\infty$). L'équation différentielle du premier ordre qui en résulte est assez compliquée, mais on peut obtenir la remontée capillaire sans la résoudre. En se servant de la condition aux limites $y'(0) = -\cotan\theta$, on trouve finalement

$$h^2 = 2 \frac{\gamma}{\rho g} (1 - \sin \theta).$$

Une manifestation des effets de tension de surface est la remontée capillaire due à la dépression locale causée par la courbure de la surface libre. Considérons un tube de petites dimensions (diamètre $2r$ petit devant la hauteur du tube) plongé dans un liquide de masse volumique ρ . La pression sous l'interface (point A sur la figure 1.22) est

$$P_A = P_a - 2 \frac{\gamma}{R},$$

où R désigne le rayon de courbure (en valeur absolue) de la surface libre supposée de forme hémisphérique et P_a est la pression atmosphérique. Il y a un signe négatif devant le rayon de courbure car il faut tenir compte de la concavité de la surface libre (le ménisque de fluide forme une surface concave). Ce rayon de courbure peut être relié au diamètre du tube et à l'angle de contact de la façon suivante : $r = R \cos \theta$. Au point B, la pression vaut donc :

$$P_B = P_A + \rho g h,$$

or ce point étant à la même altitude que la surface libre non perturbée du liquide, la pression doit être égale à la pression atmosphérique. On en déduit donc la remontée capillaire

$$h = \frac{2\gamma \cos \theta}{\rho g r}. \quad (1.6)$$

C'est la *loi de Jurin*.

On peut démontrer la loi de Jurin en considérant non pas l'égalité des pressions, mais en faisant un bilan des forces sur le volume de contrôle V représentant le volume de fluide qui a été aspiré dans le tube (voir figure 1.23). En se servant du principe d'action et de

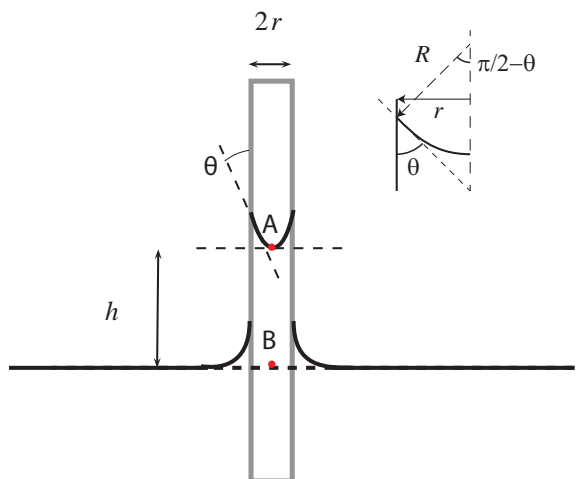


Figure 1.22 : remontée capillaire le long d'un tube cylindrique.

réaction, on peut calculer la composante verticale de la force élémentaire exercée par un élément ds de la paroi du tube sur le fluide :

$$dF = \gamma \cos \theta ds.$$

Compte tenu de la symétrie radiale du problème, le calcul de la composante horizontale n'est pas ici utile. L'intégration donne $F = 2\pi r \cos \theta$. Le volume de contrôle est soumis à l'action de la pesanteur. Le poids est

$$P = \rho g V = \rho g \pi r^2 h.$$

Au repos, il y a équilibre des forces $F = P$, et on en déduit immédiatement la loi de Jurin (1.6).

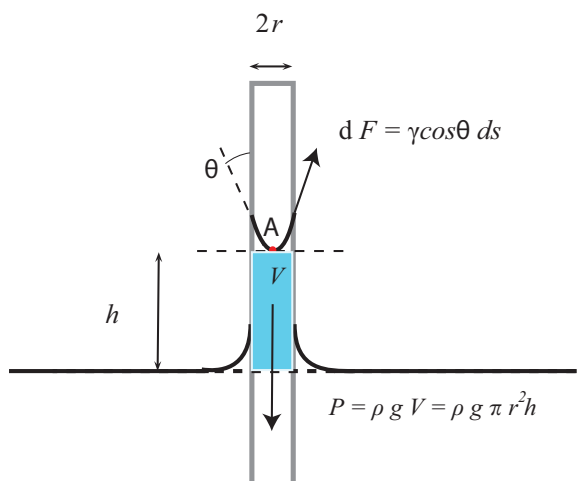


Figure 1.23 : équilibre des forces de tension de surface et de pesanteur pour un volume de contrôle V (en bleu). On néglige le volume de volume contenu dans le ménisque (au-dessus du point A).



CHAPITRE 2

Similitude

2.1 Analyse dimensionnelle et théorie de la similitude

2.1.1 Objet de la théorie de la similitude

PAR THÉORIE de la similitude, on entend aussi bien l'analyse des dimensions (unités physiques) des paramètres d'un problème, l'usage de nombres sans dimension que le support théorique permettant d'interpréter les expériences réalisées à petite échelle et visant à reproduire des phénomènes complexes (à grande échelle). La « théorie de la similitude » est donc un ensemble de règles qui vise à :

- proposer des nombres sans dimension¹ tels que le nombre de Reynolds ou le nombre de Froude ;
- simplifier les équations de base en supprimant les termes négligeables ;
- diminuer le nombre de paramètres pertinents nécessaires à l'étude expérimentale (mais également numérique ou théorique) des phénomènes ;
- établir les critères à respecter pour qu'une expérience à échelle réduite soit représentative d'un phénomène en grandeur réelle (on dit alors que l'expérience est en *similitude* avec le phénomène) ;
- fournir les relations de changement d'échelle entre expériences.

♣ **Exemple.** – Par exemple, il est souvent très difficile de calculer numériquement ou théoriquement le fonctionnement d'un ouvrage hydraulique ou le comportement d'un écoulement. Si cela est possible, il peut être très coûteux (en temps, en argent) de faire une étude complète. Il peut alors être intéressant de procéder à des essais à échelle réduite en laboratoire sur des maquettes. La question est comment utiliser les données obtenues à échelle réduite pour déduire les caractéristiques du phénomène en grandeur réelle. Par exemple, une avalanche de neige ou de rochers peut provoquer, en cas d'impact avec une étendue d'eau, une vague dite d'impulsion. Le phénomène est difficile à étudier, notamment à cause du couplage complexe entre l'écoulement gravitaire et l'eau. Si dans le cadre d'une étude d'ingénierie, par exemple pour dimensionner une hauteur de remblai suffisante, on souhaite calculer les caractéristiques de la vague, une façon de procéder est de réaliser

1. c'est-à-dire qui n'ont pas de dimension (unité) physique.

un modèle réduit (voir figure 2.1). Le problème est alors de savoir comment passer des mesures réalisées en laboratoire aux grandeurs réelles. □

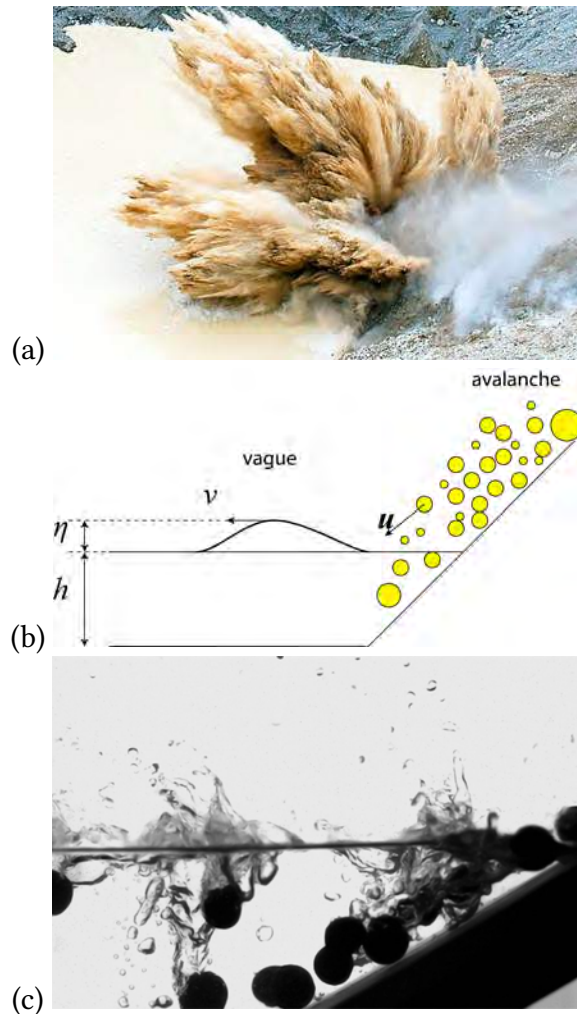


Figure 2.1 : (a) vague d'impulsion créée par un éboulement rocheux de $300\,000\text{ m}^3$ dans un lac morainique sous le glacier de Grindelwald (BE) le 22 mai 2009 ; source : [Tages Anzeiger](#). (b) schématisation du calcul de la vague d'impulsion. (c) essai en laboratoire.

2.1.2 Invariance d'échelle

En filigrane, il existe une notion essentielle en physique : la notion d'*invariance*. C'est parce que les lois de la physique sont invariantes par rapport à tout changement d'unité qu'elles peuvent se mettre sous des formes sans dimension ou bien qu'elles peuvent être valables pour une large plage d'échelles de temps et d'espace. Cette notion d'invariance permet de déboucher sur l'*auto-similarité* de certains phénomènes physiques. Un phénomène qui varie au cours du temps est dit *auto-similaire* si les variations spatiales de ses propriétés à différents moments se déduisent les unes des autres par une simple transformation similaire. En bref, si par simple translation, rotation, et étirement, toutes les courbes peuvent être ramenées à une seule courbe maîtresse, alors le phénomène est auto-similaire.

Les solutions auto-similaires sont intéressantes à plus d'un titre :

- l'existence d'une solution auto-similaire permet de comprendre analytiquement un processus physique complexe, notamment le comportement à court/long terme d'une solution ;
- la mise en évidence de l'auto-similarité fournit un moyen pratique de représenter une fonctions à plusieurs variables d'une façon simple et riche en interprétation physique ;
- expérimentalement, les données issues de conditions expérimentales différentes tombent sur une courbe unique si on choisit de les représenter à l'aide des variables auto-similaires ;
- il est possible de réduire une équation aux dérivées partielles en différentielle ordinaire et/ou de réduire l'ordre de l'équation différentielle, ce qui permet parfois d'arriver à des solutions analytiques.

Pour bien comprendre cette notion d'invariance, on peut se servir des connaissances acquises en géométrie. Par exemple, des triangles sont dits *similaires* géométriquement si le rapport de leurs longueurs reste identique (voir figure 2.2)

$$\lambda = \frac{a'}{a} = \frac{b'}{b} = \frac{c'}{c},$$

avec λ le rapport de similitude, le facteur d'échelle, ou l'échelle. On parle de *transformation isomorphe* quand on transforme un triangle en un autre par élongation de ses côtés d'un facteur identique λ .

Il est possible de généraliser cette notion en considérant des rapports de longueur différents selon les axes du plan. Ainsi, une transformation affine conserve les rapports de longueur, avec des rapports différents selon les axes (voir figure 2.2)

$$\lambda_x = \frac{a'}{a} \text{ et } \lambda_y = \frac{b'}{b},$$

avec λ_x et λ_y les rapports selon l'horizontale et la verticale. Lors d'une transformation affine, on note que

- certaines quantités sont conservées. On parle d'*invariant*. Par exemple le rapport de la surface S et du produit des demis axes :

$$s = \frac{S}{ab} = \frac{S'}{a'b'} = \pi.$$

- d'autres quantités ne le sont pas. Par exemple le périmètre n'est pas invariant

$$P = 4 \int_0^{\pi/2} \sqrt{a^2 \cos^2 \theta + b^2 \sin^2 \theta} d\theta$$

Pourquoi certaines quantités se conservent et d'autres non ? On parle de *loi d'échelle* pour définir la relation de proportionnalité entre une certaine grandeur et l'échelle (ici géométrique) du problème :

- le périmètre $P \propto \ell$,
- la surface $S \propto \ell^2$,
- le volume $V \propto \ell^3$,

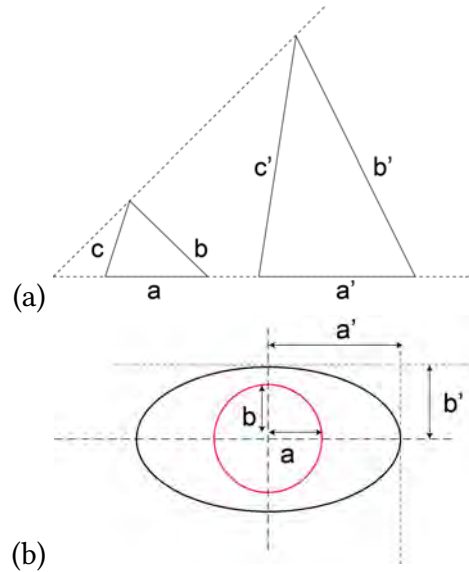


Figure 2.2 : (a) transformation isomorphe de triangles. (b) transformation affine d'une ellipse.

avec ℓ une *échelle caractéristique* de l'objet (voir figure 2.3). Selon la dimension de la grandeur et le degré de liberté de la transformation, il est possible d'obtenir plus ou moins simplement la relation qui lie cette grandeur à l'échelle ou bien aux rapports de changement d'échelle. Par exemple, dans le cas de la transformation cercle (rayon $a = b$) en ellipse (de demis grand et petit axes a et b) par une transformation affine (avec deux degrés de liberté λ_x et λ_y), on trouve que le périmètre de l'ellipse vaut

$$P' = 4 \int_0^{\pi/2} \sqrt{a'^2 \cos^2 \theta + b'^2 \sin^2 \theta} d\theta = 4 \int_0^{\pi/2} \sqrt{a^2 \lambda_x^2 \cos^2 \theta + a^2 \lambda_y^2 \sin^2 \theta} d\theta.$$

En introduisant $r = \lambda_y/\lambda_x$ et $P = 2\pi a$, on peut écrire ce périmètre sous la forme d'un rapport :

$$\frac{P'}{P} = f(\lambda_x, \lambda_y) = \frac{2\lambda_x}{\pi} \int_0^{\pi/2} \sqrt{\cos^2 \theta + r^2 \sin^2 \theta} d\theta = \frac{2\lambda_x}{\pi} E(1 - r^2),$$

avec E une fonction spéciale dite *intégrale elliptique complète*. Le périmètre P' est donc proportionnel à P via un coefficient f qui dépend des deux paramètres d'échelle λ_x et λ_y . Dans ce cas-ci, il n'est pas possible de relier simplement par un simple argument dimensionnel la grandeur (périmètre) aux échelles de transformation.

↪ La théorie de la similitude cherche à prédéterminer la structure des dépendances entre variables et paramètre(s) d'échelle du problème.

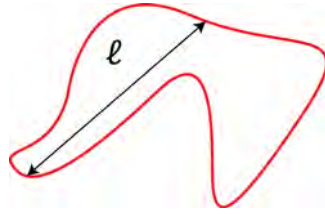


Figure 2.3 : longueur caractéristique d'un objet.

2.2 Unités de mesure

Dans ce cours, on utilise les unités du système international ou système métrique décimal². Ce système repose sur 7 unités fondamentales :

- longueur : le mètre [m] ;
- masse : le kilogramme [kg] ;
- temps : la seconde [s]
- intensité électrique : l'ampère [A] ;
- température : le kelvin [K] ;
- intensité lumineuse : le candela [cd] ;
- quantité de matière : la mole [mol].

Chaque mesure est associée à un symbole, dont la typographie a été fixée. On se sert soit de noms propres (le symbole commence alors par une majuscule), soit des unités de base. Par exemple :

- force : le newton [N] ($1 \text{ N} = 1 \text{ kg}\cdot\text{m}/\text{s}^2$) ;
- pression : le pascal [Pa] ($1 \text{ Pa} = 1 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-2}$) ;
- vitesse : [m/s] ;
- masse volumique : [kg/m^3] ;
- accélération : [m/s^2] ;
- surface : [m^2] ;
- débit : [m^3/s] ;
- énergie : le joule ($1 \text{ J} = 1 \text{ kg}\cdot\text{m}^2/\text{s}^2$) ;
- puissance : le watt ($1 \text{ W} = 1 \text{ kg}\cdot\text{m}^2/\text{s}^3$).

On introduit des puissances de 10 pour pondérer l'unité. Les plus usuelles en mécanique sont données dans le tableau 2.1.

Quelques rappels :

- les unités sont en caractère roman et non en italique : 12 m et non *12m* ;
- les unités sont séparées par un espace du nombre qui les précède : 12 m et non 12m ;
- les noms propres qui ont servi à fabriquer des unités deviennent des noms ordinaires et s'accordent en conséquence. Il faut ainsi noter qu'il n'y a pas de majuscule pour

2. Le système métrique fut instauré sous la Révolution française pour remplacer les unités employées sous l'Ancien Régime (poise, pied, etc.). La définition et l'usage des mesures ont été fixés à la fin du XIX^e siècle et au XX^e siècle par la Conférence générale des poids et mesures. Seuls quelques pays, dont le Royaume-Uni et les États-Unis, n'ont pas encore adopté le système métrique.

Tableau 2.1 : nom des puissances de 10 et symbole associé.

Nom	Puissance de 10	symbole
micro	10^{-6}	μ
milli	10^{-3}	m
centi	10^{-2}	c
déci	10^{-1}	d
déca	10^1	da
hecto	10^2	h
kilo	10^3	k
mega	10^6	M

la première lettre du nom. La seule exception concerne les degrés : on écrit « degré Celsius » et « degré Fahrenheit » ;

- on écrit $0\text{ }^\circ\text{C}$ (0 degrés Celsius³) et 273 K (273 kelvins) ;
- certains noms d'unité coïncident avec leur symbole ; c'est le cas du bar par exemple. Dans ce cas-là, il est possible d'écrire 10 bar ou bien 10 bars selon que bar est pris comme un symbole (invariable) ou un nom (à accorder en conséquence).

Dans la vie courante, on emploie souvent des unités différentes : le litre [ℓ , l, ou L] pour les volumes, le bar [bar] pour la pression atmosphérique, etc. À noter que pour le litre admet plusieurs symboles. Initialement, le symbole était la lettre « l » minuscule, mais pour la plupart des polices de caractères, elle se distingue mal du chiffre 1. Aussi, on lui substitue souvent la lettre L majuscule ou la lettre ℓ rond. Certaines unités qui n'appartiennent pas au système international restent d'un emploi courant. Par exemple, pour la quantité d'énergie absorbée ou dépensée par des êtres vivants, on parle plus souvent en *calories* (symbole cal) qu'en joules. Initialement, la calorie a été introduite comme la quantité de chaleur qu'il faut apporter pour élever de $1\text{ }^\circ\text{C}$ la température d'un gramme d'eau. Toutefois, cette définition est peu rigoureuse car la quantité de chaleur nécessaire dépend en fait de la pression et de la température initiale de l'eau. Aujourd'hui, il est courant d'employer la définition suivante

$$1\text{ cal} = 4,184\text{ joules.}$$

On considère que la ration alimentaire d'un homme sédentaire de 70 kg est voisine de 2800 kcal (11,7 kJ) s'il veut couvrir ses besoins journaliers. Pour les unités de puissance, principalement des véhicules automobiles, on parle souvent en *chevaux-vapeur* (CV)⁴, dont l'origine remonte au XIX^e siècle quand les machines à vapeur ont commencé à être substituées aux chevaux pour la traction des véhicules. Le taux de conversion est :

$$1\text{ CV} = 736\text{ W.}$$

3. Anders Celsius (1701–1744) est un savant suédois, professeur d'astronomie à l'université d'Uppsala. Il est à l'origine d'une échelle relative des températures dont l'unité, le degré Celsius ($^\circ\text{C}$), honore son nom. Il participa également à une expédition dirigée par l'astronome français Pierre Louis Maupertuis dans la vallée de la Torne, dans le nord de la Suède (Laponie). L'objectif était de mesurer la longueur d'un arc de méridien de 1° afin de savoir si la terre était aplatie ou non au niveau des pôles ; il fut montré que, conformément aux prédictions de Newton, la terre était bien un sphéroïde aplati.

4. En France et en Belgique, il existe un cheval-vapeur fiscal, qui sert à établir une grille de taxation en fonction de la puissance et du rejet en CO_2 des véhicules. Les Anglais emploient le « horse power » (hp), avec $1\text{ hp} = 746\text{ W}$.

On peut utiliser un petit moyen mnémotechnique pour décomposer une unité physique quelconque en unités fondamentales. Prenons l'exemple du joule ; le joule sert comme unité pour l'énergie et le travail. Le travail d'une force, c'est une force multipliée par une distance, donc on a :

$$\text{travail} = \text{force} \times \text{longueur} = \text{N} \cdot \text{m} = \text{kg} \cdot \text{m}^2/\text{s}^2.$$

2.3 Principaux nombres adimensionnels

En mécanique des fluides, on est souvent amené à manipuler des groupes de variables sans dimension, appelés « nombre adimensionnel » ou « rapport de similitude ». Ces groupes sont construits en faisant des rapports entre des termes apparaissant dans les équations du mouvement, ce qui permet de les interpréter physiquement. On distingue ainsi

- le nombre de Reynolds

$$\text{Re} = \frac{\rho u \ell}{\mu}, \quad (2.1)$$

avec ℓ une échelle de longueur, u une échelle de vitesse, μ la viscosité du fluide, et ρ sa masse volumique. Le nombre de Reynolds est le plus souvent interprété comme le rapport des forces d'inertie sur les forces de viscosité. Il sert notamment à classer le régime d'écoulement en distinguant les écoulements laminaires ($\text{Re} \ll 1$) et les écoulements turbulents ($\text{Re} \gg 1$). Si on introduit ν la viscosité cinématique du fluide ($\nu = \mu/\rho_f$ avec ρ_f la masse volumique du fluide), alors on a aussi : $\text{Re} = u\ell/\nu$;

- le nombre de Stokes

$$\text{St} = \frac{t_p}{t_f},$$

avec t_p le temps de relaxation de la particule (le temps typique de variation de la vitesse quand on perturbe l'état d'équilibre de la particule) et le temps caractéristique du fluide (l'échelle de temps sur laquelle le fluide s'ajuste à tout changement de la particule). Ce nombre sert dans l'étude des écoulements biphasiques (par exemple, une suspension de particules) à quantifier les effets biphasiques, c'est-à-dire le couplage entre phases. Lorsque $\text{St} \ll 1$, la phase solide est entièrement gouvernée par la phase fluide tandis que pour $\text{St} \gg 1$, les deux phases sont découplées. Notons que dans bien des problèmes d'intérêt pratique (sédimentation de particules par exemple), le nombre de Stokes est trouvé être proportionnel au nombre de Reynolds. Par exemple, pour une particule de rayon a , de masse m et de masse volumique ρ_p , sédimentant à la vitesse u_s dans un fluide newtonien au repos, on a $t_f = a/u_s$ et $t_p = mu_s/F_v$, où $F_v = 6\pi a\mu u_s$ est la force de frottement visqueux. On aboutit alors à :

$$\text{St} = \frac{2}{9} \frac{\rho_p}{\rho_f} \frac{u_s a}{\nu} = \frac{2}{9} \frac{\rho_p}{\rho_f} \text{Re} ;$$

- le nombre de Froude

$$\text{Fr} = \frac{u}{\sqrt{gh}}, \quad (2.2)$$

avec h une échelle de hauteur, u une échelle de vitesse, g l'accélération de la gravité. Le nombre de Froude est le plus souvent interprété comme le rapport de l'énergie

cinétique sur l'énergie potentielle. Il sert notamment en hydraulique à classer le régime d'écoulement en distinguant les écoulements supercritiques ($Fr > 1$) et les écoulements subcritiques ($Fr < 1$);

- le *nombre de Mach*

$$M = \frac{u}{c},$$

avec u une échelle de vitesse et $c = \sqrt{dp/d\rho}$ la célérité du son (ou célérité des ondes dans l'air). Le nombre de Mach sert en aérodynamique à évaluer la compressibilité de l'air. On distingue ainsi les écoulements supersoniques ($M > 1$) et subsoniques ($M < 1$);

- le *nombre de Péclet*

$$Pe = \frac{u\ell}{D},$$

où ℓ est une échelle caractéristique du système étudié (taille de la particule ou libre parcours moyen), u une échelle de vitesse, et D un coefficient de diffusion. Le nombre de Péclet sert en rhéologie et dans l'étude de la diffusion à évaluer l'effet respectif de la convection et de la diffusion. Lorsque $Pe \gg 1$, la convection l'emporte sur la diffusion. Les particules sont donc transportées (advectées) par le fluide. Dans le cas contraire, lorsque $Pe \ll 1$, la diffusion l'emporte sur la convection. En diffusion turbulente ou bien thermique, on emploie le nombre de Schmidt et le nombre de Prandtl;

- le *nombre de capillarité* ou *nombre capillaire*

$$Ca = \frac{\mu u}{\gamma},$$

avec u une échelle de vitesse, μ la viscosité du fluide, et γ la tension de surface. Ce nombre sert à évaluer les effets de tension de surface, par exemple lorsqu'on étale un fluide ou bien dans un milieu poreux. Lorsque $Ca \ll 1$, les effets de tension l'emportent sur les forces visqueuses et réciproquement quand $Ca \gg 1$, la viscosité est tellement grande que les effets de tension de surface à la surface libre sont négligeables. Le nombre de Bond, de Weber, et de Kapitza sont également des variantes courantes du nombre de capillarité.

Dans ces différentes expressions, les échelles sont en général des grandeurs macroscopiques caractérisant le système étudié. Par exemple, le nombre de Reynolds d'un écoulement d'eau dans une rivière est $Re = \bar{u}h/\nu$, avec \bar{u} la vitesse moyenne de l'eau, h la profondeur d'eau, et ν la viscosité cinématique. On parle de « nombre de Reynolds macroscopique » ou bien de « nombre de Reynolds de l'écoulement ». Si maintenant dans cette rivière, on étudie la sédimentation de particules fines de rayon moyen a , on introduit un « nombre de Reynolds local » appelé encore « nombre de Reynolds particulière » : $Re = u_s a/\nu$, avec u_s la vitesse de sédimentation. Notons que le nombre de Reynolds de l'écoulement peut être très grand (écoulement turbulent) alors que le nombre de Reynolds particulière peut être petit (écoulement localement laminaire dans le proche voisinage de la particule).

Les échelles sont généralement des grandeurs constantes, c'est-à-dire des grandeurs qui ne varient pas significativement au cours du temps ou dans l'espace. On peut parfois être amené à introduire des nombres adimensionnels dont les échelles varient. Par exemple, dans l'étude de la couche limite le long d'une paroi, on introduit un nombre de Reynolds $Re = uy/\nu$, avec y la distance par rapport à la paroi, qui varie avec la distance.

Généralement tout nombre sans dimension peut être interprété comme un rapport soit de longueurs, soit de forces (contraintes), soit de temps. Un même nombre peut souvent s'interpréter de différentes façons. Par exemple le nombre de Reynolds est :

$$\text{Re} = \frac{\rho u \ell}{\mu} = \frac{\rho u^2}{\mu \frac{u}{\ell}} \propto \frac{\text{inertie}}{\text{contrainte de cisaillement}},$$

on peut donc définir le nombre de Reynolds comme le rapport des forces d'inertie sur les forces visqueuses. On peut également, dans le cas particulier du nombre de Reynolds, interpréter le nombre sans dimension comme un rapport de temps caractéristiques :

$$\text{Re} = \frac{\rho u \ell}{\mu} = \frac{u \ell^2}{\ell \nu} = \frac{t_{\text{turb.}}}{t_{\text{ec.}}},$$

avec $t_{\text{ec.}} = \ell/u$ le temps de relaxation de la particule ou de la structure turbulente (temps représentatif mis par la particule pour parcourir une distance égale à son diamètre) et $t_{\text{turb.}} = \ell^2/\nu$ un temps caractéristique de diffusion de la turbulence. Toujours avec le nombre de Reynolds, on peut montrer qu'il s'agit aussi d'un rapport de longueurs caractéristiques :

$$\text{Re} = \frac{\rho u \ell}{\mu} = \ell \frac{u}{\nu} = \frac{\ell_{\text{part.}}}{\ell_{\text{turb.}}},$$

avec $\ell_{\text{part.}} = \ell$ la longueur caractéristique de la particule et $\ell_{\text{turb.}} = \nu/u$ la taille caractéristique des tourbillons de la turbulence.

2.4 Théorème de Vaschy-Buckingham (théorème II)

Le théorème de Vaschy-Buckingham est fondamental dans la théorie de la similitude. Il permet de dire combien de nombres sans dimension indépendants peuvent être construits dans un problème physique qui implique n variables. Son énoncé est un peu technique et sa mise en œuvre laisse croire qu'il s'agit d'une procédure mathématique qu'il suffit d'appliquer méthodiquement. En fait, son utilisation à l'aveugle peut conduire à de graves erreurs et il faut de la pratique pour éviter les nombreux pièges. Son application est relativement aisée quand on a déjà une idée du résultat, c'est-à-dire de la nature des nombres adimensionnels qui peuvent jouer un rôle dans le problème étudié. Avant d'aborder ce théorème, on présente la méthode de Rayleigh qui permet d'obtenir la structure (dimensionnelle) du résultat recherché dans un grand nombre de cas simples.

2.4.1 Méthode de Rayleigh

Lord Rayleigh⁵ a proposé une variante plus simple d'emploi. Supposons qu'on souhaite exprimer une variable x en fonction de n paramètres y_i . On écrit que dimensionnellement on a :

$$[x] = [y_1]^a [y_2]^b \cdots [y_n]^s,$$

5. John William Strutt, plus connu sous son titre de Lord Rayleigh, était un physicien anglais (1842–1919). Il a étudié plusieurs branches de la physique et la mécanique (acoustique, optique, électrodynamique, électromagnétisme, viscosité des fluides, photographie). On lui doit notamment la découverte d'un gaz rare, l'argon, pour laquelle le prix Nobel lui a été décerné en 1904.

où a, b, \dots, s sont des coefficients à déterminer de telle sorte que le produit des unités des a_i soit cohérent avec l'unité de x .

♣ **Exemple.** – Un exemple commun est le calcul de la période des oscillations d'un pendule de longueur ℓ et de masse m dans un champ de gravité g (voir figure 2.4). On pose

$$T \propto \ell^a m^b g^c,$$

soit en termes de dimensions :

$$[T] = [\ell]^a [m]^b [g]^c \Rightarrow s = \text{m}^a \text{kg}^b (\text{m}/\text{s}^2)^c.$$

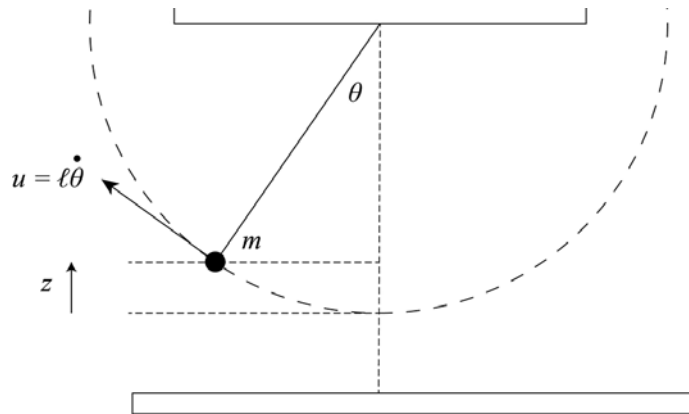


Figure 2.4 : pendule en oscillation.

On déduit pour chaque unité fondamentale :

- masse (kg) : $0 = b$;
- longueur (m) : $0 = a + c$;
- temps (s) : $1 = -2c$.

Soit $c = -\frac{1}{2}$, $a = \frac{1}{2}$, et $b = 0$. Donc :

$$T \propto \sqrt{\frac{\ell}{g}}.$$

Si l'on résout l'équation du mouvement pour un pendule, on trouve $T = 2\pi\sqrt{\ell/g}$, ce qui est cohérent avec le résultat trouvé ci-dessus. En effet, l'équation du mouvement s'obtient à partir de la conservation de l'énergie

$$\frac{1}{2}mu^2 + mgz = \text{cste},$$

avec $u = \ell\dot{\theta}$, et $z = \ell(1 - \cos\theta)$, $\dot{\theta} = d\theta/dt$. En différentiant par rapport au temps et simplifiant par m et $\dot{\theta}$, on trouve :

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} = -\frac{g}{\ell} \sin\theta.$$

L'adimensionalisation de l'équation du mouvement permet de passer d'une équation dimensionnelle

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} = -\frac{g}{\ell} \sin \theta$$

à une équation sans dimension physique et donc invariante :

$$\frac{d^2\theta}{d\hat{t}^2} = -\Pi \sin \theta \text{ avec } \theta(0) = \theta_0, \dot{\theta}(0) = 0, \text{ et } \Pi = \frac{gT^2}{\ell},$$

et où l'on a introduit le temps adimensionnel : $\hat{t} = t/T$. Le paramètre Π est une constante qui ne peut dépendre ici que de θ_0 . Posons $\Pi = f^2(\theta_0)$, ce qui montre que :

$$T = \sqrt{\frac{\ell}{g}} f(\theta_0).$$

Dans la limite $\theta \ll 1$, on peut trouver une solution approchée en posant $\sin \theta \sim \theta$, soit

$$\frac{d^2\theta}{d\hat{t}^2} = -\Pi\theta \text{ avec } \theta(0) = \theta_0, \text{ et } \dot{\theta}(0) = 0,$$

soit encore :

$$\theta = \theta_0 \cos(\sqrt{\Pi}\hat{t}) = \theta_0 \cos\left(\sqrt{\Pi}\frac{t}{T}\right) = \theta_0 \cos\left(f(\theta_0)\frac{t}{T}\right),$$

or par définition de la période $\theta = \theta_0 \cos(2\pi t/T)$, on trouve que :

$$f(\theta_0) = 2\pi \text{ quand } \theta \rightarrow 0,$$

et

$$T_0 = \lim_{\theta_0 \rightarrow 0} T = 2\pi \sqrt{\frac{\ell}{g}}.$$

L'expression analytique exacte de la période d'oscillation est trouvée être

$$\frac{T}{T_0} = \frac{2}{\pi} K\left(\sin \frac{\theta_0}{2}\right) \text{ avec } T_0 = 2\pi \sqrt{\frac{\ell}{g}},$$

avec K une fonction spéciale dite *intégrale elliptique complète de première espèce*. On retrouve que lorsque $\theta_0 \rightarrow 0$, alors la période T tend vers T_0 (voir figure 2.5).

2.4.2 Théorème de Vaschy-Buckingham

Nous cherchons à calculer une variable a_1 dépendant de $n - 1$ autres variables indépendantes a_k . On doit résoudre un problème implicite

$$\Phi(a_1, a_2, \dots, a_n) = 0,$$

ou bien explicite

$$a_1 = \phi(a_2, a_3, \dots, a_n),$$

ces variables sont définies dans un système de m mesures faisant appel à p unités fondamentales D_i (en général, $p = 3$ avec comme unités fondamentales : le mètre, la seconde,

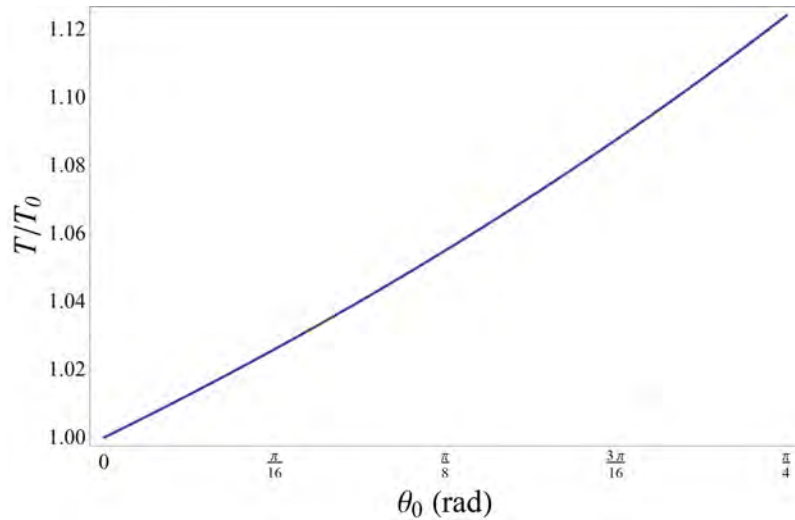


Figure 2.5 : période d'oscillation d'un pendule en fonction de l'angle initial.

le kilogramme). Chaque variable a_j est dimensionnellement homogène à un produit de monômes des unités de base

$$[a_j] = D_1^{\alpha_j} D_2^{\beta_j} \dots D_p^{\gamma_j}.$$

Par exemple, lorsque $p = 3$, on a en général une longueur $D_1 = L$, une masse $D_2 = M$, et un temps $D_3 = T$ comme unités de base $[a] = M^\alpha L^\beta T^\gamma$, ce qui donne pour les n variables

$$\begin{aligned} [a_1] &= M^{\alpha_1} L^{\beta_1} T^{\gamma_1}, \\ [a_2] &= M^{\alpha_2} L^{\beta_2} T^{\gamma_2}, \\ &\vdots \\ [a_n] &= M^{\alpha_n} L^{\beta_n} T^{\gamma_n}, \end{aligned}$$

avec α_j , β_j , et γ_j des coefficients déterminés à l'avance en examinant la dimension des variables. Il est possible de former des nombres sans dimension en faisant des produits de monômes

$$\Pi_i = a_1^{k_1^i} a_2^{k_2^i} \dots a_n^{k_n^i}.$$

La question qui se pose est : si ces nombres sans dimension existent, de combien en a-t-on besoin pour représenter la solution du problème ?

Énoncé

Le théorème de Vaschy-Buckingham ou théorème Π répond à cette question en affirmant que $k = n - r$ nombres sans dimension indépendants sont nécessaires, avec r le rang de la matrice dimensionnelle associée au problème⁶. Au lieu d'étudier un problème de dimension n : $a_1 = \phi(a_1, a_2, \dots, a_{k-1})$, on peut se ramener à un problème de dimension

6. Rappel : en algèbre linéaire, le rang d'une matrice est le nombre maximal de vecteurs lignes (ou colonnes) linéairement indépendants ; c'est aussi la dimension du sous-espace vectoriel engendré par les vecteurs lignes (ou colonnes).

$k < n$ exprimé en termes de nombres sans dimension :

$$\Pi_1 = \psi(\Pi_2, \Pi_3, \dots, \Pi_k).$$

☞ **Démonstration.** La dimension de Π_j est

$$[\Pi_j] = \left(D_1^{\alpha_1} D_2^{\beta_1} \dots D_p^{\gamma_1} \right)^{k_1^j} \left(D_1^{\alpha_2} D_2^{\beta_2} \dots D_p^{\gamma_2} \right)^{k_2^j} \dots \left(D_1^{\alpha_n} D_2^{\beta_n} \dots D_p^{\gamma_n} \right)^{k_n^j}.$$

Or on veut que $[\Pi_j] = 0$. On est donc amené à résoudre le système

$$\text{Pour } D_1 : 0 = \alpha_1 k_1^j + \alpha_2 k_2^j + \dots + \alpha_n k_n^j,$$

$$\text{Pour } D_2 : 0 = \beta_1 k_1^j + \beta_2 k_2^j + \dots + \beta_n k_n^j,$$

$$\vdots = \vdots$$

$$\text{Pour } D_m : 0 = \gamma_1 k_1^j + \gamma_2 k_2^j + \dots + \gamma_n k_n^j.$$

Ces équations définissent un système d'équations linéaires de p équations et n inconnues k_i^j ($1 \leq i \leq m$). Si le déterminant


$$\det \begin{bmatrix} \alpha_1 & \alpha_2 & \dots & \alpha_n \\ \beta_1 & \beta_2 & \dots & \beta_n \\ \vdots & & & \\ \gamma_1 & \gamma_2 & \dots & \gamma_n \end{bmatrix}$$

est différent de 0 et le rang de cette matrice est r , alors il existe $n - r$ solutions linéairement indépendantes. □

Mise en œuvre

En pratique, on procède ainsi :

1. isoler les quantités physiques du problème donné et leur nombre n ;
2. écrire les dimensions de chaque variable dans le système de base (en général, $p = 3$ unités de base sont nécessaires en mécanique) ;
3. déterminer le rang r de la matrice dimensionnelle associée (on a souvent $r = 2$ ou $r = 3$) ;
4. rechercher les $n - r$ nombres sans dimension.

On prendra soin de définir des nombres sans dimension ayant une signification physique. À noter que ces nombres sans dimension peuvent être obtenus sans passer par le théorème II en examinant les équations du mouvement et en les rendant sans dimension, c'est typiquement ce qui sera fait au § 6.4.1 pour les équations de Navier-Stokes. C'est très souvent préférable car cela permet d'identifier et définir proprement les nombres sans dimension pertinents. 

2.4.3 Application n° 1 du théorème II : force de traînée

On veut calculer la force dite de traînée exercée par un fluide newtonien (incompressible) sur une particule sphérique de diamètre $2r$ et de masse volumique ρ_p ; voir figure 2.6. La force se calcule comme :

$$\mathbf{F} = \int_S \boldsymbol{\Sigma} \cdot \mathbf{n} dS,$$

avec \mathbf{n} la normale à la surface \mathcal{S} de la particule et Σ le tenseur des contraintes du fluide, c'est-à-dire $\Sigma = -p\mathbf{1} + 2\mu\mathbf{D}$, avec p la pression, \mathbf{D} le tenseur des taux de déformation, μ la viscosité dynamique. C'est un problème complexe à résoudre puisqu'il faudrait résoudre en même temps les équations de Navier-Stokes pour décrire la phase fluide animée d'une vitesse \mathbf{u}_f :

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}_f}{\partial t} + \mathbf{u}_f \nabla \mathbf{u}_f \right) = \rho \mathbf{g} - \nabla p + 2\mu \nabla \cdot \mathbf{D},$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0,$$

et l'équation de la quantité de mouvement pour la particule :

$$m_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = m_p \mathbf{g} + \mathbf{F},$$

avec m_p la masse la particule et \mathbf{u}_p sa vitesse. Les conditions aux limites sont de plus : $\mathbf{u}_f = \mathbf{u}_p + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}$ sur la surface \mathcal{S} de la particule, avec $\boldsymbol{\omega}$ la vitesse de rotation de la particule donnée par l'équation de conservation du moment cinétique :

$$J_p \frac{d\boldsymbol{\omega}}{dt} = \int_{\mathcal{S}} \mathbf{r} \times (\Sigma \mathbf{n}) dS.$$

avec $J_p = 2mr^2/5$ le moment d'inertie.

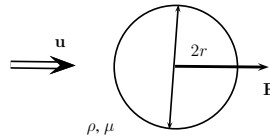


Figure 2.6 : écoulement d'un fluide autour d'une sphère.

On a 5 variables : la force F que l'on cherche à calculer, la viscosité dynamique μ , la masse volumique ρ de l'eau, le rayon de la particule r , et sa vitesse relative par rapport au fluide $u = |\mathbf{u}_p - \mathbf{u}_f|$. On ne prend pas en compte la masse volumique de la particule car la force exercée par le fluide ne peut pas être influencée par cette variable, mais elle l'est par les dimensions géométriques de la sphère (d'où le fait que l'on retienne r et non ρ_p).

La première chose à faire est de déterminer les unités de ces grandeurs physiques dans le système international en ne faisant appel qu'aux grandeurs fondamentales, à savoir :

- unité de distance : le mètre [m],
- unité de temps : la seconde [s],
- unité de masse : la masse [kg].

Les unités ou dimensions physiques sont reportées dans le tableau suivant.

Tableau 2.2 : tableau des unités.

variable	F	u	ρ	μ	r
unité (SI)	kg m s^{-2}	m s^{-1}	kg m^{-3}	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$	m
exposant	a	b	c	d	e

On recherche la force F en fonction de r , μ , u , et ϱ : $F = \phi(u, \varrho, \mu, r)$ s'il existe une relation univoque ou bien, de façon plus générale, $\psi(F, u, \varrho, \mu, r) = 0$. Il semble évident, sans même faire de physique, qu'on ne peut pas prendre n'importe quelle fonction ϕ pour des raisons d'homogénéité des dimensions physiques. Par exemple :

$$F = u\varrho\mu r,$$

n'est pas possible car cela n'est pas homogène : $[\text{kg m s}^{-2}] \neq [\text{kg}^2 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-2}]$! Il faut donc que la combinaison des différentes unités donne un résultat cohérent du point de vue dimensionnel. L'*analyse dimensionnelle* n'est, d'une certaine façon, que la recherche des combinaisons possibles entre variables physiques respectant les contraintes d'homogénéité dimensionnelle.

Quelles sont les possibilités ? Pour cela, recherchons les paramètres a , b , c , d , et e permettant de former des combinaisons homogènes du point des dimensions physiques. Si on a une relation générale de la forme $\psi(F, u, \varrho, \mu, r) = 0$, cela veut dire que les combinaisons des unités doivent vérifier :

$$[F]^a [u]^b [\varrho]^c [\mu]^d [r]^e = 0,$$

soit encore en se servant des unités des variables (voir tableau ci-dessus) :

$$a + c + d = 0,$$

$$a + b - 3c - d + e = 0,$$

$$-2a - b - d = 0.$$

On a 3 équations pour 5 inconnues ; on ne peut donc en déterminer que 3 et les 2 inconnues restantes doivent être considérées comme des variables libres (ou ajustables). Prenons par exemple a et d comme variables libres⁷ et déterminons les autres paramètres b , c , et e . On trouve :

$$b = -(2a + d), c = -(a + d), e = b = -(2a + d).$$

Une implication de cette analyse est également que la relation générale $\psi(F, u, \varrho, \mu, r) = 0$ de dimension 5 peut en fait se réduire à une relation de dimension 2 (puisque'on n'a que 2 variables libres a et d) que l'on note génériquement sous la forme $\psi(\Pi_1, \Pi_2) = 0$. Les nombres Π_1 et Π_2 sont des *nombres sans dimension* ; on a une infinité de choix selon la valeur de a et d , mais deux critères doivent nous aider dans ce choix :

- trouver des nombres avec une signification physique ;
- trouver des nombres indépendants⁸.

Pour Π_1 , considérons par exemple $a = 1$ et $d = 0$, on a alors $b = -2$, $c = -1$, $e = -2$, soit :

$$\Pi_1 = \frac{F}{\varrho r^2 u^2}.$$

Pour Π_2 , considérons par exemple $a = 0$ et $d = 1$ (on est sûr que les nombres sont indépendants), on a alors $b = -1$, $c = -1$, $e = -1$, soit :

$$\Pi_2 = \frac{\mu}{\varrho r u} = 2 \frac{1}{\text{Re}}.$$

7. Ce choix n'est justifié ici que par notre désir de disposer de deux nombres sans dimension, l'un relatif à la force de traînée, l'autre à la viscosité.

8. Si (a, d) représente les coordonnées d'un vecteur de dimension 2, alors on doit choisir des vecteurs non colinéaires. Par exemple le choix $(a, d)=(0, 1)$ et $(a, d)=(1, 0)$ est correct ; le choix $(a, d)=(0, 1)$ et $(a, d)=(0, 2)$ est incorrect.

On a reconnu le *nombre de Reynolds particulaire* $Re = (2r)u/\nu$ avec $\nu = \mu/\rho$ la viscosité cinématique.

Toute fonction de Π_1 et/ou Π_2 peut être utilisée pour définir des nombres sans dimension. Ainsi, arbitrairement du point de vue mathématique (mais cela a un sens physique), on définit les nombres sans dimension utiles pour notre problème :

$$\Pi_1 = \frac{F}{\pi \rho r^2 u^2} \text{ et } \Pi_2 = Re = \frac{2\rho r u}{\mu}.$$

Attention, la forme exacte de toute formule liant Π_1 et Π_2 dépend de la définition précise de ces nombres ; il convient tout de vérifier à chaque fois comment ils sont définis (il n'est pas ainsi rare que l'on définisse C_d comme $C_d = F/(\rho r^2 u^2)$ sans facteur $\frac{1}{2}$ au dénominateur).

La relation recherchée doit nécessairement s'écrire sous la forme :

$$\psi(\Pi_1, \Pi_2) = 0,$$

ou encore

$$\frac{F}{\frac{1}{2}\pi \rho r^2 u^2} = \phi(Re).$$

On appelle ϕ le *coefficient de traînée* et on le note le plus souvent C_d ; F est la force de traînée⁹. On montre théoriquement en résolvant les équations de Navier-Stokes dans le cas $Re \ll 1$ (c'est-à-dire lorsque les termes inertiels sont négligeables¹⁰):

$$\frac{F}{\frac{1}{2}\pi \rho r^2 u^2} = \phi(Re) = \frac{24}{Re} \text{ quand } Re \rightarrow 0.$$

Cette relation est appelée *loi de Stokes* et elle est utile par exemple pour calculer une vitesse de sédimentation de particules fines (il faut que $Re \ll 1$). Mise sous forme dimensionnelle, on tire :

$$F = 6\pi\mu r u.$$

À grand nombre de Reynolds ($Re \gg 1$), les expériences montrent que :

$$C_d = \frac{F}{\frac{1}{2}\pi \rho r^2 u^2} = \phi(Re) \approx 0,4 - 0,5 \text{ quand } Re \rightarrow \infty.$$

La figure 2.7 montre la variation du coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds particulaire.

2.4.4 Application n° 2 du théorème Π : puissance d'une explosion nucléaire

Il s'agit d'un exemple célèbre d'application de l'analyse dimensionnelle réalisée par Taylor en 1950. Après la seconde guerre mondiale, les autorités américaines ont levé le « secret défense » concernant des séries de clichés d'une explosion atomique car elles les jugeaient inexploitable par des puissances étrangères. Pourtant, Taylor par un simple raisonnement dimensionnel parvint à calculer la puissance de l'explosion (donnée qui, elle, était restée confidentielle)!

9. Il existe d'autres types de forme d'interactions entre un fluide et une particule.

10. On verra que les équations de Navier-Stokes s'appellent « équations de Stokes » dans ce cas-là.

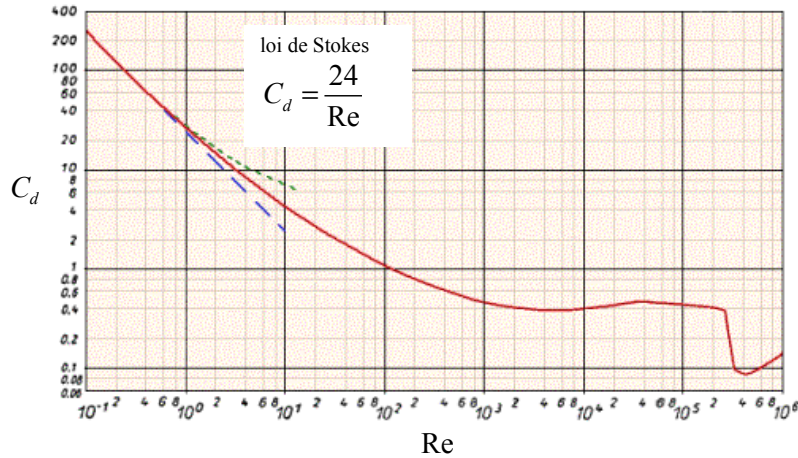


Figure 2.7 : variation du coefficient de traînée avec le nombre de Reynolds particulaire avec $C_d = \frac{F}{\frac{1}{2}\rho r^2 u^2}$ et $Re = \frac{2\rho r u}{\mu}$.



Figure 2.8 : extrait des séries de photographies d'une explosion atomique par Mack.

D'après Taylor, l'effet premier d'une explosion atomique est l'onde de pression précédant la boule de feu (voir figure 2.8) et dont l'ordre de grandeur est de plusieurs centaines d'atmosphères. Trois paramètres gouvernent ce processus: la quantité d'énergie injectée (la puissance) E [$\text{kg}\cdot\text{m}^2\cdot\text{s}^{-2}$], la masse volumique de l'air ρ [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$], le rayon r_f de la boule [m], et le temps t depuis l'explosion [s].

On a 4 variables et 3 unités fondamentales. On peut donc former un nombre adimensionnel:

$$\Pi = \frac{r_f}{E^{1/5} t^{2/5} \rho^{-1/5}}$$

Pour une explosion donnée, ce nombre doit être constant, ce qui implique que: $r_f \propto E^{1/5} t^{2/5}$ au cours du temps. La connaissance expérimentale (voir figure 2.9) de la relation $r_f(t)$ a permis à Taylor de calculer l'énergie libérée par l'explosion atomique.

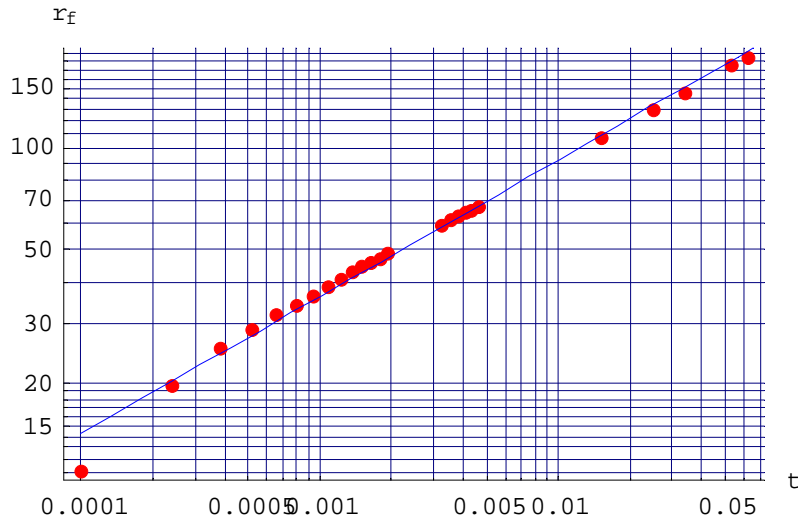


Figure 2.9 : comparaison entre la loi de similitude de Taylor et le rayon r_f calculé à partir des séries de photographies d'une explosion atomique prises par Mack.

2.4.5 Application n° 3 du théorème II : loi de Manning-Strickler

Essayons de voir si on est capable de retrouver à l'aide de l'analyse dimensionnelle la loi empirique de Manning-Strickler, qui relie la vitesse moyenne dans un canal d'eau à la profondeur h d'eau dans ce canal :

$$\bar{u} = K \sqrt{\sin \theta} h^{2/3}, \quad (2.3)$$

avec K le coefficient de Manning-Strickler (que l'on verra au chap. 5) et θ l'angle d'inclinaison du canal.

Initialement quand on s'intéresse à décrire un écoulement d'eau dans une rivière, on part avec quatre paramètres, dont un est sans dimension: \bar{u} [m/s], h [m], g [m/s²], et θ [-]. Pour simplifier on met g et θ ensemble (car on sait que c'est le produit $\rho g \sin \theta$ qui intervient dans le mouvement), ce qui fait qu'en pratique on ne dispose que $n = 3$ variables physiques. Il y a $r = 2$ unités fondamentales: m et s. On peut former $n - r = 1$ groupe sans dimension. On trouve immédiatement qu'il s'agit du nombre de Froude $Fr = \bar{u} / \sqrt{gh \sin \theta}$. La relation serait donc

$$Fr = cst \Rightarrow \bar{u} \propto \sqrt{gh \sin \theta}.$$

On aboutit donc à la loi de Chézy (avec ici un coefficient de Chézy $C \propto \sqrt{g}$) et non celle de Manning-Strickler. Quel(s) paramètre(s) manquerais(en)t pour que l'on retombe sur la loi de Manning-Strickler? La masse volumique? La rugosité du lit?

Il semble naturel de considérer que la rugosité du lit est un paramètre clé du problème car plus le lit est lisse, plus l'écoulement va vite. Introduisons donc k_s [m] l'échelle de rugosité. En refaisant l'analyse dimensionnelle du problème, on a maintenant $n = 4$ et toujours $r = 2$ unités. On peut donc former 2 nombres sans dimension, par exemple: $\Pi_1 = Fr = \bar{u} / \sqrt{gh \sin \theta}$ et $\Pi_2 = k_s / h$. Il existe une relation entre ces deux nombres de la forme:

$$\Pi_1 = f(\Pi_2) \Rightarrow \bar{u} = f(k_s/h) \sqrt{gh \sin \theta}.$$

Dans la plupart des cas, la hauteur d'eau est grande par rapport à la taille des rugosités du lit, donc $k_s/h \rightarrow 0$ et on s'attend à ce que la fonction $f(k_s/h)$ tende vers une constante

(un peu comme pour l'exemple d'application n° 1, où le coefficient de traînée tend vers une constante quand $Re \rightarrow \infty$). Ce type de comportement asymptotique est très classique et s'appelle une *similitude complète* (Barenblatt, 1996). Malheureusement ici on voit que ce comportement nous ramène à la loi de Chézy : $\bar{u} \propto \sqrt{gh \sin \theta}$. Une autre possibilité est que la fonction f se comporte comme une loi puissance

$$f(\zeta) = \alpha \zeta^n,$$

avec $\zeta = k_s/h$, α un nombre sans dimension, et n un exposant. Ce comportement est une *similitude incomplète*¹¹ car f varie de façon quelque peu arbitraire sans que l'analyse dimensionnelle ne permette de préciser *a priori* la valeur de n . Avec cette hypothèse, on aboutit à

$$\Pi_1 = \alpha \Pi_2^n \Rightarrow \bar{u} = \alpha k_s^n h^{1/2-n} \sqrt{g \sin \theta}.$$

Dans ce cas-là, on note qu'en prenant $n = -1/6$, on retombe sur l'équation de Manning-Strickler (2.3). Il s'ensuit que le coefficient de Strickler K est relié à la rugosité par

$$K = \alpha \sqrt{g} k_s^{-1/6}.$$

L'hypothèse de similitude incomplète est cohérente avec les données expérimentales (notamment $K \propto k_s^{-1/6}$) et une analyse phénoménologique de la dissipation turbulente dans un canal rugueux (Gioia & Bombardelli, 2002).

2.5 Analyse dimensionnelle et équations du mouvement

L'analyse dimensionnelle offre des techniques efficaces pour obtenir une idée générale de la solution d'un problème même dans des cas complexes. L'idée est de chercher les termes prédominants dans les équations du mouvement ; en négligeant les autres termes et en écrivant des ordres de grandeur pour estimer les termes différentiels, on peut généralement aboutir à des estimations du comportement de la solution.

Prenons un exemple concret : vous devez optimiser la carrosserie d'un véhicule en travaillant sa forme pour diminuer sa résistance à l'air, donc sa consommation. Pour cela vous souhaitez étudier la résultante des forces de frottement exercées par l'air sur la carrosserie à l'aide des équations de Navier-Stokes. Pour simplifier le problème, vous devez introduire les ordres de grandeur des variables du problème (vitesse, longueur de la voiture, etc.). Ces ordres de grandeur s'appellent des *échelles* ou facteurs d'échelle. Par exemple, pour un véhicule, l'ordre de grandeur de la longueur est $L_* \sim 4$ m tandis que celui de la vitesse est $V_* \sim 100$ km/h, soit encore $V_* \sim 30$ m/s. On emploie ici l'indice $*$ pour désigner une échelle de grandeur. Le symbole \sim veut dire « à peu près égal à ». Il n'est en effet pas très différent de considérer que la voiture mesure 4 ou 5 m en longueur ; ce qui est important, c'est que l'ordre de grandeur est de quelques mètres.

Une fois les échelles introduites pour chaque type de variable, on va pouvoir introduire des *variables sans dimension*. Par exemple, on écrit

$$\underbrace{x}_{\text{variable dimensionnelle}} = \underbrace{L_*}_{\text{facteur d'échelle}} \times \underbrace{X}_{\text{variable sans dimension}},$$

11. Attention, cette notion de similitude incomplète a un sens différent en ingénierie (quand on ne peut pas vérifier tous les critères de similitude).

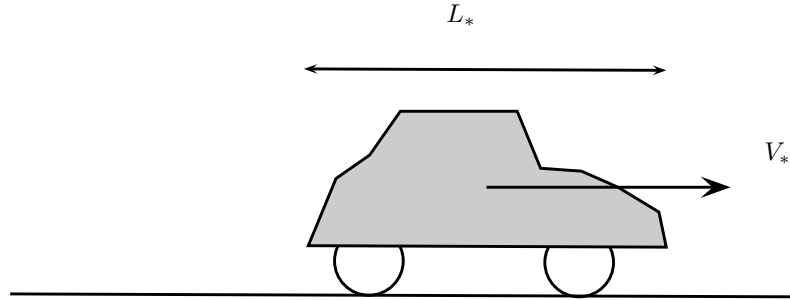


Figure 2.10 : échelles de longueur et de vitesse pour le mouvement d'une voiture.

où le caractère majuscule X désigne une variable sans dimension d'espace (X n'a pas de dimension physique) et si l'ordre de grandeur a été correctement fixé pour L_* , alors on a X qui doit être compris entre 0 et 1 ou bien proche de 1. On écrit que $X = O(1)$, ce qui veut dire que X est de l'ordre de 1. Grâce à ce changement de variable, l'unité physique et l'ordre de grandeur sont portés par l'échelle L_* tandis que X ne représente que la variation relative de x . Si l'on fait cela avec les autres variables, on peut alors comparer membre à membre les termes des équations même si ceux-ci sont relatifs à des processus physiques différents.

♣ **Exemple.** – Pour illustrer la procédure, prenons l'exemple d'une masse m frottant sur un sol horizontal (frottement visqueux) et reliée à un ressort de raideur k . L'équation du mouvement est donc :

$$m\ddot{x} = -kx - 2fm\dot{x}, \quad (2.4)$$

avec x la position de la masse. On a adjoint une condition initiale de la forme $x(0) = \ell$ et $\dot{x}(0) = 0$. Cette équation se résout à la main. Pour $f > \omega$, on a :

$$x(t) = e^{-ft}\ell \left(\cosh \left(\frac{1}{2}\sqrt{f^2 - \omega^2}t \right) + f \frac{\sinh \left(\frac{1}{2}\sqrt{f^2 - \omega^2}t \right)}{\sqrt{f^2 - \omega^2}} \right),$$

avec $\omega = \sqrt{k/m}$. Pour $f < \omega$, on obtient

$$x(t) = e^{-ft}\ell \left(\cos \left(\frac{1}{2}\sqrt{f^2 - \omega^2}t \right) + f \frac{\sin \left(\frac{1}{2}\sqrt{f^2 - \omega^2}t \right)}{\sqrt{f^2 - \omega^2}} \right),$$

Étudions l'équation (2.4) en l'adimensionnalisant et en faisant comme si nous ne connaissons pas la solution au problème posé. Il est naturel de prendre $L_* = \ell$ comme échelle d'espace. La période d'un ressort libre est $\sqrt{m/k} = 1/\omega$, ce qui nous incite à poser $T_* = 1/\omega$. On continue en introduisant les variables sans dimension X et T suivantes :

$$x = \ell X \text{ et } t = T/\omega,$$

L'équation (2.4) sous une forme adimensionnelle est

$$\frac{m\ell}{(1/\omega)^2} \frac{d^2X}{dT^2} = -k\ell X - 2fm \frac{\ell}{1/\omega} \frac{dX}{dT},$$

soit encore

$$\frac{d^2 X}{dT^2} = -X - \frac{2f}{\omega} \frac{dX}{dT}.$$

On voit donc que l'on fait apparaître un nombre sans dimension

$$\Pi = \frac{2f}{\omega},$$

qui permet de simplifier le problème pour les cas limites $\Pi \ll 1$ et $\Pi \gg 1$. Le cas $\Pi \gg 1$ correspondant à un amortissement visqueux très fort; on peut négliger la tension du ressort. L'équation du mouvement est alors:

$$\ddot{X} = -\Pi \dot{X},$$

avec $\dot{X}(0) = 0$ et $X(0) = 1$. La solution est $X(T) = 1$: la masse ne bouge pas tellement l'amortissement est grand. Le cas $\Pi \ll 1$ correspondant à un amortissement visqueux très faible; on peut négliger la force de frottement visqueuse. L'équation du mouvement est alors:

$$\ddot{X} = -\dot{X},$$

avec $\dot{X}(0) = 0$ et $X(0) = 1$. La solution est $X(T) = \cos T$: il s'agit d'une oscillation sans amortissement. Dans le cas général où $\Pi = O(1)$, on ne peut négliger aucune des composantes et il faut résoudre l'équation du mouvement complète:

$$\ddot{X} = -X - \Pi \dot{X},$$

avec $\dot{X}(0) = 0$ et $X(0) = 1$. Cette équation peut se résoudre simplement à la main ou numériquement. On reporte sur la figure 2.11 la solution au problème pour $\Pi = \frac{1}{2}$, $\Pi = 2$, et $\Pi = 10$, ainsi que les solutions asymptotiques correspondant à $\Pi \rightarrow 0$ et $\Pi \rightarrow \infty$.

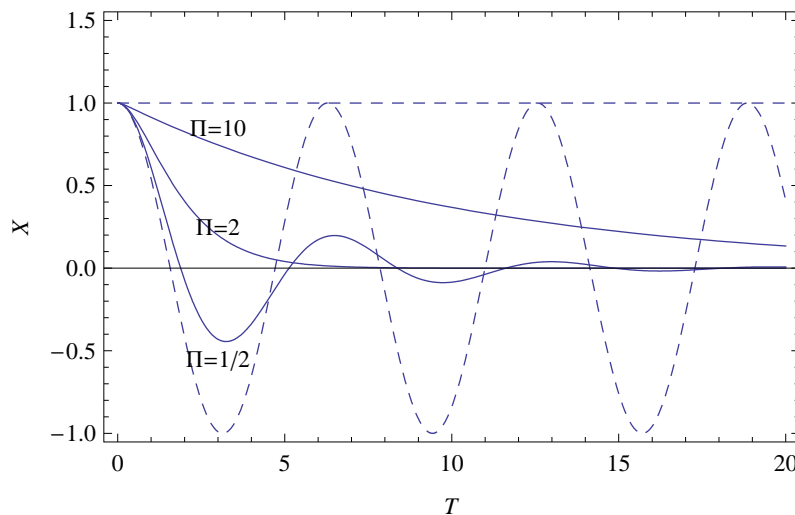


Figure 2.11 : oscillation d'un ressort amorti.

Comme on le voit la mise sous forme adimensionnelle d'un problème (ici à trois paramètres m, k, f) peut se simplifier grandement car :

- on peut explorer la forme de la solution à l'aide d'un seul paramètre adimensionnel Π (au lieu des trois paramètres physiques m, k, f);

- on peut obtenir des solutions analytiques ou numériques plus facilement en omettant les termes négligeables dans les équations ;
- on peut comparer facilement les solutions sous forme graphique puisque toutes les solutions $X(T)$ sont à la même échelle.

2.6 Similitude en ingénierie

2.6.1 Généralités

En ingénierie on utilise souvent des modèles réduits présentant la même forme que le modèle en grandeur réelle (similitude géométrique) et on recherche des matériaux et des conditions d'écoulement en laboratoire pour créer des écoulement en similitude (dynamique). La figure 2.12 montre l'exemple d'une étude menée par le bureau de consultants Sogreah pour établir l'impact des ouvrages et des travaux de correction dans la gestion des sédiments de la baie du mont Saint-Michel en France.



Figure 2.12 : étude sédimentologique du bassin du mont Saint-Michel (France) à l'aide d'un modèle réduit. Source : Sogreah (Grenoble).

La similitude du modèle réduit avec le phénomène à étudier est assurée quand tous les paramètres de similitude (c'est-à-dire les nombres sans dimension introduits lors de l'*analyse dimensionnelle*, par exemple en utilisant le théorème II) sont identiques aux deux échelles.

Il n'est pas toujours possible de respecter strictement les critères de similitude. Cela n'a pas les mêmes conséquences selon le problème en question :

- par exemple en aérodynamique, la similitude se fonde sur le nombre de Reynolds. On observe que le coefficient de traînée $C_d(\text{Re})$ tend vers une constante quand $\text{Re} \gg 1$ (voir figure 2.7). La valeur exacte de Re n'est donc pas très importante ;
- dans d'autre cas, cela a des répercussions. En sédimentologie, la force de traînée est en Re^{-1} , donc la vitesse peut être très sensible au nombre de Reynolds !

Dans certains cas, il est possible de contourner la difficulté en modifiant le rapport de similitude géométrique. On parle de *distorsion géométrique* par exemple quand, pour modéliser une rivière, on emploie une échelle de largeur différente de l'échelle de longueur. On parle de *similitude incomplète* quand seuls quelques-uns des critères sont satisfaits. C'est souvent

le cas en transport solide où il est difficile de satisfaire la similitude dynamique (nombre de Froude) de la phase liquide et celle de la phase solide.

Enfin il faut prendre garde au fait que la diminution d'échelle peut donner lieu à de nouveaux phénomènes comme la capillarité: par exemple dans le cas de la simulation d'une rivière, si l'on diminue trop l'échelle d'observation au laboratoire, il y a de fortes chances qu'un écoulement d'eau soit influencé par les tensions de surface à la surface libre, qui modifient la forme des vagues, des ressauts, les vitesses d'écoulement, etc. (Malverti *et al.*, 2008; Heller, 2011).

2.6.2 Similitude en hydraulique

En hydraulique à surface libre, les modèles réduits sont construits sur la base d'une similitude dynamique fondée sur le nombre de Froude. Pour que des écoulements à des échelles différentes soient dynamiquement similaires, il faut que les nombres de Froude soient égaux

$$\left(\frac{\bar{u}^2}{gh}\right)_1 = \left(\frac{\bar{u}^2}{gh}\right)_2,$$

où les indices 1 et 2 désignent les échelles. Quand cela est possible, il est également souhaitable que les nombres de Reynolds soient également égaux

$$\left(\frac{\bar{u}h}{\nu}\right)_1 = \left(\frac{\bar{u}h}{\nu}\right)_2.$$

Une fois connu le rapport de réduction, c'est-à-dire le rapport (h_2/h_1) entre le modèle réduit et la réalité, on peut en principe déterminer les relations existant entre paramètres du problème. Cela n'est pas sans poser des problèmes pratiques.

Par exemple, considérons que pour modéliser un écoulement d'eau dans un canal, on réalise des essais sur un canal à échelle réduite (facteur 1/10); on souhaite employer de l'eau comme fluide pour le modèle réduit, comme c'est le cas dans la réalité (donc $\nu_1 = \nu_2$). L'égalité des nombres de Reynolds entraîne

$$\frac{\bar{u}_2}{\bar{u}_1} = \frac{h_1}{h_2},$$

tandis que l'égalité des nombres de Froude nécessite de prendre

$$\frac{\bar{u}_2}{\bar{u}_1} = \sqrt{\frac{h_2}{h_1}}.$$

On voit immédiatement qu'il n'est possible de vérifier simultanément les deux égalités ci-dessus... Il conviendrait donc de prendre un fluide avec une viscosité différente pour le modèle réduit. On tire alors de l'égalité des nombres de Froude et de Reynolds la relation entre les viscosités

$$\nu_1 = \nu_2 \left(\frac{h_1}{h_2}\right)^{3/2},$$

Donc avec un rapport de réduction $h_1/h_2 = 1/10$, on devrait prendre une viscosité cinématique 1000 fois inférieure à celle de l'eau, soit 10^{-6} m²/s... ce qui est très difficile à faire! En pratique, on s'en tire en ne se fondant que sur une similitude dynamique basée sur le nombre de Froude et on tolère le non-respect du nombre de Reynolds; en effet,

pour certains problèmes de turbulence, les processus (le coefficient de traînée par exemple) tendent vers une limite aux très grands nombres de Reynolds, ce qui fait que le non-respect du nombre de Reynolds n'entraîne pas d'erreur significative. Il convient toutefois d'être toujours prudent avec ce type d'argument.

2.6.3 Courbe maîtresse

En ingénierie, quand on fait des essais en laboratoire ou bien des simulations, il est fréquent de tracer la variation d'un paramètre du problème en fonction d'un autre ou de plusieurs autres. On obtient alors des réseaux de courbes qu'il est plus ou moins difficile d'interpréter ou de synthétiser. Lorsque les courbes expérimentales présentent la même allure, il est possible de jouer sur cette « similitude d'apparence » pour synthétiser l'information sous la forme d'une courbe maîtresse. Cela a pour avantage de faciliter la manipulation des résultats expérimentaux et, éventuellement, d'ouvrir la voie à une analyse physique des phénomènes observés.

♣ **Exemple.** – Par exemple, supposons que l'on mesure dans un canal incliné à une pente $\tan \theta$ la vitesse moyenne d'écoulement \bar{u} en fonction de sa hauteur en régime permanent uniforme. On obtient alors des courbes comme celles montrées sur la figure 2.13(a). On note que toutes ces courbes ont sensiblement la même allure quelle que soit la pente du canal. On se demande alors comment transformer les variables pour que les courbes se superposent sur une courbe maîtresse. L'idée est :

- de rechercher des corrélations de la forme $\bar{u} = K \sin^n \theta h^p$ (avec n et p des exposants à déterminer et K un facteur de proportionnalité). Cela se fait assez simplement avec des programmes comme Mathematica ou Matlab ;
- si l'on reporte sur un graphique $K = \bar{u} \sin^{-n} \theta h^{-p}$, tous les points expérimentaux doivent (si la corrélation est bonne) tomber sur une même courbe ;
- en général, pour ce type de problèmes expérimentaux, ce qu'on cherche à déterminer si une loi de frottement de la forme $\tau_b = f(\bar{u}, h)$, où τ_b est la contrainte au fond du canal. On sait que la contrainte au fond est définie par $\tau_b = \rho g h \sin \theta$; on déduit donc la relation entre τ_b et le couple (\bar{u}, h) en notant que d'après la corrélation établie ci-dessus : $\sin \theta = (\bar{u}/K/h^p)^{1/n}$, donc

$$\tau_b = \rho g h \sin \theta = \rho g h^{1-p/n} \bar{u}^{1/n} K^{-1/n}.$$

Donc si l'on trace $J = h^{1-p/n} \bar{u}^{1/n}$ en fonction de τ_b , on doit observer que tous les points de mesure tombent sur une courbe maîtresse.

Dans l'exemple de la figure 2.13, on trouve que $p = 1,427$ et $n = 5,789$; on pose donc (pour simplifier) $n = 6$ et $p = 3/2$. Comme le montre la figure 2.13(b) où l'on a tracé $J = h^{1-p/n} \bar{u}^{1/n} = h^{3/4} \bar{u}^{1/6}$, les points expérimentaux sont bien sur une même courbe.

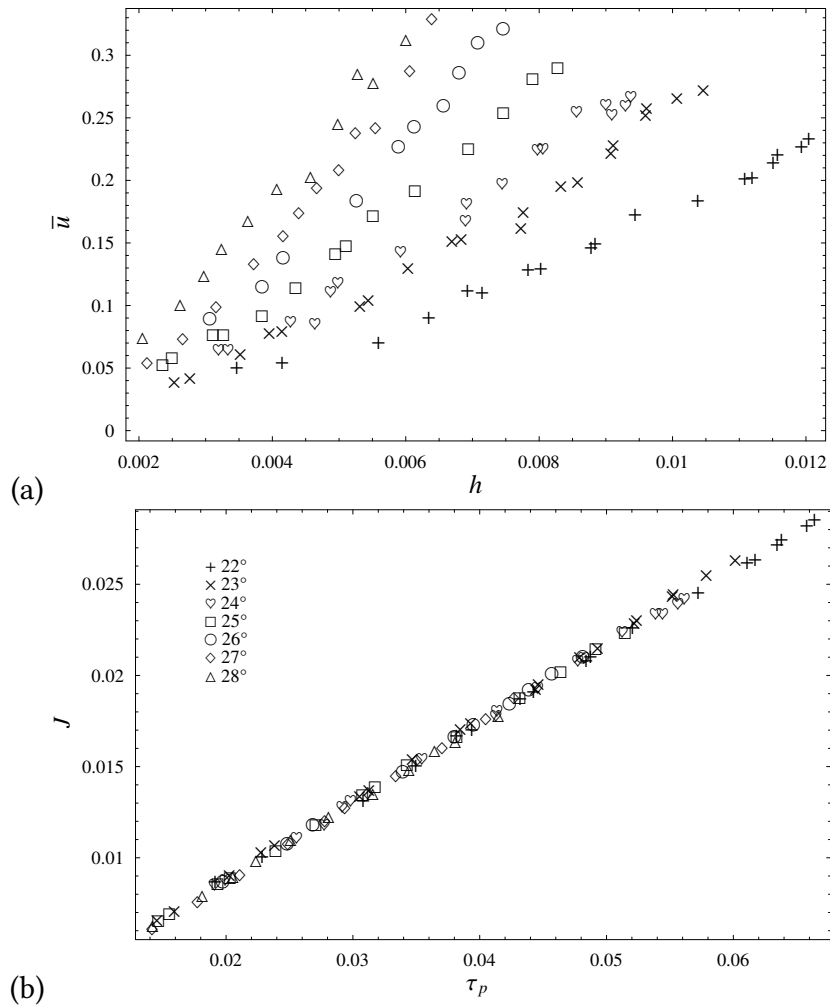
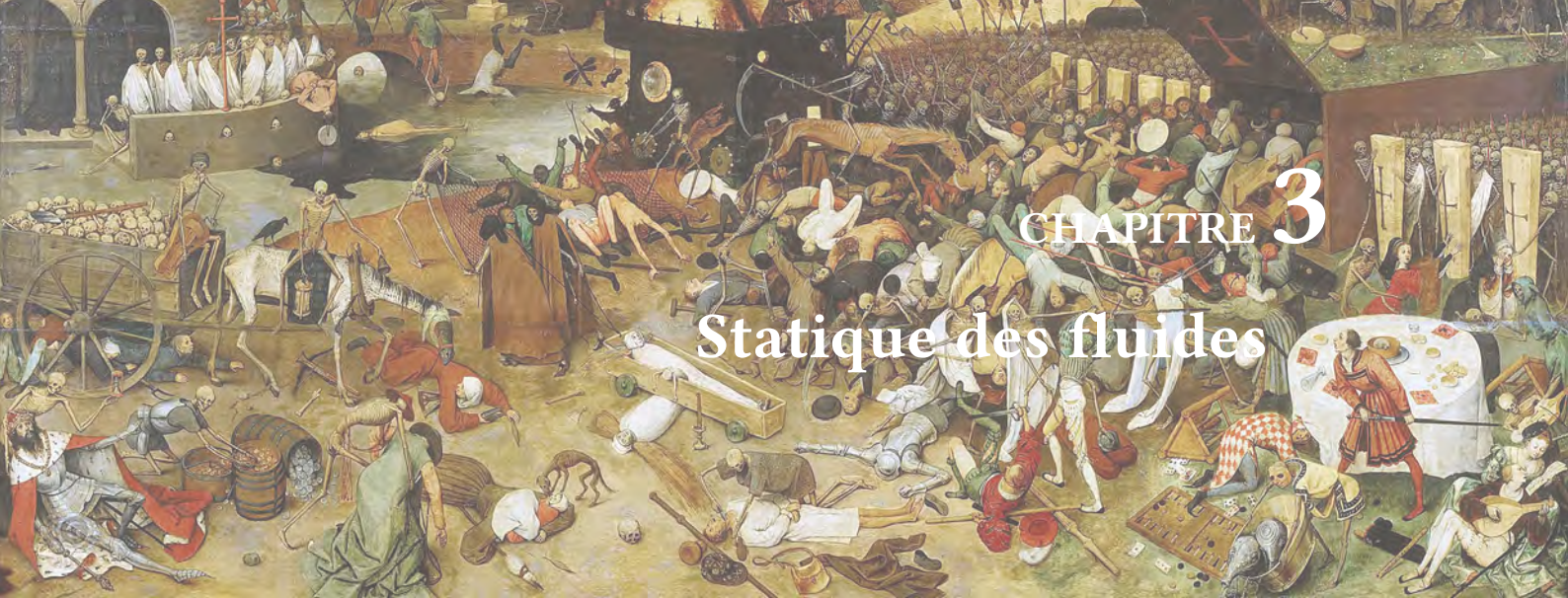


Figure 2.13 : (a) vitesse d'un écoulement granulaire en fonction de la hauteur dans un canal incliné de θ . (b) courbe maîtresse $J = J(\tau_p)$. Données tirées de mesures en canal granulaire (Pouliquen, 1999).



CHAPITRE 3

Statique des fluides

3.1 Origine physique de la pression dans les fluides

AL'ÉCHELLE moléculaire, on a vu qu'un fluide au repos est composé de molécules qui, si leur vitesse moyenne \bar{u} est nulle, sont quand même animées d'une vitesse aléatoire v résultant des interactions entre elles (collisions, répulsions de Van der Waals, etc.). Pour comprendre la notion de pression au sein d'un fluide au repos, il faut examiner de plus près le comportement des molécules qui composent ce fluide (voir 3.1).

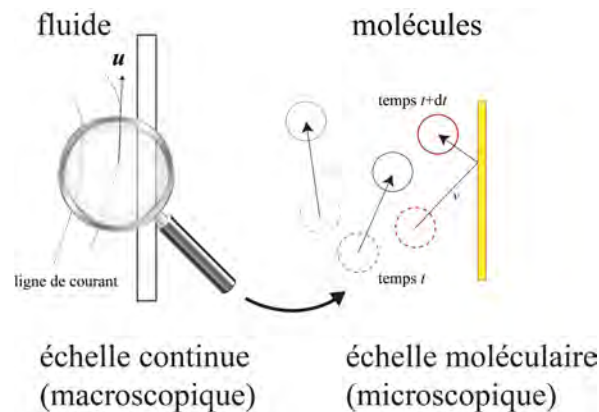


Figure 3.1 : la pression contre une paroi reflète à l'échelle macroscopique la multitude de chocs entre molécules et paroi à l'échelle microscopique.

La vitesse des particules est fluctuante au gré des interactions et elle est d'autant plus grande que la température est grande. En fait, du point de vue thermodynamique, la température n'est qu'une mesure de cette agitation moléculaire. Lorsqu'on place une paroi solide (voir figure 3.2), les molécules vont entrer en collision avec cette paroi et donc, si on moyenne au cours du temps ces différentes impulsions, il en résulte une force moyenne dite *force de pression*.

Ainsi, on montre que pour un gaz dilué la pression est définie comme :

$$p = \frac{1}{3}nmv^2,$$

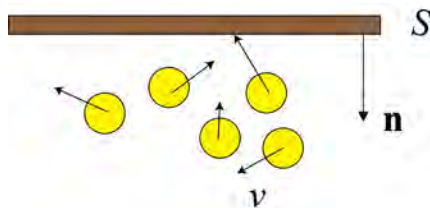


Figure 3.2 : pression contre une paroi.

avec n le nombre de molécules par unité de volume, v la vitesse d'agitation thermique, et m la masse d'une molécule. La force exercée sur la paroi est donc

$$F = p S n, \quad (3.1)$$

avec \mathbf{n} la normale à la surface orientée vers l'extérieur du volume fluide (voir figure 3.2) et S la surface de la paroi. Le principe d'action et de réaction impose que la force exercée par la surface sur le fluide est (attention au signe selon la convention employée) :

$$\boxed{F = -p S n.} \quad (3.2)$$

L'unité de pression est le pascal [Pa]. **Attention** : par la suite, on introduira des « facettes » c'est-à-dire des surfaces infinitésimales réelles ou virtuelles. Pour ces facettes, la normale sera, par convention en mécanique, orientée de l'intérieur (de la facette) vers l'extérieur (en direction du fluide), donc le contraire de ce qui est indiqué ici à la figure 3.2. Il s'agit juste d'une convention ; l'important est de se souvenir que l'action de la pression est de pousser (comprimer), pas de tracter.

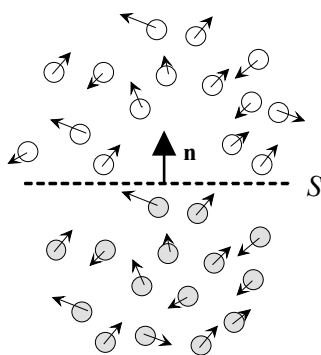


Figure 3.3 : pression au sein d'un fluide.

On peut généraliser cette notion en remplaçant la paroi solide par une surface virtuelle (voir figure 3.3). La pression est alors le flux de quantité de mouvement fluctuante transportée par les molécules franchissant la surface S . Lorsqu'un fluide est au repos sous l'action de la gravité, les molécules situées à une tranche d'altitude z doivent supporter le poids de la colonne au-dessus pour maintenir l'équilibre. La pression est donc d'autant plus forte qu'on a beaucoup de fluide au-dessus de soi. Une propriété remarquable de la pression est qu'elle est nécessairement *isotrope*, c'est-à-dire quelle que soit la facette considérée d'un volume de contrôle infinitésimal, la pression est la même. En effet, compte tenu de l'origine de la pression à l'échelle moléculaire, l'isotropie des fluctuations de vitesses entraîne l'isotropie de la force résultante de pression.

3.2 Loi de l'hydrostatique

3.2.1 Loi de Pascal

Considérons maintenant l'équilibre mécanique d'une tranche de fluide de surface S et d'épaisseur dz , située entre les altitudes z et $z + dz$ (voir figure 3.4).

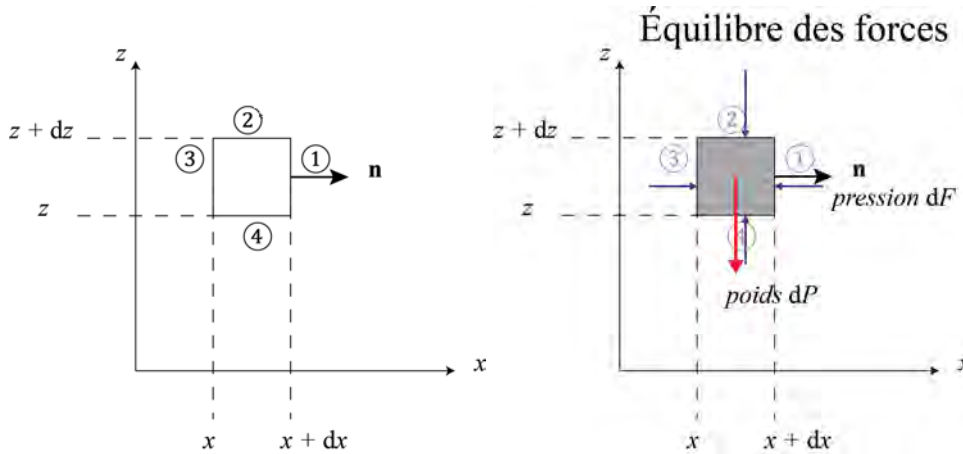


Figure 3.4 : équilibre d'une colonne de fluide.

Il y a équilibre si la somme des forces projetées sur l'axe z est nulle. La différence de pression doit donc contrebalancer exactement l'action de la pesanteur (la somme des forces appliquées au volume de contrôle doit être nulle):

$$(-p(z + dz) + p(z))S - \rho g S dz = 0,$$

soit encore $dp = -\rho g dz$ ou bien :

$$\boxed{\frac{dp}{dz} = -\rho g.} \quad (3.3)$$

C'est la loi de Pascal¹ ou loi de statique des fluides. Cette loi se généralise à des repères quelconques :

$$\boxed{-\nabla p + \rho \mathbf{g} = 0.} \quad (3.4)$$

Dans un fluide au repos, le gradient de pression contrebalance l'effet de la pesanteur.

Lorsque la masse volumique du fluide est constante, on peut intégrer très simplement l'équation de Pascal. Ainsi la différence de pression Δp entre deux points distants verticalement d'une distance h est

$$\Delta p = \rho g h.$$

1. Blaise Pascal (1623–1662) a été un scientifique majeur et universel du xvii^e siècle. En mécanique des fluides, il reprit les travaux de Torricelli et réalisa un certain nombre d'expériences d'hydrostatique et de pompage, qui lui permirent d'établir sa loi. En mathématiques, il travailla sur les probabilités. On lui doit un certain nombre d'inventions comme la calculatrice mécanique, la seringue, et la presse hydraulique. Il s'est également intéressé à différents aspects de la littérature, de la méthodologie scientifique, et de la théologie.

Cette relation n'est évidemment pas valable si le fluide est compressible. La pression dans un fluide homogène ne dépend donc que de la différence de hauteur et de la masse volumique ; elle est notamment indépendante de la taille ou de la forme du récipient recueillant le fluide. Cela a des conséquences importantes :

- pour une altitude donnée la pression est la même ;
- la surface libre d'un fluide est plane (sauf si la tension de surface joue un rôle).

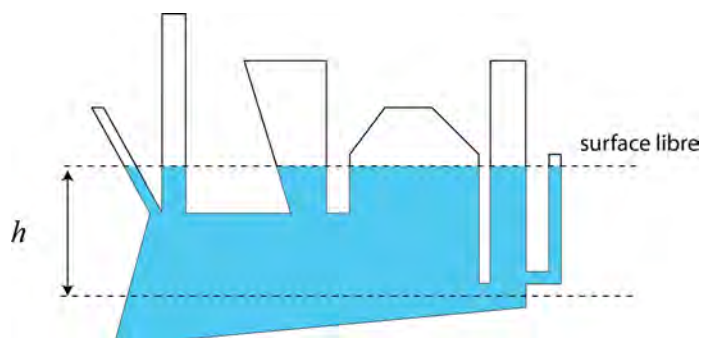


Figure 3.5 : la pression au sein d'un fluide est indépendante de la forme du récipient.

♣ **Exemple.** – Une application directe de ce résultat est la pression dans l'atmosphère supposée à température T constante (champ isotherme). L'équilibre des pressions doit vérifier d'après la loi de gaz parfaits : $p = \rho R' T$ (où $R' = R/M$ avec $R = 8,31 \text{ J}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{mol}^{-1}$ la constante des gaz parfaits et $M = 0,02896 \text{ kg}\cdot\text{mol}^{-1}$ la masse molaire de l'air), donc en couplant avec la loi de Pascal, on tire :

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{p}{RT}g,$$

dont l'intégration donne

$$\ln p = -\frac{gz}{RT} + \text{constante.}$$

En appelant P_a la pression atmosphérique au niveau de la mer, on obtient finalement :

$$p = P_a \exp\left(-\frac{gz}{RT}\right).$$

Cette équation s'appelle équation du *nivellement barométrique*. □

3.2.2 Principe d'Archimède

Le principe d'Archimède² s'énonce ainsi. Tout corps immergé dans un fluide au repos est soumis de la part du fluide à une poussée verticale, opposée à la force de gravité, égale au poids du volume de fluide déplacé et appliquée au centre de masse de ce fluide (centre appelé *centre de carène* pour les bateaux ; voir figure 3.6).

2. Archimède de Syracuse (287–212 avant Jésus-Christ) est l'archétype du grand savant de l'Antiquité, à la fois physicien, mathématicien, et ingénieur. Il vécut en Sicile à l'époque où Rome commençait à prendre une place croissante en Méditerranée. On lui doit de nombreuses avancées en géométrie, en mécanique (principe d'Archimède, bras de levier), et en ingénierie (vis sans fin).

Ce principe se déduit assez aisément de l'équation de Pascal. Considérons le volume \mathcal{V} occupé par le corps immergé et intégrons l'équation de Pascal

$$-\int_{\mathcal{V}} \nabla p d\mathcal{V} + \int_{\mathcal{V}} \rho g d\mathcal{V} = 0,$$

d'où l'on déduit par utilisation du théorème de Green-Ostrogradski

$$\underbrace{-\int_{\mathcal{S}} p \mathbf{n} d\mathcal{S}}_{\text{résultante des forces de pression}} + \underbrace{\int_{\mathcal{V}} \rho g d\mathcal{V}}_{\text{poids propre}} = 0.$$

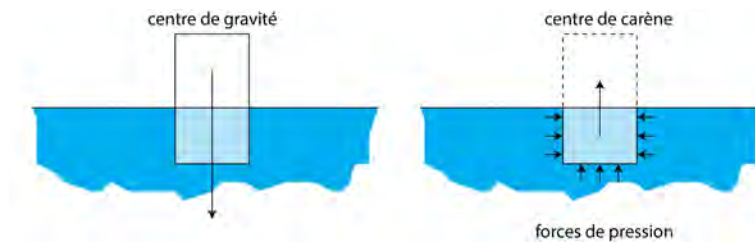


Figure 3.6 : la résultante des forces de pression s'appelle force d'Archimède.

3.2.3 Calcul des forces de pression en pratique

La force de pression exercée sur une paroi de surface \mathcal{S} est :

$$\mathbf{F} = \int_{\mathcal{S}} (-p\mathbf{n}) d\mathcal{S} \quad (3.5)$$

avec \mathbf{n} normale à la surface élémentaire $d\mathcal{S}$, orientée de l'intérieur vers l'extérieur (ici l'intérieur signifie l'intérieur de la paroi; l'extérieur indique le fluide). Le calcul de la force se fait en plusieurs étapes :

1. calculer la pression ;
2. identifier les surfaces où la pression p est constante (en général, surface à altitude constante) ;
3. déterminer la surface infinitésimale $d\mathcal{S}$ compte tenu de la géométrie de la surface \mathcal{S} (voir complément de cours) ;
4. calculer les composantes de \mathbf{n} (on vérifie s'il n'y a pas un axe privilégié de projection de la résultante des forces) ;
5. on intègre $\mathbf{F} = \int_{\mathcal{S}} (-p\mathbf{n}) d\mathcal{S}$.

Il y a des astuces de calcul (utilisation du théorème d'Archimède), mais il vaut mieux maîtriser la démarche du calcul intégral.

♣ **Exemple.** – Considérons un barrage rempli d'eau, avec une hauteur h et une largeur ℓ (voir figure 3.7). On veut calculer la force totale de pression \mathbf{F} (par unité de largeur) qui s'exerce sur le mur du barrage.

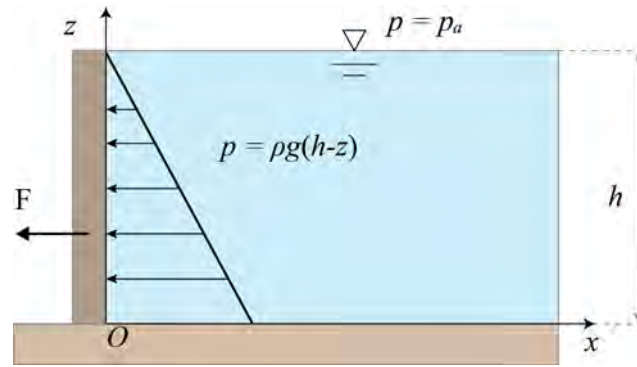


Figure 3.7 : barrage de hauteur h retenant un volume d'eau.

L'équation de Pascal s'intègre facilement $p'(z) = -\rho g \Rightarrow p(z) = p_a + \rho g(h - z)$. La distribution est linéaire avec la profondeur : on parle de *distribution hydrostatique*. Pour simplifier on pose $p_a = 0$. La surface infinitésimale est $dS = \ell dz$. La normale à cette surface est $\mathbf{n} = (1, 0)$ (voir figure 3.8). La force de pression est donc :

$$\mathbf{F} = \int_S (-p\mathbf{n})dS = -\ell\mathbf{n} \int_0^h \rho g(h - z)dz = -\rho g\ell \frac{h^2}{2}\mathbf{n}.$$

Le moment de force en O est

$$\mathbf{M} = \int_S (-p\mathbf{r} \times \mathbf{n})dS = -\ell\mathbf{e}_y \int_0^h \rho g z(h - z)dz = -\rho g\ell \frac{h^3}{6}\mathbf{e}_y$$

avec $\mathbf{r} = z\mathbf{e}_z$. En résumé, on trouve que la distribution de pression est linéaire (distribution

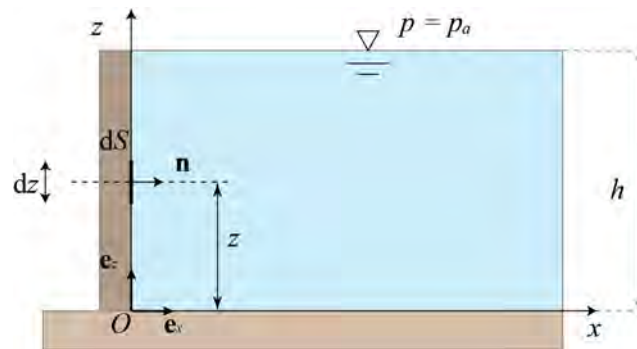


Figure 3.8 : surface infinitésimale pour le calcul de la résultante des forces de pression.

hydrostatique). Comme $M = Fh/3$, le point d'application de la force est situé au tiers de la hauteur du barrage (depuis O).

3.3 Mesure de la pression

Il existe plusieurs appareils pour mesurer la pression.

- *Baromètre* : il s'agit d'un tube contenant un fluide lourd (en général du mercure) dont le niveau varie en fonction de la pression atmosphérique (voir fig. 3.9). Le premier

baromètre à mercure date de 1644 (c'est une invention de Torricelli³). Le baromètre ne sert qu'à mesurer une pression atmosphérique.

- *Manomètre à liquide* : c'est un appareil qui mesure la pression statique au sein d'un fluide (donc le baromètre est une variété de manomètre). On distingue le tube piezométrique au fonctionnement similaire au baromètre, les tubes en U droits ou inclinés, etc.
- *Manomètre mécanique ou électronique* : une structure élastique se déforme linéairement avec la pression. Donc si l'on est capable de mesurer la déformation, on dispose d'un moyen de mesurer la pression. Les tubes de Bourdon sont des exemples historiques (1848) de manomètre mécanique : un tube fin élastique est enroulé sur lui-même et contenu dans une boîte rigide hermétique. L'intérieur du tube est relié à l'extérieur (pression du fluide ambiant) ; sous l'effet de la pression extérieure, le tube va se recroqueviller ou bien se raidir. La faible déformation qui en résulte met en mouvement une aiguille qui permet d'indiquer la déformation. Il existe de nos jours des appareils électroniques qui estiment la pression en mesurant le courant électrique qui est généré par une substance cristalline déformée sous l'effet de la pression du fluide ambiant (jauge piezoélectrique). Un manomètre nécessite un étalonnage.

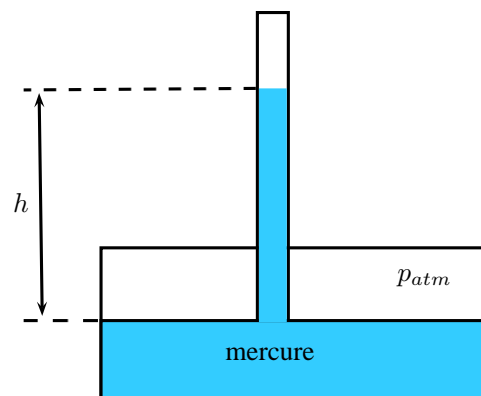


Figure 3.9 : principe d'un baromètre. Un tube trempe dans un bain de mercure de masse volumique $\rho_m = 13546 \text{ kg/m}^3$. Si la pression atmosphérique augmente, le mercure remonte dans le tube (ce dernier ne contient que du mercure liquide et un gaz constitué de vapeur de mercure dont la pression est négligeable). La pression atmosphérique est obtenue en mesurant la hauteur de la colonne de mercure : $P_{atm} = \rho_m g h$. La pression atmosphérique standard (au niveau de la mer) est 1 atm, soit très précisément $1,0133 \times 10^5 \text{ Pa}$ ou bien 1,0133 bar, soit 762 mm de mercure (760 mm à 0°C).

3. Evangelista Torricelli (1608–1647) était un physicien et mathématicien italien, contemporain de Galilée. Il est principalement connu pour l'invention du baromètre et la formule qui porte aujourd'hui son nom. Il a également travaillé sur des problèmes de géométrie et d'optique.



CHAPITRE 4

Équations de bilan

4.1 Théorèmes de transport

N va chercher à exprimer les principes de conservation (masse, quantité de mouvement, énergie) pour des systèmes fluides. On va voir qu'il existe une multitude de représentations possibles du même principe :

- formulation sur un volume de contrôle (formulation dite *globale* ou *intégrale*) ou bien pour un volume infinitésimal (équation dite *locale*);
- formulation sur des volumes de contrôle ouverts ou fermés.

Cette multitude est au début perçue par l'étudiant comme une complexité supplémentaire de la mécanique des fluides, mais à l'usage, elle s'avère fort pratique car cela permet une meilleure compréhension physique et une résolution plus simple des problèmes.

4.1.1 Vue générale

Les lois de la mécanique s'écrivent différemment selon le type de description choisie, mais elles expriment les mêmes principes. Ces principes sont au nombre de trois :

- la masse se conserve ;
- la variation de quantité de mouvement (masse \times vitesse) est égale à la somme des forces appliquées¹ ;
- l'énergie totale se conserve : c'est le premier principe de la thermodynamique.

1. Il existe des formulations alternatives qui expriment la conservation de l'énergie cinétique. Rappelons que la variation d'énergie cinétique (masse \times carré de la vitesse) est égale à la différence entre la puissance fournie et la puissance dissipée. Rappelons que l'on peut travailler aussi bien en termes de *puissance* (force \times vitesse) ou de *travail* (force \times déplacement), ce sont les mêmes concepts ; la seule différence est que la puissance représente la variation du travail par unité de temps. Dans la majorité des cas, cette équation de conservation de l'énergie cinétique est équivalente à l'équation de la quantité de mouvement et, dans la résolution des problèmes, il faut choisir l'une ou l'autre des formulations. Dans certains cas, il n'y a pas une équivalence directe ; on en verra un exemple avec le ressaut hydraulique. Enfin il y a des quantités déduites de l'énergie cinétique (l'énergie cinétique fluctuante par exemple en turbulence), qui sont gouvernées par des équations spécifiques.

En mécanique des fluides, on se sert le plus souvent d'une description eulérienne du mouvement, c'est-à-dire qu'on ne suit pas les particules dans leur mouvement individuel, mais on se examine le mouvement du fluide à un endroit donné. Le mécanicien des fluides est comme un passant accoudé au garde-fou d'un pont et regardant les mouvements du fluide en contrebas. La description eulérienne introduit deux notions-clés, souvent difficiles à appréhender :

- la notion de *système ouvert* et de *volume de contrôle*;
- la notion de *dérivée matérielle* ou particulaire.

Les *systèmes ouverts* sont des ensembles de points contenus dans une enveloppe (la surface de contrôle \mathcal{S}) à travers laquelle ils peuvent échanger avec l'extérieur (le fluide environnant ou bien une paroi) de l'énergie, de la matière, etc. Cette surface de contrôle peut être fixée (c'est-à-dire elle ne varie pas au cours du temps) ou bien bouger à une vitesse différente ou égale à celle du fluide ; sa forme peut également être constante (c'est-à-dire indéformable) ou bien varier.

♣ **Exemple.** – Pour reprendre l'exemple précédent, on peut se placer à un nœud autoroutier, créer une surface de contrôle fictive, et compter les véhicules qui entrent dans le système, ceux qui en sortent, et ceux qui s'arrêtent sur le bas-côté ou une aire d'autoroute. L'évaluation du trafic se fait en faisant un décompte de ces différentes catégories au cours du temps. □

♣ **Exemple.** – Une fusée est un système ouvert puisqu'elle émet des gaz afin de se propulser dans l'espace. □

Par opposition, un *système fermé* est un système matériel qui n'échange pas avec l'extérieur. Il est en général astreint à suivre fidèlement le mouvement du fluide.

♣ **Exemple.** – Par exemple, reprenons le cas de l'autoroute, un véhicule est en quelque sorte un système fermé même s'il est en mouvement puisque rien n'entre ou ne sort. □

♣ **Exemple.** – Il serait possible de considérer un turboréacteur d'un avion comme un système fermé si la définition du système englobait les gaz rejetés par le réacteur, mais cela ne serait pas très utile puisque ce qui nous intéresse c'est l'avion et non le centre de masse du système avion + gaz. Le plus souvent, pour modéliser ce qui se passe dans un réacteur, on considère un volume de contrôle ouvert et fixé aux parois intérieures du réacteur. □

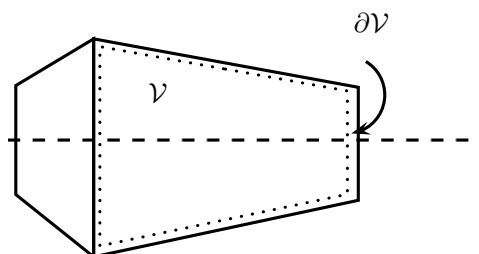


Figure 4.1 : volume de contrôle dans une tuyère d'un réacteur.

Afin de faciliter la compréhension des équations de transport, on va tout d'abord exa-

miner ce qui se passe pour un milieu idéal, qui serait unidimensionnel² au § 4.1.2. Pour ce cas idéal, on va tout d'abord faire un rappel de calcul intégral pour comprendre comment les équations sont obtenues. On va voir trois équations de transport: conservation de la masse, de la quantité de mouvement, et de l'énergie. Au § 4.1.3, on va s'intéresser à des problèmes quelconques en dimension 2 ou 3; tout ce qui a été dit pour la dimension 1 sera extrapolé pour la dimension 2 ou 3.

4.1.2 Théorème de transport en dimension 1

Bases mathématiques

Rappelons quelques formules classiques d'analyse :

- dérivée d'une primitive (définition d'une primitive):

$$\frac{d}{dt} \int_0^t f(\xi) d\xi = f(t).$$

- dérivée d'une primitive avec borne variable:

$$\frac{d}{dt} \int_0^{a(t)} f(\xi) d\xi = f(a(t))\dot{a}(t).$$

- dérivée d'une fonction composée:

$$\frac{d}{dt} \int_a^b f(x, t) dx = \int_a^b \frac{\partial f(x, t)}{\partial t} dx.$$

- formule de Leibniz:

$$\frac{d}{dt} \int_{a(t)}^{b(t)} f(x, t) dx = \int_{a(t)}^{b(t)} \frac{\partial f(x, t)}{\partial t} dx + f(b(t)) \frac{db}{dt} - f(a(t)) \frac{da}{dt}.$$

☞ **Démonstration.** Ce résultat se démontre simplement en introduisant $F = \int f(x, t) dx$ la primitive de f par intégration par rapport à x . On a ainsi: $\int_{a(t)}^{b(t)} f(x, t) dx = F(b(t), t) - F(a(t), t)$. En différenciant par rapport à t et en se servant de la relation des dérivées composées $((f \circ g)' = g' \times f' \circ g)$, on déduit la relation de Leibniz³. Notons que l'on peut transformer cette équation de telle sorte que tout le membre de droite soit placé sous le même signe intégral. Pour cela il suffit de remarquer que

$$f(b(t)) \frac{db}{dt} - f(a(t)) \frac{da}{dt} = \int_{a(t)}^{b(t)} \frac{\partial}{\partial x} (f(\xi, t)u(\xi, t)) d\xi,$$

avec u la vitesse.

2. Cette idéalisation peut servir à étudier des problèmes réels, par exemple des pipelines, lorsque la longueur est bien supérieure à la largeur d'écoulement.

3. Gottfried Wilhelm von Leibniz (1646–1716) était un philosophe, scientifique, mathématicien, diplomate, et juriste allemand. Il a jeté les bases du calcul intégral et différentiel. Il a également eu un rôle important en mécanique en énonçant le principe de l'action et de la réaction et celui des forces vives (énergie cinétique).

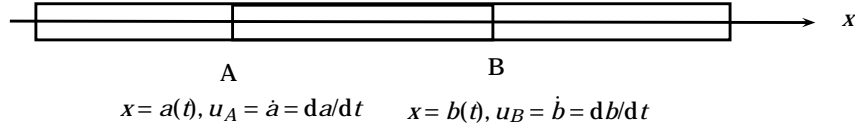


Figure 4.2 : écoulement unidirectionnel et « volume de contrôle » occupé par le segment AB.

Conservation de la masse

Considérons un volume de contrôle *fermé* \mathcal{V} entre les points A et B, dont la position peut varier en fonction du temps : $x_A = a(t)$ et $x_B = b(t)$. La masse M de ce « volume » est constante, donc si ρ désigne la masse par unité de volume (ici une masse linéaire puisqu'on est en dimension 1), **le principe de conservation de la masse impose**

$$\frac{dM}{dt} = 0,$$

or par définition on a

$$M = \int_{\mathcal{V}} \rho(x, t) dx = \int_{a(t)}^{b(t)} \rho(x, t) dx$$

ce qui donne d'après la formule de Leibniz

$$\frac{dM}{dt} = \int_{a(t)}^{b(t)} \frac{\partial}{\partial t} \rho(x, t) dx + \rho_B \dot{b} - \rho_A \dot{a} = 0.$$

On a introduit ρ_A et $u_A = \dot{a}$ la masse volumique et la vitesse au point A (on fait de même avec le point B). En se servant de l'identité $\int_a^b \partial f / \partial x dx = f(b) - f(a)$, on peut transformer cette égalité en

$$\frac{dM}{dt} = \int_{a(t)}^{b(t)} \left(\frac{\partial}{\partial t} \rho(x, t) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u) \right) dx = 0,$$

ce qui permet de tout passer sous le signe intégral. L'intégrale est nulle si l'intégrand est nul, soit

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u) = 0. \quad (4.1)$$

Cette équation est appelée *forme locale de la conservation de la masse* ou *équation de continuité*. Un cas particulier important est le cas du fluide incompressible pour lequel on a $\rho = \text{cste}$, soit

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho u) = 0 \Rightarrow \frac{\partial u}{\partial x} = 0.$$

Théorème de Reynolds

De cette équation, on peut également montrer un théorème dit de Reynolds, qui permet d'invertir les opérateurs intégration et dérivation temporelle lorsque l'intégrand s'écrit sous la forme ρf , avec f une fonction quelconque. Considérons en effet une quantité macroscopique (c'est-à-dire définie sur le volume de contrôle)

$$I(t) = \int_{\mathcal{V}} \rho f(x, t) dx = \int_a^b \rho f(x, t) dx,$$

avec a et b des bornes pouvant prendre des valeurs quelconques, et différentions la par rapport à t

$$\begin{aligned}\frac{dI}{dt} &= \frac{d}{dt} \int_a^b \varrho(x, t) f(x, t) dx = \int_a^b \frac{\partial \varrho f}{\partial t} dx + \varrho_B f(b, t) u_B - \varrho_A f(a, t) u_A, \\ &= \int_a^b \left(\frac{\partial \varrho f}{\partial t} + \frac{\partial \varrho f u}{\partial x} \right) dx, \\ &= \int_a^b \left(f \frac{\partial \varrho}{\partial t} + \varrho \frac{\partial f}{\partial t} + f \frac{\partial \varrho u}{\partial x} + \varrho u \frac{\partial f}{\partial x} \right) dx.\end{aligned}$$

En regroupant les termes en ϱ , puis en se servant de l'équation de continuité (4.1), on transforme cette dernière équation

$$\begin{aligned}\frac{dI}{dt} &= \int_a^b \left(-f \frac{\partial \varrho u}{\partial x} + \varrho \frac{\partial f}{\partial t} + f \frac{\partial \varrho u}{\partial x} + \varrho u \frac{\partial f}{\partial x} \right) dx, \\ &= \int_a^b \left(\varrho \frac{\partial f}{\partial t} + \varrho u \frac{\partial f}{\partial x} \right) dx, \\ &= \int_a^b \varrho \frac{df}{dt} dx,\end{aligned}$$

avec $df/dt = \partial f/\partial t + u \partial f/\partial x$ la dérivée matérielle (puisque f est une fonction de x et t), ce qui permet d'aboutir à l'égalité suivante, appelée *théorème de Reynolds*

$$\frac{d}{dt} \int_a^b \varrho(x, t) f(x, t) dx = \int_a^b \varrho(x, t) \frac{d}{dt} f(x, t) dx. \quad (4.2)$$

On prendra garde ici que le terme d/dt dans le membre de gauche porte sur une fonction qui ne dépend que du temps t – c'est donc une dérivée classique⁴ – alors que dans le second membre, il porte sur une fonction à deux variables $f(x, t)$, donc il signifie une dérivée matérielle: $df/dt = \partial f/\partial t + u \partial f/\partial x$.



Conservation de la quantité de mouvement; équation d'Euler

L'application de ce théorème de Reynolds nous permet d'établir la conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie cinétique, dont une forme parmi les plus intéressantes est le théorème de Bernoulli. Par définition, la quantité de mouvement d'un volume de contrôle (unidimensionnel) est

$$Q = \int_{\mathcal{V}} \varrho(x, t) u(x, t) dx = \int_a^b \varrho u dx,$$

et le principe de Newton ou principe fondamental de la mécanique (ou bien encore principe de conservation de la quantité de mouvement) nous enseigne que la variation de quantité de mouvement résulte des forces appliquées au volume, soit

$$\frac{dQ}{dt} = \text{forces appliquées.}$$

Admettons ici que les seules forces appliquées au système soient la force de gravité (et supposons que le sens de la gravité soit dans le sens des x) et la force de pression sur le

4. On a notamment $df/dt = \partial f/\partial t$.

pourtour du domaine (ici en dimension 1, ce pourtour se résume aux points A et B), alors on a

$$\frac{dQ}{dt} = \bar{\rho}gV + p_A - p_B,$$

avec p_A et p_B la pression exercée sur le volume de contrôle par le fluide environnant (sur les points A et B), $V = b - a$ le volume de \mathcal{V} , et $\bar{\rho}$ la masse volumique moyenne ($\bar{\rho} = \int_{\mathcal{V}} \rho dx / V$). On a donc d'après le théorème de Reynolds

$$\frac{dQ}{dt} = \int_a^b \rho \frac{du}{dt} dx = \int_a^b \left(\underbrace{\rho \frac{\partial u}{\partial t}}_{\text{accélération locale}} + \underbrace{\rho u \frac{\partial u}{\partial x}}_{\text{accélération convective}} \right) dx = \bar{\rho}gV + p_A - p_B.$$

On peut transformer le membre de droite de telle sorte qu'il puisse être interprété comme une intégrale

$$\bar{\rho}gV + p_A - p_B = \int_a^b \left(\rho g - \frac{\partial p}{\partial x} \right) dx,$$

d'où

$$\int_a^b \rho \frac{du}{dt} dx = \int_a^b \left(\rho g - \frac{\partial p}{\partial x} \right) dx,$$

ce qui impose que localement, on doive avoir

$$\boxed{\rho \frac{du}{dt} = \rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial x} = \rho g - \frac{\partial p}{\partial x}.} \quad (4.3)$$

Rappelons que cette formule n'est valable qu'en dimension 1 et en l'absence de frottement visqueux. Une telle équation de conservation de la quantité de mouvement couplée à l'équation de continuité est appelée *équation d'Euler* ou bien équation du mouvement pour les fluides parfaits (appelés encore fluides non visqueux). C'est la relation de la quantité de mouvement la plus simple que l'on puisse imaginer et malgré sa simplicité, elle permet de résoudre un grand nombre de cas concrets.

Conservation de l'énergie cinétique ; équation de Bernoulli

Toujours par application du théorème de Reynolds, on peut déduire le théorème de conservation de l'énergie cinétique et sa forme dérivée dite théorème/équation de Bernoulli

Appelons $k = \rho u^2 / 2$ l'énergie cinétique locale et K l'énergie cinétique macroscopique. D'après le théorème de Reynolds, on a

$$K = \int_{\mathcal{V}} \frac{1}{2} \rho(x, t) u^2(x, t) dx = \int_a^b k(x, t) dx.$$

Le principe de conservation de l'énergie cinétique s'énonce

$$\begin{aligned} \frac{dK}{dt} &= \int_a^b \frac{1}{2} \rho \frac{d}{dt} u^2(x, t) dx = \text{puissance des forces appliquées,} \\ &= \bar{\rho}gV u_G + p_A u_A - u_B p_B, \end{aligned}$$

car la puissance des forces appliquées est égale au produit des forces et des vitesses au point d'application. Ici, u_G désigne la vitesse au centre de gravité ($\bar{\rho}u_G = \int_{\mathcal{V}} \rho u dx / V$ ou

moyenne massique de la vitesse). Comme précédemment, on peut transformer le membre de droite en un terme intégral

$$\begin{aligned}\bar{\rho}gVu_G + p_Au_A - u_Bp_B &= \int_{\mathcal{V}} \left(\rho gu - \frac{\partial pu}{\partial x} \right) dx, \\ &= \int_{\mathcal{V}} \left(-u \frac{\partial \psi}{\partial x} - \frac{\partial pu}{\partial x} \right) dx, \\ &= \int_{\mathcal{V}} \left[-u \frac{\partial}{\partial x} (\psi + p) - p \frac{\partial u}{\partial x} \right] dx,\end{aligned}$$

où ψ désigne le *potentiel gravitaire*, c'est-à-dire l'énergie potentielle dont dérive la force de gravité: $\rho g = -\partial\psi/\partial x$, avec ici $\psi = -\rho gx$. On arrive à

$$\begin{aligned}\frac{dK}{dt} &= \int_a^b \frac{1}{2} \rho \frac{d}{dt} u^2(x, t) dx \\ &= \int_{\mathcal{V}} \left[-u \frac{\partial}{\partial x} (\psi + p) - p \frac{\partial u}{\partial x} \right] dx,\end{aligned}$$

puis après quelques manipulations algébriques et en utilisant l'équation de continuité (4.1), on montre que les deux formes suivantes sont équivalentes

$$\begin{aligned}\frac{dK}{dt} &= \int_a^b \left(\rho \frac{\partial u^2/2}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u^2/2}{\partial x} \right) dx, \\ &= \int_a^b \left(\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial uk}{\partial x} \right) dx,\end{aligned}$$

ce qui aurait pu être obtenu également en appliquant directement la formule de Leibniz. On en déduit la formule macroscopique de conservation de l'énergie cinétique

$$\int_a^b \left(\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial uk}{\partial x} \right) dx = \int_{\mathcal{V}} \left[-u \frac{\partial}{\partial x} (\psi + p) - p \frac{\partial u}{\partial x} \right] dx,$$

ainsi que la forme locale

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} (k + \psi + p) + (k + p) \frac{\partial u}{\partial x} = 0. \quad (4.4)$$

Cette formule peut considérablement se simplifier quand

- l'écoulement est incompressible $\rho = cste \Rightarrow \partial u/\partial x = 0$ d'après l'équation de continuité (4.1);
- l'écoulement est permanent : les dérivées temporelles disparaissent. On a ainsi $\partial k/\partial t = 0$.

On aboutit alors à

$$\frac{\partial}{\partial x} (k + \psi + p) = 0,$$

soit

$$\boxed{k + \psi + p = cste.} \quad (4.5)$$

La somme de l'énergie cinétique k , du potentiel gravitaire (ou énergie potentielle) ψ , et de la pression p doit rester constante. Cette relation est appelée *équation de Bernoulli*. Elle est remarquable car il s'agit d'une relation purement scalaire, sans opérateur intégral ou différentiel, ce qui la rend très facile d'emploi.

4.1.3 Généralisation et théorème de Reynolds

La formule de Leibniz se généralise à des intégrales multiples (c'est-à-dire intégrales sur des volumes au lieu d'intégrales sur des intervalles). On obtient la relation suivante appelée « théorème de transport » :

$$\frac{d}{dt} \int_V f dV = \int_V \frac{\partial f}{\partial t} dV + \int_S f \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS, \quad (4.6)$$

où V est un volume de contrôle dit « matériel » contenant une certaine masse de fluide, S est la surface enveloppant ce volume, et \mathbf{n} est la normale à la surface S ; la normale \mathbf{n} est unitaire ($|\mathbf{n}| = 1$) et orientée vers l'extérieur. Cette relation écrite ici pour une fonction scalaire f s'étend sans problème à des vecteurs \mathbf{f} quelconques.

La relation (4.6) est fondamentale car elle permet d'obtenir toutes les équations fondamentales de la mécanique. Elle peut s'interpréter de la façon suivante :

La variation temporelle d'une quantité f définie sur un volume de contrôle V est égale à la somme de :

- la variation de f au cours du temps au sein du volume de contrôle (variation dite locale);
- le flux de f à travers la surface S enveloppant le volume de contrôle (flux = ce qui entre - ce qui sort de V).

Le théorème de transport peut également s'écrire sous la variante suivante (en se servant du théorème de Green-Ostrogradski) :

$$\frac{d}{dt} \int_V f dV = \int_V \left(\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot (f \mathbf{u}) \right) dV$$

Attention à la notion de volume de contrôle « matériel » : c'est un volume fluide, ses frontières sont fluides et se déplacent comme le reste du fluide; la vitesse \mathbf{u} à la frontière S coïncident avec la vitesse locale du fluide. S'il en est autrement, on parle de volume (de contrôle) *arbitraire* et la vitesse \mathbf{u} à la frontière S ne correspond pas celle du fluide (voir section suivante).

Un corollaire important du théorème de transport est le « théorème de Reynolds »⁵ qui s'applique à des fonctions f massiques, c'est-à-dire que l'on peut écrire sous la forme ρf , avec ρ la masse volumique du fluide.

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho f dV = \int_V \rho \frac{d}{dt} f dV. \quad (4.7)$$

☞ **Démonstration.** La démonstration est relativement simple :

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho f dV = \int_V \left(\frac{\partial \rho f}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho f \mathbf{u}) \right) dV = \int_V \left(\rho \frac{\partial f}{\partial t} + \rho \mathbf{u} \nabla f + f \frac{\partial \rho}{\partial t} + f \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) \right) dV$$

5. Osborne Reynolds (1842-1912) était un mécanicien britannique, dont le nom est associé au nombre sans dimension qui sert à départager les écoulements laminaires et turbulents. Expérimentateur et théoricien, Reynolds a étudié les équations de Navier-Stokes et a proposé de nombreux développements théoriques (théorie de la lubrification, décomposition des vitesses, et moyenne des équations de Navier-Stokes).

Compte tenu de l'équation de continuité [voir éq. (4.11) ci-dessous] et en identifiant la forme $df/dt = \partial f/\partial t + \mathbf{u} \cdot \nabla f$, on tire le théorème de Reynolds. \square

4.1.4 Volume de contrôle fixe, matériel et arbitraire

Si le volume de contrôle est matériel, c.-à-d. qu'il est composé de fluide et se déplace à la vitesse que le fluide alors

$$\frac{d}{dt} \int_V f dV = \int_V \frac{\partial f}{\partial t} dV + \int_S f \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS. \quad (4.8)$$

Si le volume de contrôle V_a est arbitraire et si ses frontières se déplacent à la vitesse \mathbf{w} , alors

$$\frac{d}{dt} \int_{V_a} f dV = \int_{V_a} \frac{\partial f}{\partial t} dV + \int_{S_a} f \mathbf{w} \cdot \mathbf{n} dS. \quad (4.9)$$

Le problème est que cette expression est peu pratique puisqu'il n'existe aucun principe de conservation qui s'applique à des volumes arbitraires. Pour contourner cela on considère un volume matériel V_m qui coïncide avec le volume arbitraire au temps t . Les relations (4.8) et (4.9) sont donc vraies à ce temps. Donc en retranchant ces équations, on obtient

$$\frac{d}{dt} \int_{V_m} f dV = \frac{d}{dt} \int_{V_a} f dV + \int_{S_a} f(\mathbf{u} - \mathbf{w}) \cdot \mathbf{n} dS. \quad (4.10)$$

Si le volume de contrôle V est fixe, alors $\mathbf{w} = 0$ le long de S_a et

$$\frac{d}{dt} \int_{V_a} f dV = \int_{V_a} \frac{\partial f}{\partial t} dV.$$

Soulignons que le problème principal est que les principes de conservation de la masse et de la quantité de mouvement ne sont valables que pour des volumes matériels. L'application à des volumes de contrôle arbitraires demande de la vigilance.

4.1.5 Conservation de la masse

On applique le théorème de transport (4.6) à la fonction scalaire $f = \rho$. On déduit:

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho dV = \int_V \frac{\partial \rho(\mathbf{x}, t)}{\partial t} dV + \int_S \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS,$$

avec V un volume matériel et S la surface enveloppant ce volume. En utilisant le théorème de la divergence (Green-Ostrogradski), on tire :

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho dV = \int_V \left(\frac{\partial \rho(\mathbf{x}, t)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) \right) dV$$

On a égalé la dérivée de la masse avec 0 car dans la plupart des cas, la masse se conserve au cours du temps s'il n'y a pas de création de masse ou de perte au sein d'un volume matériel. De plus, si ρ est continue (pas « d'onde de choc » par exemple), alors on peut écrire

$$\boxed{\frac{\partial \rho(\mathbf{x}, t)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0.} \quad (4.11)$$

Cette équation s'appelle l'équation de conservation locale de la masse ou bien encore *équation de continuité*. On peut encore l'écrire :

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = -\nabla \cdot \mathbf{u}.$$

Si le fluide est incompressible ou l'écoulement isochores : $\rho = \text{constante}$, donc l'équation de continuité devient :

$$\boxed{\nabla \cdot \mathbf{u} = 0.}$$

C'est l'équation dont on se servira le plus dans la suite de ce cours. Écrite sous forme algébrique, cette équation s'écrit en dimension 2 :

$$\boxed{\nabla \cdot \mathbf{u} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0,}$$

et en dimension 3

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0,$$

avec $\mathbf{u} = (u, v, w)$ le champ de vitesse.

4.1.6 Conservation de la quantité de mouvement

Formulation macroscopique

On applique le théorème de transport (4.6) à la fonction vectorielle représentant la quantité de mouvement locale $f = \rho \mathbf{u}$:

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \mathbf{u} dV = \int_V \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} dV + \int_S \rho \mathbf{u} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) dS.$$

Il existe d'autres variantes permettant d'exprimer la dérivée matérielle de $\rho \mathbf{u}$. En utilisant le théorème de la divergence, on tire :

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \mathbf{u} dV = \int_V \left(\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{u} \mathbf{u} \right) dV,$$

ou bien en servant en plus de l'équation de continuité

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \mathbf{u} dV = \int_V \rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{u} \mathbf{u} \right) dV.$$

Attention dans ces deux équations, le terme $\mathbf{u} \mathbf{u}$ représente un tenseur d'ordre 2.

Le principe fondamental de la dynamique veut que toute variation (temporelle) de quantité de mouvement résulte de l'application de forces. Donc, on peut écrire une relation générale de la forme

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \mathbf{u} dV = \text{forces appliquées au volume } V.$$



Les forces appliquées comprennent les forces de volume (poids) et les forces de surface agissant à la surface du volume. Il s'ensuit que la forme macroscopique complète des équations de conservation de la quantité de mouvement s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_{\mathcal{V}} \rho \mathbf{u} d\mathcal{V} &= \underbrace{m\mathbf{g}}_{\text{poids}} + \underbrace{\int_S \boldsymbol{\sigma} d\mathcal{S}}_{\text{force de surface}}, \\ &= \int_{\mathcal{V}} \rho \mathbf{g} d\mathcal{V} + \int_S \boldsymbol{\Sigma} \cdot \mathbf{n} d\mathcal{S} \end{aligned}$$

où $\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\Sigma} \cdot \mathbf{n}$ désigne la contrainte, $\boldsymbol{\Sigma}$ le tenseur des contraintes. On rappelle que le tenseur des contraintes se décompose en tenseur des pressions $-p\mathbf{1}$ et un tenseur des extra-contraintes \mathbf{T} :

$$\boldsymbol{\Sigma} = -p\mathbf{1} + \mathbf{T}.$$

Le tenseur \mathbf{T} dépend de la nature du fluide étudié ou du niveau d'approximation :

- $\mathbf{T} = 0$ correspond au cas des fluides parfaits (ou non visqueux) et les équations du mouvement qui en résultent sont appelées *équations d'Euler* ;
- $\mathbf{T} = 2\mu\mathbf{D}$ correspond au cas des fluides newtoniens et les équations du mouvement qui en résultent sont appelées *équations de Navier-Stokes*. Elles sont examinées en détail au chapitre 6 ;
- $\mathbf{T} = \mathcal{F}(\mathbf{D})$ correspond au cas des fluides non newtoniens, avec \mathcal{F} la *loi de comportement du fluide*. Les équations du mouvement résultantes sont appelées *équations de Cauchy*⁶.

Formulation locale

Une application du théorème de Green-Ostrogradski permet d'aboutir à la *formulation locale* des équations de la quantité de mouvement :

$$\boxed{\rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} = \rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \nabla \cdot \mathbf{u} \right) = \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot \boldsymbol{\Sigma} = \rho \mathbf{g} - \nabla p + \nabla \cdot \mathbf{T},} \quad (4.12)$$

car $\nabla \cdot (p\mathbf{1}) = p\nabla \cdot (\mathbf{1}) + \mathbf{1} \cdot \nabla p = \nabla p$. Comme précédemment on a supposé pour passer de la formulation macroscopique à la forme locale que les différents champs (vitesse et masse volumique) étaient continus. L'équation locale n'est pas valable pour une onde de choc ou bien un ressaut hydraulique ; dans un tel cas, il faut appliquer

- soit les formulations intégrales de la conservation de quantité de mouvement pour éviter d'avoir à traiter la discontinuité ;
- soit ajouter des conditions supplémentaires qui viennent compléter les équations locales qui restent valables de part et d'autre de la discontinuité. De telles relations sont appelées *relations de Rankine-Hugoniot* ou bien conditions de choc.

On peut encore écrire cette équation sous une forme raccourcie :

$$\rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\nabla p_* + \nabla \cdot \mathbf{T},$$

6. Il n'y a pas de consensus sur l'appellation de cette équation dans la littérature technique.

où l'on associe le terme gravitaire $\rho \mathbf{g}$ au terme du gradient de pression et, ce faisant, on a introduit la *pression généralisée* $p_* = p + \psi$ et ψ le *potentiel gravitaire* tel que $\rho \mathbf{g} = -\nabla \psi$. Cette formulation est par exemple utilisée en hydraulique en charge pour traiter les effets de la gravité en termes de pression généralisée.

Les équations locales peuvent s'écrire :

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = \rho \mathbf{g} - \nabla p + \nabla \cdot \mathbf{T}, \quad (4.13)$$

ou bien :

$$\boxed{\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho \mathbf{u} \nabla \mathbf{u} = \rho \mathbf{g} - \nabla p + \nabla \cdot \mathbf{T}}, \quad (4.14)$$

où l'on prendra bien garde à la position de la masse volumique ρ dans les termes différentiels. La dernière équation (4.14) est la plus employée. La principale différence entre les équations (4.14) et (4.13) est liée à la place de la masse volumique ρ . Si l'écoulement est isochore ou le matériau incompressible, ces deux équations sont trivialement obtenues puisque ρ est constante. L'équation (4.14) ou ses variantes s'appelle l'équation de conservation de la quantité de mouvement ou bien l'équation de Newton ou bien encore l'*équation fondamentale de la dynamique*. Le cas particulier où $\mathbf{T} = 0$ correspond aux équations d'Euler, qui comme on l'a précisé plus haut, constituent le jeu d'équations du mouvement le plus simple qu'on puisse imaginer et qui permettent de résoudre un grand nombre de problèmes pratiques en ingénierie (dynamique des gaz, écoulements à grande vitesse, etc.) :

$$\boxed{\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho \mathbf{u} \nabla \mathbf{u} = \rho \mathbf{g} - \nabla p}, \quad (4.15)$$

En dimension 2, l'équation de conservation (4.14) peut être projetée de la façon suivante dans un repère cartésien

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} &= \rho g_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial T_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial T_{xy}}{\partial y}, \\ \rho \frac{\partial v}{\partial t} + \rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} &= \rho g_y - \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial T_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial T_{yy}}{\partial y}, \end{aligned}$$

avec $\mathbf{u} = (u, v)$ les composantes du vecteur vitesse, (g_x, g_y) les composantes du vecteur gravité.

Attention à la notation $\mathbf{u} \nabla \mathbf{u}$. Cela ne signifie pas qu'il s'agit du produit entre le vecteur \mathbf{u} et le tenseur (matrice) $\nabla \mathbf{u}$. En fait, en toute rigueur, il faudrait écrire : $(\mathbf{u} \nabla) \mathbf{u}$, les parenthèses servant à indiquer que l'opérateur différentiel $\mathbf{u} \nabla$ est appliqué au vecteur \mathbf{u} .

Une autre formulation vectorielle de l'équation de conservation de quantité de mouvement est obtenue en faisant remarquer que $\nabla \mathbf{u}$ peut s'écrire $\mathbf{u} \nabla \mathbf{u} = \nabla |\mathbf{u}|^2 / 2 + (\nabla \times \mathbf{u}) \times \mathbf{u}$. On a alors :

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \frac{1}{2} \rho \nabla |\mathbf{u}|^2 + \rho (\nabla \times \mathbf{u}) \times \mathbf{u} &= \rho \mathbf{g} - \nabla p + \nabla \cdot \mathbf{T}, \\ \rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \frac{1}{2} \rho \nabla |\mathbf{u}|^2 + \rho \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u} &= \rho \mathbf{g} - \nabla p + \nabla \cdot \mathbf{T}, \end{aligned}$$

avec $\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \mathbf{u}$ la vorticité. Cette équation est parfois appelée * quation de Gromeka-Lamb*. Elle est utile quand on veut étudier la *vorticité* du fluide, c'est-à-dire les tourbillons et structures similaires qui se créent dans un fluide.



Interprétation du terme de divergence des contraintes

On peut interpréter le termes $-\nabla p + \nabla \cdot \mathbf{T}$ qui apparaît dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement (4.14) en considérant un « volume » infinitésimal, ce qui permet notamment d'expliquer pourquoi les contraintes apparaissent sous la forme d'une divergence. Le raisonnement est classique et a déjà été appliqué dans le chapitre du complément du cours pour expliquer le sens physique de l'opérateur divergence. Tout d'abord, il faut se demander quelles sont les forces appliquées à un volume de contrôle infinitésimal, dont le « volume » (il s'agit d'une surface) par unité de largeur est $dx dy$ (voir figure 4.3).

- force de volume : action de la pesanteur ρg ;
- forces à la surface du volume de contrôle : elles sont calculées à l'aide de Σ .

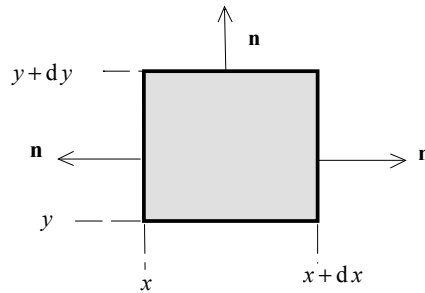


Figure 4.3 : projection de la relation d'équilibre des contraintes sur un volume élémentaire.

Considérons un repère cartésien en dimension 2. La représentation de Σ dans ce repère est donnée par la matrice symétrique :

$$\Sigma = \begin{bmatrix} \Sigma_{xx} & \Sigma_{xy} \\ \Sigma_{xy} & \Sigma_{yy} \end{bmatrix}.$$

Les contraintes sur la face orientée par la normale $\mathbf{n} = (-1, 0)$ sont :

$$\sigma_1 = \Sigma \cdot \mathbf{n} = \begin{bmatrix} -\Sigma_{xx} \\ -\Sigma_{xy} \end{bmatrix}.$$

tandis que sur la facette opposée orientée par la normale $\mathbf{n} = (1, 0)$

$$\sigma_1 = \Sigma \cdot \mathbf{n} = \begin{bmatrix} \Sigma_{xx} + \frac{\partial \Sigma_{xx}}{\partial x} dx \\ \Sigma_{xy} + \frac{\partial \Sigma_{xy}}{\partial x} dx \end{bmatrix}.$$

On fait de même pour les normales orientées par $\mathbf{n} = (0, 1)$ et $\mathbf{n} = (0, -1)$. La projection des efforts sur l'axe x s'écrit donc (contrainte \times surface par unité de largeur) :

$$\left(-\Sigma_{xx} + \Sigma_{xx} + \frac{\partial \Sigma_{xx}}{\partial x} dx \right) dy + \left(-\Sigma_{xy} + \Sigma_{xy} + \frac{\partial \Sigma_{xy}}{\partial y} dy \right) dx = \left(\frac{\partial \Sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \Sigma_{xy}}{\partial y} \right) dx dy.$$

De même, sur l'axe y , on trouve que la projection des efforts s'exprime comme :

$$\left(\frac{\partial \Sigma_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \Sigma_{yy}}{\partial y} \right) dx dy.$$

Ces petits calculs montrent que les efforts exercés sur la surface de contrôle d'un volume infinitésimal peuvent se calculer de façon générique à l'aide de l'expression $\nabla \cdot \Sigma$.

4.1.7 Conservation de l'énergie, théorème de Bernoulli

Premier principe de la thermodynamique

Rappelons que le premier principe de la thermodynamique énonce que l'énergie totale E , varie à cause du travail des forces extérieures et du flux de chaleur

$$\delta E = \delta W + \delta Q,$$

avec δE la variation d'énergie totale, c'est-à-dire l'intégrale sur le volume de contrôle de l'énergie cinétique k et l'énergie interne ρe (e étant l'énergie interne massique), δW le travail des forces extérieures au sein du volume de contrôle, δQ le flux de chaleur à travers la surface de contrôle S . Au lieu de parler en termes de travail, on peut parler en termes de puissance puisque si l'on divise l'équation précédente par un petit incrément de temps δt

$$\frac{\delta E}{\delta t} = \frac{\delta W}{\delta t} + \frac{\delta Q}{\delta t},$$

et en faisant tendre δt vers 0, on obtient

$$\underbrace{\frac{d}{dt} \int_V (k + \rho e) dV}_{\text{taux de variation de l'énergie totale } E} = \underbrace{\int_V \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{u} dV + \int_S \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{u} dS}_{\dot{W}} - \underbrace{\int_S \mathbf{j}_Q \cdot \mathbf{n} dS}_{\dot{Q}},$$

avec \mathbf{j}_Q le flux de chaleur (voir complément de cours, chap. 1), \dot{W} le taux de variation du travail (ou puissance) des forces extérieures, \dot{Q} le flux de chaleur qui passe par unité de temps à travers la surface S , et $\boldsymbol{\sigma}$ la contrainte exercée par le milieu extérieur sur le volume de contrôle sur une facette dS orientée par \mathbf{n} .

Examinons maintenant de plus près la puissance des forces extérieures. Cette puissance comprend des termes positifs (puissance fournie au volume de contrôle) et négatifs (puissance dissipée au sein du volume ou aux frontières). La puissance fournie au volume comprend généralement la puissance apportée par la force de gravité et les forces de pression (ce n'est pas une règle absolue) tandis que la dissipation d'énergie résulte généralement des extra-contraintes (dissipation visqueuse dans le cas d'un fluide newtonien). Comme précédemment pour les contraintes, il est plus sage de faire une décomposition entre puissances dues à des forces de volumes et puissances dues à des forces de surface sans se soucier du signe de ces contributions :

$$\begin{aligned} \dot{W} &= \text{puissance fournie au volume } V + \text{puissance dissipée aux frontières et dans } V, \\ &= \int_V \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{u} dV + \int_S \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{u} dS, \end{aligned}$$

Par définition de la contrainte via le tenseur des contraintes $\boldsymbol{\Sigma}$ (voir complément de cours, chap. 2), on a

$$\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\Sigma} \cdot \mathbf{n} = (-p\mathbf{1} + \mathbf{T}) \cdot \mathbf{n} = -p\mathbf{n} + \mathbf{T} \cdot \mathbf{n},$$

ce qui permet d'écrire

$$\begin{aligned} \dot{W} &= \int_V \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{u} dV + \int_S \mathbf{u} \cdot (-p\mathbf{n} + \mathbf{T} \cdot \mathbf{n}) dS, \\ &= \int_V \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{u} dV + \int_S (-p\mathbf{u} + \mathbf{T} \cdot \mathbf{u}) \cdot \mathbf{n} dS, \end{aligned} \quad (4.16)$$

car \mathbf{T} est symétrique. La formulation macroscopique du premier principe de la thermodynamique est donc le suivant

$$\boxed{\frac{d}{dt} \int_{\mathcal{V}} (k + \rho e) dV = \int_{\mathcal{V}} \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{u} dV + \int_S (-p\mathbf{u} + \mathbf{T} \cdot \mathbf{u} - \mathbf{j}_Q) \cdot \mathbf{n} dS.} \quad (4.17)$$

On souhaite disposer d'une formulation locale de ce principe. L'étape suivante consiste donc à écrire les intégrales de surface apparaissant dans le membre de droite de l'équation (4.17) sous forme d'intégrales de volumes. l'application du théorème de Green-Ostrogradski fournit immédiatement

$$\int_S (-p\mathbf{u} + \mathbf{T} \cdot \mathbf{u} - \mathbf{j}_Q) \cdot \mathbf{n} dS = \int_{\mathcal{V}} \nabla \cdot (-p\mathbf{u} + \mathbf{T} \cdot \mathbf{u} - \mathbf{j}_Q) dV.$$

En substituant cette dernière relation dans l'équation (4.17), on arrive finalement à l'équation locale de conservation de l'énergie totale

$$\boxed{\frac{d}{dt} (k + \rho e) = \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{u} + \nabla \cdot (-p\mathbf{u} + \mathbf{T} \cdot \mathbf{u} - \mathbf{j}_Q).} \quad (4.18)$$

Conservation de l'énergie cinétique

Il est possible d'obtenir une relation locale pour le taux de variation de l'énergie cinétique en multipliant l'équation de conservation de la quantité de mouvement (4.14) par la vitesse \mathbf{u}

$$\rho \mathbf{u} \cdot \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot (\rho \mathbf{u} \nabla \mathbf{u}) = \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{g} - \mathbf{u} \cdot \nabla p + \mathbf{u} \cdot \nabla \cdot \mathbf{T},$$

et de là, en remplaçant les termes de la forme $\mathbf{u} \partial \mathbf{u}$ par $\partial |\mathbf{u}|^2 / 2$, on arrive à

$$\frac{1}{2} \rho \frac{\partial |\mathbf{u}|^2}{\partial t} + \frac{\rho}{2} \mathbf{u} \cdot \nabla (|\mathbf{u}|^2) = \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{g} - \mathbf{u} \cdot \nabla p + \mathbf{u} \cdot \nabla \cdot \mathbf{T}.$$

En se servant de l'équation de continuité (4.11) et de l'identité $2\nabla \cdot (k\mathbf{u}) = |\mathbf{u}|^2 \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) + \rho \mathbf{u} \cdot \nabla |\mathbf{u}|^2$, on peut transformer cette équation et obtenir une dérivée matérielle de l'énergie cinétique locale

$$\frac{dk}{dt} = \frac{\partial k}{\partial t} + \nabla \cdot (k\mathbf{u}) = \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{g} - \mathbf{u} \cdot \nabla p + \mathbf{u} \cdot \nabla \cdot \mathbf{T}. \quad (4.19)$$

Cette équation est appelée *équation de conservation de l'énergie cinétique*. Dans cette équation, le terme $\rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{g}$ représente la puissance de la force de gravité, $-\mathbf{u} \cdot \nabla p$ la puissance des forces de pression, et $\mathbf{u} \cdot \nabla \cdot \mathbf{T}$ la puissance des extra-contraintes (dissipation d'énergie).

Fonction de dissipation

En comparant les équations (4.19) et (4.18), on note certaines similitudes dans les termes apparaissant dans le membre de droite, similitudes que l'on va exploiter pour fournir différentes expressions des énergies cinétique et interne. Pour cela, on va se livrer à quelques manipulations algébriques. Tout d'abord, en servant des propriétés de composition de l'opérateur divergence, on peut écrire :

$$\nabla \cdot (\mathbf{T} \cdot \mathbf{u}) = \mathbf{u} \cdot \nabla \cdot \mathbf{T} + \mathbf{T} : \nabla \mathbf{u}.$$

Compte tenu de la symétrie de \mathbf{T} , on a la relation $\mathbf{T} : \nabla \mathbf{u} = \mathbf{D} : \mathbf{T}$ ⁷. En effet (voir complément de cours, chap. 2), le tenseur « gradient de vitesse » se décompose en une partie symétrique (le tenseur des taux de déformation \mathbf{D}) et une partie antisymétrique (le tenseur des taux de rotation \mathbf{W})

$$\nabla \mathbf{u} = \mathbf{D} + \mathbf{W}.$$

On peut montrer (voir complément de cours, chap. 1) que la trace du produit de tout tenseur symétrique \mathbf{S} et de tout tenseur antisymétrique \mathbf{A} est nulle. On en déduit donc que

$$\mathbf{T} : \nabla \mathbf{u} = \mathbf{T} : (\mathbf{D} + \mathbf{W}) = \mathbf{T} : \mathbf{D}.$$

La quantité $\Phi = \text{tr}(\mathbf{T} \cdot \mathbf{D}) = \mathbf{T} : \mathbf{D}$ s'appelle la *fonction de dissipation* et représente la puissance dissipée par les extra-contraintes \mathbf{T} .

On écrit finalement

$$\nabla \cdot (\mathbf{T} \cdot \mathbf{u}) = \mathbf{u} \cdot \nabla \cdot \mathbf{T} + \Phi.$$

Avec cette relation en main et en retranchant membre à membre les équations (4.19) et (4.18), on déduit

$$\boxed{\frac{d}{dt} \rho e = -p \nabla \cdot \mathbf{u} + \Phi - \nabla \cdot \mathbf{j}_Q.} \quad (4.20)$$

Cela montre que dans le cas général, l'énergie interne du volume de contrôle varie au cours du temps sous l'effet

- de la puissance dissipée par les extra-contraintes (visqueuses dans le cas newtonien) Φ ;
- de la puissance dissipée ou fournie par la dilatation/compression du matériau $-p \nabla \cdot \mathbf{u} = p(d\rho/dt)/\rho$ [d'après l'équation de continuité (4.11)];
- de la puissance calorifique $-\nabla \cdot \mathbf{j}_Q$.

On appelle cette équation l'*équation de conservation de l'énergie interne*.

Un cas particulier important est celui des fluides incompressibles ($\rho = \text{cte}$) dans un écoulement isotherme ($\mathbf{j}_Q = 0$). Dans ce cas précis, l'équation de l'énergie interne se simplifie grandement

$$\frac{d}{dt} \rho e = \Phi.$$

Cela montre que l'énergie interne est dissipée via les extra-contraintes. Ce cas particulier se rencontre très fréquemment en pratique puisque la plupart des écoulements d'intérêt pratique sont isochores et isothermes. La fonction de dissipation $\Phi = \mathbf{T} : \mathbf{D}$ nous renseigne alors complètement sur la façon dont le système dissipe son énergie.

Équation générale de Bernoulli

Une autre formulation intéressante est obtenue par manipulation de l'équation de conservation de l'énergie cinétique (4.19) dans le cas où on peut considérer le fluide comme incompressible : ρ est une constante. On note $\psi = \rho g z$ le potentiel gravitaire ($\rho \mathbf{g} = -\nabla \psi$)

7. Rappelons la signification du symbole « : ». Il s'agit de la notation abrégée de l'opérateur trace : $\text{tr}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{S}) = \mathbf{A} : \mathbf{S}$. On l'appelle également produit doublement contracté (voir complément de cours, chap. 1).

et $p_* = p + \psi$ la pression généralisée. On tire donc que : $\rho \mathbf{g} - \nabla p = -\nabla p_*$. On peut donc écrire du fait de l'incompressibilité

$$\begin{aligned} \frac{dk}{dt} &= \frac{\partial k}{\partial t} + \nabla \cdot (k\mathbf{u}) \\ &= \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \mathbf{u} \cdot \nabla \frac{|\mathbf{u}|^2}{2}. \end{aligned}$$

De même, on peut écrire

$$\rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{g} - \mathbf{u} \cdot \nabla p + \mathbf{u} \cdot \nabla \cdot \mathbf{T} = -\mathbf{u} \cdot \nabla p_* - \Phi + \nabla \cdot (\mathbf{u} \cdot \mathbf{T}).$$

Avec ces relations en main, on écrit l'équation de conservation de l'énergie cinétique (4.19) sous la forme

$$\begin{aligned} \Phi + \nabla \cdot (\mathbf{u} \cdot \mathbf{T}) &= \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \mathbf{u} \cdot \nabla \frac{|\mathbf{u}|^2}{2} + \mathbf{u} \cdot \nabla p_*, \\ &= \frac{\partial k}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla (k + \psi + p). \end{aligned} \quad (4.21)$$

Cette équation s'interprète ainsi :

- Φ représente l'énergie dissipée par unité de volume ;
- $\nabla \cdot (\mathbf{u} \cdot \mathbf{T})$ représente l'énergie dissipée ou produite aux frontières du domaine. Pour s'en convaincre, il suffit d'intégrer ce terme sur \mathcal{V} , puis d'utiliser le théorème de Green-Ostrogradski ;
- $\partial k / \partial t$ est la variation locale d'énergie cinétique ;
- $\mathbf{u} \cdot \nabla (k + \psi + p)$ représente le transport ou *advection* d'une quantité $\Psi = k + \psi + p$ qui est la somme de l'énergie cinétique k , de l'énergie potentielle ψ , et de la pression p .

Rappelons que, comme en mécanique du point ou du solide, le théorème de l'énergie cinétique est une représentation alternative de la relation fondamentale de la dynamique. Pour un problème régulier, on peut employer l'une ou l'autre, c'est-à-dire les relations (4.14) ou (4.19) ; le choix de l'une ou de l'autre tient le plus souvent à la rapidité du calcul ou bien à la commodité du raisonnement, mais quel que soit le choix opéré, le résultat final est identique. Dans certains problèmes plus complexes, on ne peut en pratique utiliser qu'une ou l'autre des formes. Par exemple, dans l'étude des chocs ou des ressauts hydrauliques, il faut travailler avec des équations macroscopiques (sur des volumes de contrôle) car les champs peuvent être localement discontinus ; en outre, on ne peut pas utiliser facilement l'équation de l'énergie à cause de dissipation localisée de l'énergie au niveau de la discontinuité. Dans ce cas-là, seule l'équation de la quantité de mouvement doit être utilisée.

Un cas particulier important est le cas d'un écoulement permanent d'un fluide non visqueux. Dans ce cas-là, on a

- écoulement permanent $\Rightarrow \partial k / \partial t = 0$;
- viscosité nulle $\Rightarrow \mathbf{T} = 0$ et $\Phi = 0$.

Sous ces conditions, l'équation (4.21) devient

$$\mathbf{u} \cdot \nabla (k + \psi + p) = 0,$$

ce qui veut dire que \mathbf{u} est normal au vecteur $\nabla \Psi$ en tout point, or d'après l'interprétation géométrique de l'opérateur gradient (voir complément de cours, chap. 1), $\nabla \Psi$ est un

vecteur normal aux surfaces isopotentielles $\Psi = cte$, donc \mathbf{u} doit être tangent à ces surfaces isopotentielles. On peut montrer (voir complément de cours, chap. 2) que le lieu des points où le vecteur vitesse est tangent est appelé une ligne (resp. une surface) de courant. Il s'ensuit que le long d'une ligne de courant, la quantité Ψ est constante.

En résumé, le *théorème de Bernoulli* énonce que si

- l'écoulement est permanent ;
- l'écoulement est isochore ou bien le matériau incompressible ;
- les dissipations d'énergie sont négligeables ;

alors le long de toute ligne de courant, la quantité $\Psi = k + \psi + p$ se conserve. Dans le cas fréquent où l'énergie potentielle s'écrit $\psi = \rho g z$, alors on a :

$$\Psi = \rho g z + \rho \frac{u^2}{2} + p = cte, \quad (4.22)$$

avec $u = |\mathbf{u}|$.

Ce théorème est remarquable car il s'agit d'une relation purement algébrique (pas de différentielle ou d'intégration) qui permet de relier vitesse, pression, et position du fluide. Ce théorème a de nombreuses applications. Il est très apprécié des ingénieurs (et des étudiants) pour résoudre rapidement des problèmes pratiques. Toutefois, dans bien des cas pratiques, on ne peut pas négliger la dissipation d'énergie et il faut alors utiliser des formules plus complexes que l'équation de Bernoulli (4.22).

4.2 Quelques applications du théorème de Bernoulli

4.2.1 Formule de Torricelli

La formule de Torricelli permet de calculer la vitesse de vidange d'un récipient contenant une hauteur h d'un liquide (de masse volumique ρ). Cette formule s'établit facilement à l'aide de l'équation de Bernoulli.

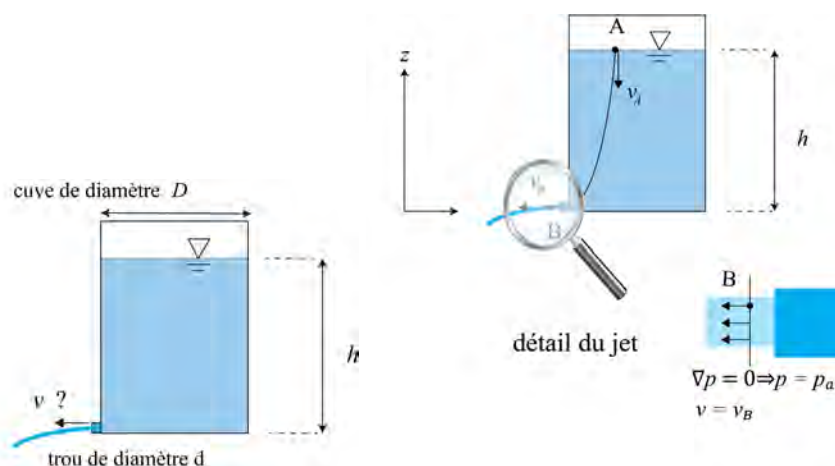


Figure 4.4 : vidange d'un réservoir.

Considérons une ligne de courant entre un point A à la surface libre du liquide dans le récipient et un point B au niveau de l'orifice. On suppose que la pression atmosphérique p_a s'applique à ces deux points (le gaz contenu dans le réservoir n'est pas sous pression). D'après l'équation (4.22), on a

$$\rho g z_A + \rho \frac{v_A^2}{2} + p_A = \rho g z_B + \rho \frac{v_B^2}{2} + p_A,$$

avec z_A et z_B la position de A et B, v_A et v_B les vitesses en A et B, et p_A et p_B la pression aux points A et B. Si le diamètre du réservoir est suffisamment grand par rapport au diamètre de l'orifice, la vidange est lente et, dans un premier temps, on peut supposer que l'écoulement est permanent; de plus, la vitesse en A doit alors être très faible, donc on pose $v_A \approx 0$. De plus on a $p_A = p_B = p_a$ et $z_A = z_B + h$, ce qui permet de simplifier l'équation ci-dessus

$$\rho g h = \rho \frac{v_B^2}{2} \Rightarrow v_B = \sqrt{2gh}.$$

4.2.2 Intrusion d'un courant de gravité

La formule de von Kármán⁸ permet de calculer la vitesse du front d'un fluide lourd dans un fluide plus léger. Ce problème a été résolu par von Kármán au moment de la seconde guerre mondiale, quand les Alliés lui demandaient de calculer la vitesse de propagation d'un gaz toxique dans l'atmosphère. Cette formule a de nombreuses applications en météorologie (avancement d'un front froid), en océanographie (propagation d'un courant de turbidité), et dans les problèmes de mélange.

On considère l'intrusion d'un fluide lourd de masse volumique ρ dans un fluide ambiant, plus léger ($\rho_a < \rho$), au repos, et faiblement visqueux de telle sorte qu'on néglige la dissipation d'énergie. On souhaite calculer la vitesse du front (u) en fonction de sa hauteur et des masses volumiques.

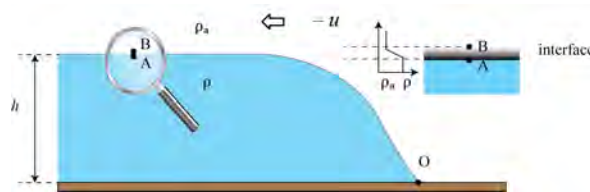


Figure 4.5 : propagation d'un front à vitesse constante.

Pour cela, von Kármán admet que la vitesse du front est constante. Il se place dans le repère attaché au front. Dans ce repère, le front est fixe et c'est le fluide ambiant qui en mouvement avec une vitesse $-u$. Comme l'écoulement est permanent, la ligne de la surface libre est également une ligne de courant et on peut appliquer le théorème de Bernoulli entre

8. Theodore von Kármán (1881–1963) a été l'un des plus grands mécaniciens des fluides du xx^e siècle. Né en Hongrie (alors province de l'Empire Austro-Hongrois), il émigra par la suite en Allemagne, puis aux États-Unis. Ses travaux portèrent essentiellement sur la couche limite logarithmique, les instabilités derrière les obstacles (les fameuses allées de von Kármán), les écoulements supersoniques, etc. Comme Thomson et Reynolds avant lui, il a été aussi un exemple de mécanicien, avec des intérêts tout à la fois sur les points fondamentaux de la mécanique et les applications (principalement militaires).

un point B situé à l'interface entre fluides lourd et léger (B est dans le fluide ambiant) et le point O situé au front (point fixe situé à la fois dans le fluide lourd et dans le fluide ambiant)

$$P_B + \frac{1}{2}\rho_a(-u)^2 + \rho_a gh = P_0 + 0 + 0.$$

Il considère aussi un point A situé juste sous l'interface (A est dans le fluide lourd). Puisque dans le repère attaché au front, le fluide lourd est au repos, la loi de l'hydrostatique s'applique et on a notamment $P_0 = P_A + \rho gh$. Si on prend maintenant A et B infiniment voisins, la différence de pression (en l'absence d'effet de tension de surface) doit être nulle : $P_A = P_B$, d'où

$$u = \sqrt{2\frac{\rho - \rho_a}{\rho_a}gh},$$

ou encore

$$\frac{u}{\sqrt{g'h}} = \sqrt{2},$$

avec $g' = (\rho - \rho_a)/\rho_a$ la gravité réduite. La dernière équation montre que le nombre de Froude $u/\sqrt{g'h}$ est constant au front. Expérimentalement, cette formule donne de bons résultats, mais il faut souvent ajouter un facteur correctif car on travaille avec des fluides ambiants qui ne sont pas infiniment épais. La démonstration apportée par von Kármán est considérée de nos jours comme fautive. Notamment, Benjamin (1968) a montré qu'on ne pouvait pas utiliser l'équation de Bernoulli le long d'une interface et que la résolution correcte du problème nécessitait d'employer des volumes de contrôle et de faire des bilans de quantité de mouvement sur ces volumes. Toutefois, le résultat final reste inchangé (mais pourrait-il en être autrement d'un point de vue dimensionnel?).

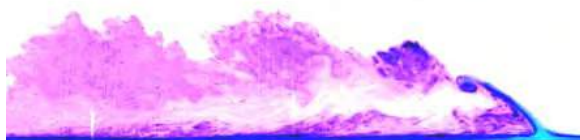


Figure 4.6 : courant de densité en laboratoire. Le courant intrusif a été produit en employant un fluide lourd (eau salée et colorée) dans un fluide plus léger (eau).

4.2.3 Tube de Pitot

Le tube Pitot⁹ sert à mesurer la vitesse locale d'un fluide en le reliant à la différence de pression d'un manomètre à liquide.

L'idée est la suivante : on considère un écoulement et on plonge un tube de Pitot de telle sorte qu'il soit parallèle aux lignes de courant. À son embouchure, le fluide peut pénétrer. Une fois qu'il a occupé tout l'espace disponible au sein du tube, il n'y a plus de fluide qui entre et la vitesse au point B, embouchure du tube, est donc nulle. On l'appelle un *point d'arrêt* de la ligne de courant.

9. Henri Pitot (1695–1771) était un hydraulicien français. Il fut nommé surintendant du Canal du Midi et construisit un aqueduc pour l'alimentation en eau de Montpellier. Afin de pouvoir mesurer les vitesses de l'eau dans les rivières et canaux, il inventa un appareil qui porte aujourd'hui son nom.

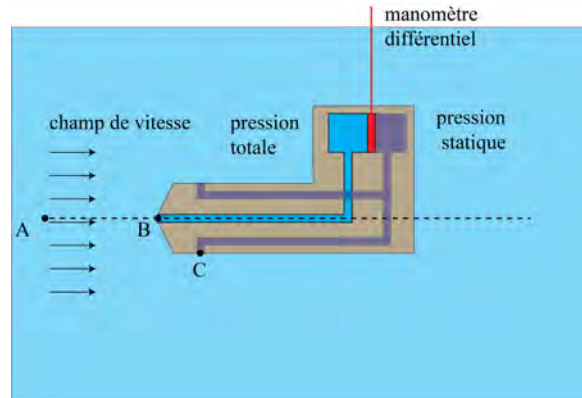


Figure 4.7 : tube de Pitot.

Considérons une ligne de courant A-B. En A, on a $p = p_A$ (par exemple une pression hydrostatique), $v = v_A = v_\infty$, et $z = z_A$. En B, on a $p = p_B$, $u_B = 0$, et $z = z_A = z_B$. Le théorème de Bernoulli donne donc

$$\begin{aligned} p_A + \frac{1}{2}\rho v_A^2 + \rho g z_A &= p_B + \frac{1}{2}\rho v_B^2 + \rho g z_B \\ &= p_B + \rho g z_A, \end{aligned}$$

d'où

$$v_\infty = \sqrt{\frac{2}{\rho}(p_B - p_A)}.$$

Comme la différence de pression $p_B - p_A$ peut être déterminée si on utilise un manomètre (tube en U), on peut déduire la vitesse v_∞ .



CHAPITRE 5

Écoulement à surface libre

5.1 Introduction

5.1.1 Généralités

L'HYDRAULIQUE à surface libre se distingue de l'hydraulique en charge par l'existence d'une *surface libre*, c'est-à-dire d'une surface où l'écoulement est en contact direct avec l'atmosphère¹ : le gradient de pression ne peut plus être le moteur de l'écoulement, c'est la gravité qui devient l'agent moteur. Le domaine d'application est large :

- cours d'eau naturels : rivières, fleuves, etc. ;
- canaux de navigation, d'irrigation, etc. ;
- systèmes d'évacuation : réseaux d'assainissement pluvial ;
- aménagements : retenues d'eau, usines de production d'électricité, ports, etc.

Une caractéristique de la plupart de ces écoulements est la suivante : la hauteur d'écoulement ainsi que la largeur sont généralement petites par rapport à la longueur d'écoulement. On parle d'écoulement *filaire*.

5.1.2 Un peu de vocabulaire et des notations

- *bief* : tronçon homogène en termes de pente moyenne et de section d'écoulement (on emploie parfois aussi le mot *bisse*, notamment dans le Valais, mais le contexte est un peu différent) ;
- type de cours d'eau : il existe plusieurs classifications. Selon Bernard (1927), une distinction des cours d'eau peut se faire en fonction de la pente i :
 - $i < 3\%$ on parle de *rivière*,
 - $3 < i < 6\%$, on parle de *rivière torrentielle*,
 - $i > 6\%$, on parle de *torrent* ;
- *périmètre mouillé* χ : longueur de la surface d'écoulement en contact avec le lit (fond + berges), c'est-à-dire le périmètre de la section d'écoulement auquel on retranche la largeur au miroir B .

1. La pression du fluide à cette interface est égale à celle de l'atmosphère.

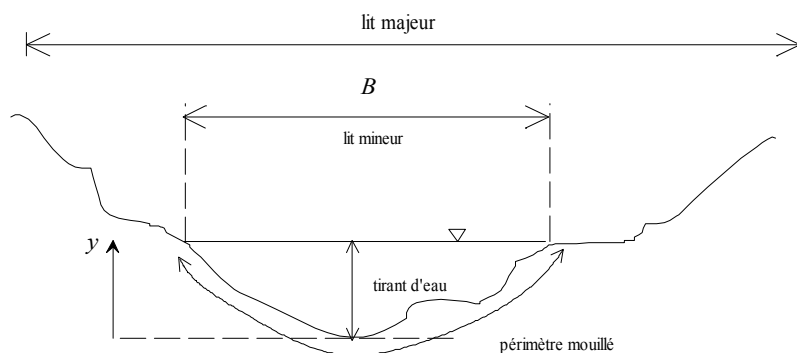


Figure 5.1 : coupe d'une rivière.

- *section d'écoulement* (ou section mouillée) S : partie de la section du canal limitée par les parois et la surface libre ;
- *hauteur d'écoulement* : hauteur moyenne d'eau, par définition c'est

$$h = S/B.$$

La définition est variable selon les hauteurs : $h = S/B$ peut être appelée la *hauteur hydraulique* ou la *profondeur hydraulique*. Un certain nombre d'auteurs parlent de hauteur d'écoulement pour désigner la profondeur maximale (donc le tirant d'eau). Ces définitions ne posent pas de problème pour ces canaux rectangulaires, mais elles peuvent en poser pour des canaux de section quelconque (attention donc aux définitions et conventions) ;

- *hauteur normale* h_n : c'est la hauteur d'un écoulement permanent uniforme dans un bief. La hauteur normale est fonction du débit Q , de la rugosité K , et de la pente moyenne i ;
- *tirant d'eau* : profondeur maximale d'une section d'écoulement ;
- *largeur au miroir* B : largeur de la section d'écoulement au niveau de la surface libre ;
- *rayon hydraulique* : c'est une longueur caractéristique définie par

$$R_H = S/\chi.$$

Pour un écoulement dans un canal rectangulaire infiniment large ($B \gg h$), le rayon hydraulique correspond à la hauteur d'écoulement h ;

- régime *uniforme* : régime d'écoulement le long d'un bief où les caractéristiques d'écoulement (hauteur et vitesse) sont constantes quelle que soit la position le long de la direction d'écoulement. On a ainsi $\partial h/\partial x = 0$;
- régime *permanent* : régime où l'écoulement ne dépend pas du temps. On a ainsi $\partial h/\partial t = 0$;
- régime *graduellement varié* : régime d'écoulement où la variation de hauteur dans la direction d'écoulement est très faible, typiquement si L désigne une longueur d'écoulement et Δh une variation de hauteur, on a $\Delta h/L \ll 1$. **Les équations de Saint-Venant² ou le calcul différentiel des courbes de remous ne sont valables que pour ce régime ;**

2. Voir cours de master « ondes de crue et rupture de barrage ».



- *courbe de remous*: la courbe de remous est la courbe décrivant la variation de la hauteur d'eau dans un bief pour un écoulement graduellement varié. L'équation de cette courbe est appelée équation de la courbe de remous [voir équation (5.3)];
- régime *rapidement varié*: régime d'écoulement où la variation de hauteur dans la direction d'écoulement est très importante, typiquement si L désigne une longueur d'écoulement et Δh une variation de hauteur, on a $\Delta h/L = O(1)$. À l'approche d'une singularité ou bien en cas de ressaut hydraulique, l'écoulement peut entrer dans un régime rapidement varié;
- *ressaut hydraulique*: variation brutale de hauteur d'eau (passage d'un régime torrentiel à un régime fluvial);
- *pente moyenne*: pente moyenne longitudinale $i = \tan \theta$ d'un bief exprimé en % ou en ‰;
- régime *torrentiel*: régime supercritique ($Fr > 1$), forte vitesse, faible hauteur;
- régime *fluvial*: régime subcritique ($Fr < 1$), faible vitesse, hauteur élevée;
- *débit* Q : flux d'eau par unité de temps à travers la surface d'écoulement;
- *vitesse moyenne* \bar{u} : vitesse

$$\bar{u} = \frac{Q}{S};$$

- coefficient de *rugosité*: coefficient traduisant la rugosité des parois (coefficient de Chézy noté C ou de Manning-Strickler noté K);
- lit *mineur*: lit occupé ordinairement par un cours d'eau par opposition au lit *majeur* qui correspond à l'emprise maximale historique d'un cours d'eau ou à la plaine inondable. On parle aussi de *niveau des plus hautes eaux* (PHE) pour désigner la cote maximale atteinte par la surface libre d'un cours d'eau;
- la berge ou rive est le talus qui sépare le lit mineur du lit majeur. Lorsque la berge est couverte par la végétation, on parle de *ripisylve*;
- l'étiage correspond aux plus basses eaux d'un cours d'eau (généralement durant l'été). Le débit d'étiage est donc le débit minimal d'un cours d'eau. Le débit de plein bord (*bankfull discharge* en anglais) est le débit atteint lorsque la rivière sort de son lit mineur. Durant une crue, on parle de débit de pointe (*peak discharge* en anglais) pour désigner le débit maximal atteint. Pour les crues, on peut relier le débit de pointe à la *période de retour* T^3 . Le *débit dominant* est le débit de la crue ordinaire qui permet de façonner un cours d'eau. Pour les rivières à sable, le débit dominant correspond au débit de pointe d'une crue de période 1–2 ans alors que pour un lit à gravier, il correspond à crue de période de retour de quelques dizaines d'années.

3. La période de retour T est définie par rapport à la probabilité d'observer la crue (ou une crue supérieure) P : $T = 1/P$; c'est aussi l'intervalle de temps moyen entre deux crues ayant dépassant un certain seuil.



Figure 5.2 : dans les rivières de plaine, le lit naturel est rarement droit, mais au contraire développe de nombreux méandres [DR].



Figure 5.3 : beaucoup de cours d'eau de plaine ont été aménagés pour limiter leur expansion, lutter contre les crues, et assurer un certain débit dans la rivière. Ici la rivière Thur (Suisse) a été rectifiée au début du xx^e siècle [Martin Jaeggi].

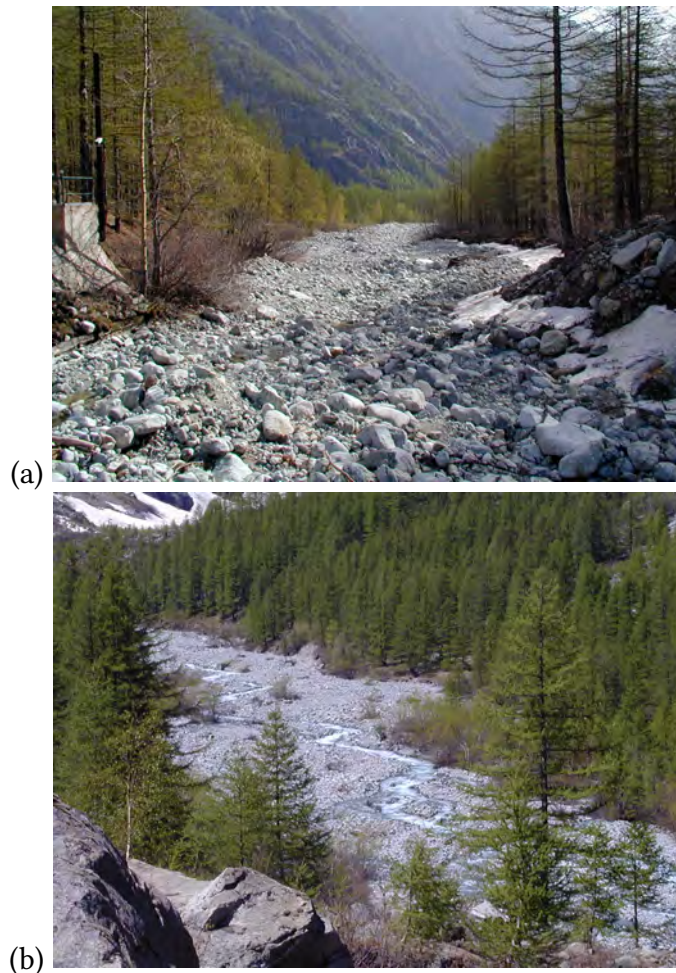


Figure 5.4 : dans les rivières torrentielles (ici torrent de Celse Nièrre, Pelvoux, Hautes-Alpes, France), le lit est composé de matériaux grossiers [Christophe Ancey]. (a) Vers le camping d'Ailefroide. (b) Vers le cimetière des Vaudois.



Figure 5.5 : dans les torrents, il y a peu d'eau, mais la vitesse est élevée [Anthony Cornelius, Christophe Ancey].

Tableau 5.1 : terminologie française, allemande, anglaise et définitions.

<i>français</i>	<i>allemand</i>	<i>anglais</i>	<i>italien</i>	<i>définition, remarques (notation)</i>
bief	Gewässerabschnitt	reach	tronco	tronçon homogène d'une rivière
rivière	Fluss, Bach	river	fiume	cours d'eau à faible pente
rivière torrentielle	Gebirgsfluss	torrential river	torrente	cours d'eau de piémont à forte pente
torrent	Wildbach	torrent	torrente	cours d'eau à très forte pente
périmètre mouillé	benetzter Umfang	wetted perimeter	perimetro bagnato	partie mouillée d'une section en travers (χ)
lit majeur	Hochwasservorland	flood plain	letto maggiore	zone envahie lors des grosses crues
lit mineur	Niederwassergerinne	low water channel	letto minore	lit habituellement occupé par le cours d'eau lorsque les eaux sont basses
ripisylve	Ufervegetation	riparian vegetation	vegetazione fluviale	végétation sur les berges
géométrie du lit	Gerinnegeometrie	bed geometry	geometria del letto	caractérisation géométrique à l'aide des profils en long et en travers d'un lit
rugosité	Rauigkeit, Rauheit	roughness	scabrezza	état de surface du lit
section d'écoulement	Abflussquerschnitt	flow section	sezione	section transversale d'un cours d'eau ou d'un lit
section mouillée	benetzter Querschnitt	wetted section	sezione idrica	surface de la section d'écoulement (S)
rayon hydraulique	hydraulischer Radius	hydraulic radius	raggio idraulico	rapport entre la section et le périmètre mouillé ($R_H = S/\chi$)
largeur au miroir	Gerinnebreite	flow width	larghezza del pelo libero	largeur transversale du cours d'eau calculée au niveau de la surface libre (B)
pente du lit	Gerinnegefälle	bed gradient	pendenza del letto	valeur moyenne de la pente d'un bief ($i = \tan \theta$)
hauteur d'eau moyenne	mittlere Wassertiefe	mean flow depth	altezza media d'acqua (tirante idrico medio)	hauteur moyenne définie par $h = S/B$
hauteur critique	kritische Tiefe	critical flow depth	altezza critica (tirante critico)	hauteur d'eau correspondant au régime critique (h_c)
étiage	Niederwasser	low water	profilo estivo	plus basses eaux d'un cours d'eau

Tableau 5.1 : terminologie française, allemande, anglaise et définitions.

<i>français</i>	<i>allemand</i>	<i>anglais</i>	<i>italien</i>	<i>définition, remarques (notation)</i>
niveau des plus hautes eaux crue	höchster Hochwasserstand Hochwasser	maximum flood stage flood	altezza massimale piena	plus hautes eaux d'un cours d'eau niveau d'eau nettement supérieur à ce qui est ordinairement observé
régime uniforme	gleichförmige Strömung	uniform flow	regime uniforme	hauteur d'eau constante le long du bief
régime (graduelle-ment) varié	ungleichförmige Strömung	(gradually) varied flow	regime gradualmente variato	variation lente du niveau d'eau le long du bief
régime sous-critique (fluvial)	(strömender Strömungszustand) subkritische Strömung	(fluvial) subcritical flow	regime subcritico (fluviale)	régime caractérisée par des vitesses faibles : $Fr < 1$
régime supercritique (torrentiel)	(schießender) superkritische Strömung	(torrential) supercritical flow	regime supercritico (torrentizio)	régime caractérisé par des vitesses fortes : $Fr > 1$
nombre de Froude	Froude-Zahl	Froude number	numero di Froude	nombre sans dimension $Fr = \bar{u}/\sqrt{gh}$ (canal rectangulaire)
débit vitesse moyenne (débitante)	Durchfluss mittlere Geschwindigkeit	flow rate, discharge mean flow	portata velocita media	flux de vitesse à travers la section vitesse moyenne dans la section $\bar{u} = Q/S$
ressaut hydraulique	Wechselsprung	hydraulic jump	salto idraulico	augmentation brutale du niveau liée au passage d'un écoulement super- à sub-critique

Pour un cours d'eau naturel, la géométrie du lit n'est pas quelconque, mais obéit à certaines règles. Un cours d'eau doit laisser transiter un débit, qui varie en fonction du temps. En général, il existe des cycles annuels, mais au gré des précipitations et de la fonte des neiges, le débit peut évoluer d'une année sur l'autre d'une façon extrêmement variable (voir Fig. 5.6). Les débits ordinairement rencontrés façonnent le cours d'eau : la géométrie du lit (section en travers, granulométrie, etc.) est calibrée par le cours d'eau de telle sorte qu'elle soit compatible avec le débit moyen transitant par ce cours d'eau. Pour cette raison, on trouve qu'il existe des corrélations fortes entre débit et dimensions de la section du cours d'eau ; comme le montre la figure 5.7, la largeur au miroir varie à peu près linéairement avec le débit de plein bord. On parle de *débit dominant* pour désigner un débit (suffisamment élevé) qui est capable de modifier la géométrie du lit. En fonction du terrain (pente, nature géologique du terrain, etc.), le cours d'eau a plusieurs possibilités pour optimiser le transit d'eau en ajustant la largeur, la profondeur, la sinuosité, etc.

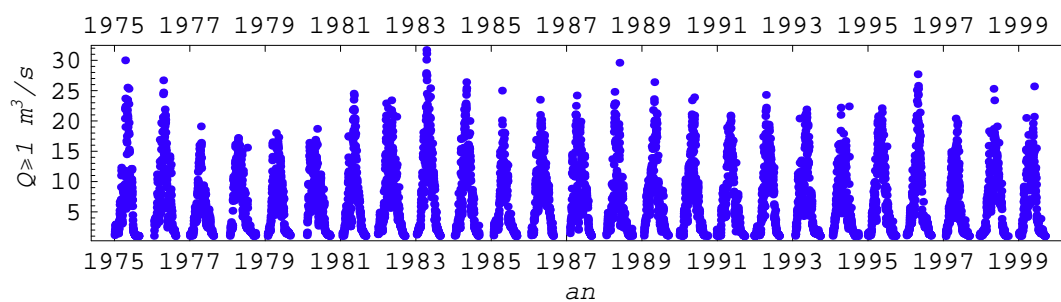


Figure 5.6 : variation du débit de pointe journalier sur la rivière Lonza (Valais) sur la période 1974–1999. Chaque point représente le débit maximal journalier.

Une difficulté supplémentaire dans l'étude de la stabilité d'un lit sur le long terme est qu'outre le débit liquide à faire transiter, il y a également un transport de sédiment. Les sédiments sont issus des pentes en montagne ; ils arrivent dans le cours d'eau sous forme de blocs grossiers et d'éléments plus ou moins fins. Ces éléments sont transportés et subissent une dégradation progressive et un tri granulométrique d'autant plus marqué que la pente du lit devient faible ; pour ces raisons, on observe que le diamètre moyen des grains du lit diminue régulièrement entre la source et le débouché du cours d'eau dans la mer ou l'océan.

Une *rivière alluviale* est un cours d'eau, dont le lit est creusé dans des dépôts de sédiments qui ont été transportés et déposés antérieurement par la rivière⁴. La section du lit est donc le fruit d'un ajustement entre le transport de sédiment et le débit. Pour un même cours d'eau, selon la section considérée, il existe en effet des interrelations étroites entre capacité de transport solide, débit liquide, et caractéristiques géométriques. Comme le montre la figure 5.7, on trouve des corrélations entre paramètres d'écoulements et les variables caractérisant la géométrie du lit. Ces interrelations sont généralement stables et laissent penser qu'il existe un état de pseudo-équilibre du cours d'eau où les variations locales et temporelles des débits solide et liquide sont contrebalancées sans problème particulier par différents mécanismes. On parle souvent d'*équilibre dynamique* du lit pour désigner cet ajustement continu du cours d'eau autour d'un état d'équilibre. Il existe cependant des circonstances pendant lesquelles cet équilibre peut être compromis : typiquement lors

4. Certains cours d'eau comme les torrents de montagne dans des gorges ou coulant sur des dépôts morainiques ne font pas partie des écoulements alluviaux.

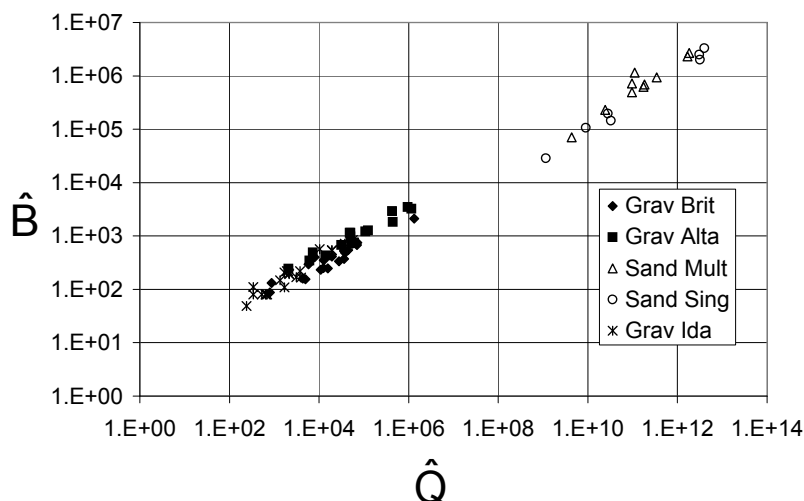


Figure 5.7 : relation entre largeur miroir et débit de plein bord pour des rivières de la région Alberta (Canada). D'après des données collectées par Gary Parker. La largeur au miroir a été écrite sous forme adimensionnelle: $\hat{B} = B/d_{50}$ et $\hat{Q} = Q/(d_{50}^{5/2} \sqrt{g})$, avec d_{50} le diamètre médian des grains composant le lit.

d'une crue de période de retour élevée (de quelques années à centaines d'années) ou bien à cause de l'action de l'homme (construction d'un barrage, prise d'eau, etc.), l'équilibre d'un cours peut être rompu, causant des désordres graves, brutaux, et rapides. Selon un concept développé par Lane au cours des années 1950, l'interrelation entre charges solide et hydraulique peut se résumer à travers une relation $Q \tan \theta \propto d_{50} q_s$, où Q est le débit liquide, $\tan \theta$ la pente, d_{50} le diamètre médian des particules, et q_s le débit solide (Church, 2006).

Compte tenu de la variation de la pente du cours d'eau et de la taille des sédiments, la géométrie du cours d'eau varie de façon très significative entre la source et le débouché (voir figure 5.8). Dans la partie amont, où le sédiment est fourni à la rivière, la pente est généralement forte et le lit est droit (quand il est vu en plan); le lit peut être incisé dans un matériau différent des sédiments qu'il transporte ou bien prendre place dans ses dépôts alluvionnaires. Au contraire, dans les zones de plaine, le cours d'eau coule exclusivement sur son propre alluvion généralement composé de matériaux fins (limons, sables, matériaux organiques). La sinuosité du lit croît le plus souvent de façon inverse à la pente du lit; inversement, plus la pente est faible, plus le cours d'eau a tendance une section d'écoulement unique et bien calibrée (section homogène). La figure 5.8 montre de façon plus précise la forme prise par un cours d'eau et le rôle des dépôts de sédiments.

Le profil longitudinal d'une rivière montre également une très grande variabilité. En général, même à faible débit liquide (et transport solide), un lit initialement plan ne le reste jamais bien longtemps. Comme le schématise la figure 5.9, si l'on part d'un lit plan (régime hydraulique dit inférieur, « lower regime » en anglais) et que le débit liquide est faible, mais suffisant à transporter un peu de sédiment, on observe la formation d'ondulations (« ripples » en anglais), qui croissent, migrent, coalescent avec d'autres structures. Finalement, leur stade mature est une structure morphologique appelée *dune* quand celle-ci se déplace dans le sens du courant et *anti-dune* quand elle remonte le courant.

La figure 5.10 montre comment évolue le fond quand on augmente le nombre de Froude.

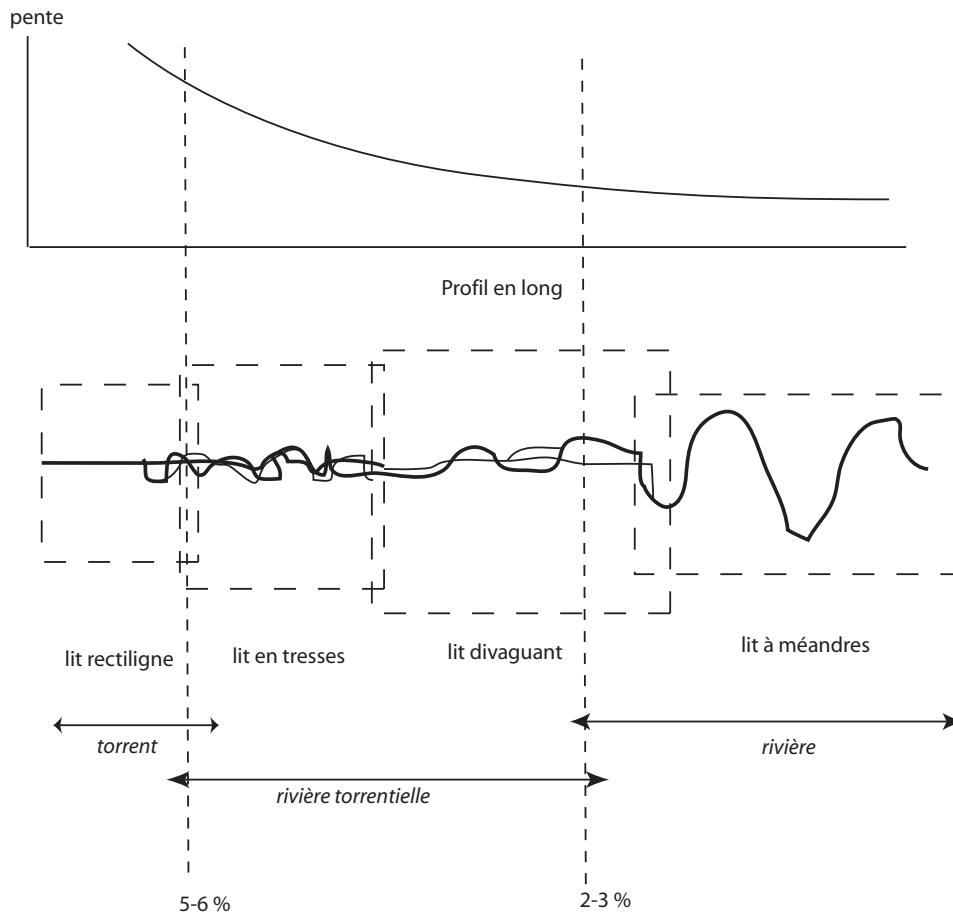


Figure 5.8 : vue en plan du lit d'une rivière.

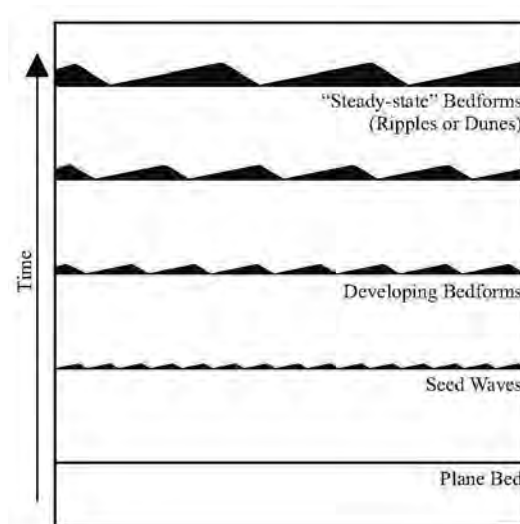


Figure 5.9 : au cours du temps, des structures morphologiques se développent dans les lits de sable (ou de gravier) lorsque le débit d'eau est suffisant (Coleman & Melville, 1996)

Typiquement partant d'un état où le lit est plan, de petites ondulations apparaissent rapidement (A), puis si le courant augmente, des structures telles que des dunes se forment (B et C). Au cours d'une crue, ces structures peuvent être détruites, le lit redevenant plan, mais l'écoulement d'eau est fortement chargé en sédiment (D et E). Si le débit augmente encore, le lit développe de nouveau des structures, qui peuvent migrer à contre courant (F et G). Pour les rivières torrentielles caractérisées par une valeur élevée du nombre de Froude, le lit présente souvent une alternance de *seuils* et de *mouilles* (pools and steps, voir H). La figure 5.11 présente une classification des structures morphologiques du lit en fonction des nombres de Froude et de Reynolds. On voit ainsi que la limite entre régimes d'écoulement inférieur et supérieur varie fortement entre le domaine des rivières (faible nombre de Reynolds particulière car le lit est composé de sédiment fin) et celui des rivières torrentielles (valeur élevée de Re car le diamètre d_{50} des grains du lit est grand).

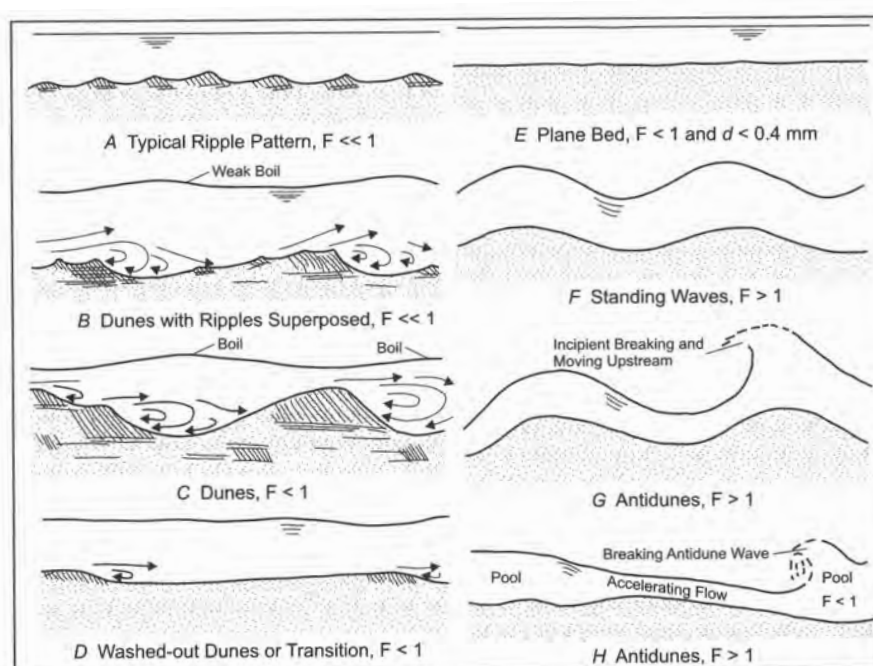


Figure 5.10 : évolution des structures morphologiques du lit en fonction du régime.

Ces structures morphologiques évoluent en permanence. Contrairement à ce qui en a été souvent dit dans la littérature, elles n'adoptent pas nécessairement une taille identique et ne sont pas régulièrement espacées (comme peut le laisser croire la figure 5.9), mais au contraire montrent une très grande variété de formes, de grandeurs, et de disposition. Ce sont des exemples de structures auto-organisées. Pour caractériser la rugosité du lit induite par des structures on peut introduire un paramètre de rugosité, qui n'est rien d'autre que la moyenne quadratique de la cote du lit en un certain nombre de points régulièrement espacés sur une longueur L :

$$w(L,t) = \left(\frac{1}{k} \sum_{i=1}^k (b(x_i,t) - \bar{b})^2 \right)^{1/2}, \quad (5.1)$$

où $b(x_i,t)$ est la cote du lit mesurée en x_i au temps t , k est le nombre de points considérés sur la longueur L , et \bar{b} est la cote moyenne du lit sur la longueur L . Comme le montre la

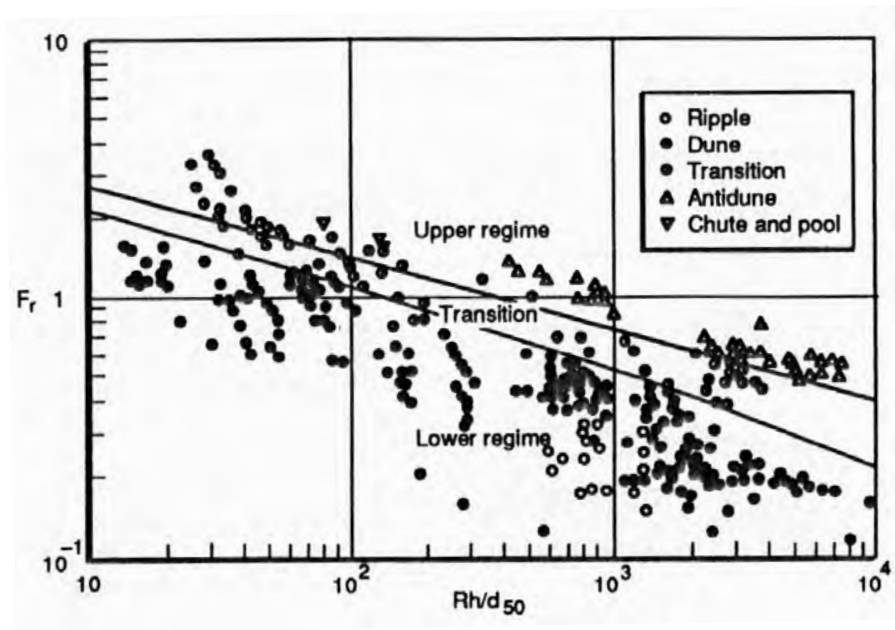


Figure 5.11 : classification des structures en fonction du nombre de Froude et du nombre de Reynolds particulaire. D'après (Julien, 1994).

figure 5.12, les données de laboratoire ou les mesures *in situ* montrent que la rugosité ainsi définie est une grandeur robuste pour le même cours d'eau et qu'elle varie comme une loi puissance :

$$w \propto L^{0,64}.$$

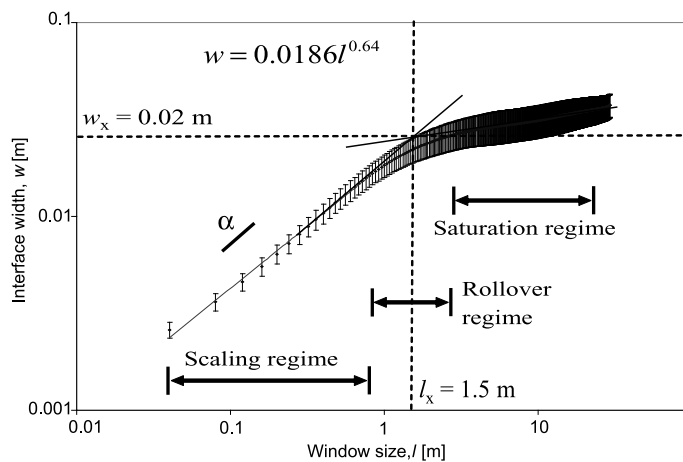


Figure 5.12 : variation de la rugosité en fonction de l'échelle de longueur l (Jerolmack & Mohrig, 2005)

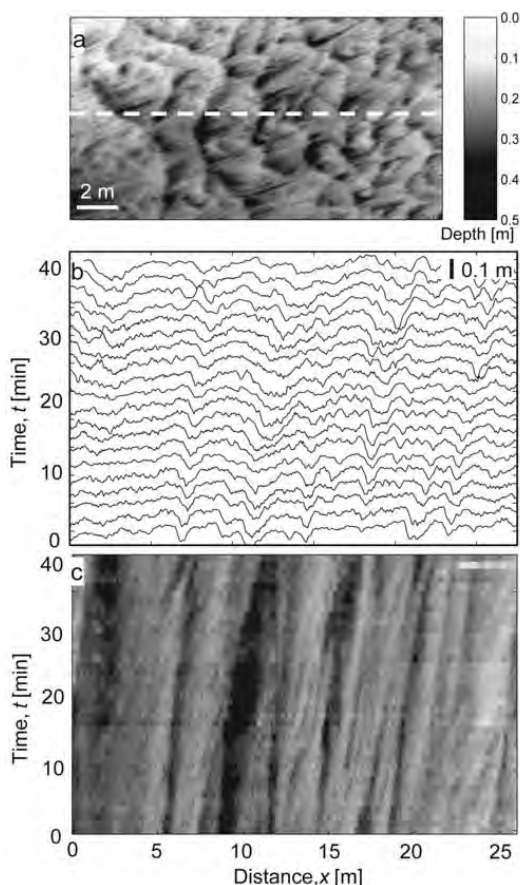


Figure 5.13 : au cours du temps, des structures morphologiques se développent dans les lits de sable (ou de gravier) lorsque le débit d'eau est suffisant (Jerolmack & Mohrig, 2005)

5.2 Hydraulique des canaux

Le théorème de Bernoulli offre une application intéressante pour étudier des écoulements permanents dans des canaux. Rappelons que ce théorème énonce que l'énergie $\Psi + p + k$ se conserve le long d'une ligne de courant pour un fluide non visqueux (avec p la pression, Ψ le potentiel gravitaire, et $k = \frac{1}{2}\rho\bar{u}^2$ l'énergie cinétique). Pour les fluides visqueux ou turbulents (ce qui est le cas en hydraulique), il faut tenir compte de la dissipation d'énergie, que l'on appelle *perte de charge*. Pour comprendre cette notion de dissipation, on peut faire une analogie utile avec le mouvement d'une bille le long d'un profil en forme de montagnes russes. Si la bille est non frottante (pas de dissipation d'énergie) et qu'on la lâche d'un point A, elle va rejoindre un point C à la même altitude que le point A. Tout le long du trajet, l'énergie totale E_t , c'est-à-dire la somme de l'énergie cinétique E_c et de l'énergie potentielle E_p se conserve : toute augmentation d'énergie cinétique se traduit par une diminution d'énergie potentielle et vice-versa. Dans le cas réel, le mouvement dissipe de l'énergie (sous forme de chaleur) et il s'ensuit que la bille remonte jusqu'à un point C dont l'altitude est inférieure à l'altitude initiale. La différence d'altitude traduit la perte d'énergie (perte de charge) subie par la bille. On a donc écrit

$$\Delta E_c + \Delta E_p = \Delta E_t,$$

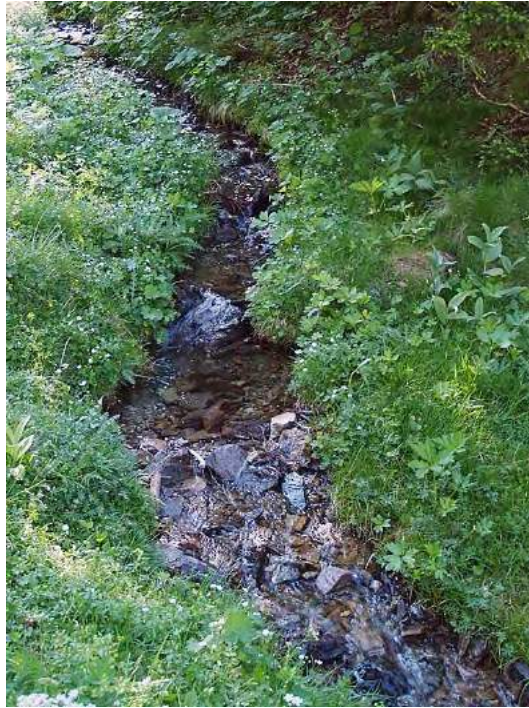


Figure 5.14 : l'alternance de seuils et de mouilles existe même pour les tout petits cours d'eau.



Figure 5.15 : turbulence dans un rivière à gravier (Séveraisse, Hautes-Alpes).

où Δ représente la différence d'énergie entre l'instant final (lorsque la bille est en C) et l'instant initial (bille en A). Cette relation trouve son pendant en hydraulique (où l'on convertit les énergies et potentiels en équivalent d'hauteur en eau en divisant par ρg):

$$\frac{1}{\rho g} \Delta(\Psi + p + k) = \Delta H,$$

avec ΔH la perte de charge.

On va commencer par définir la notion de charge.

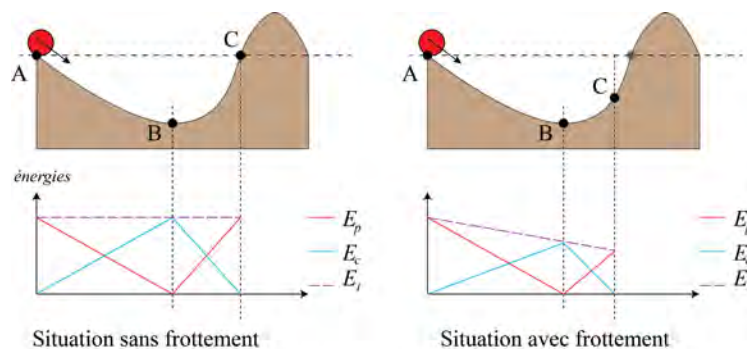


Figure 5.16 : mouvement d’une bille sous l’effet de la pesanteur. (a) cas idéal où la bille est non frottante. (b) cas réel, où le mouvement de la bille s’accompagne d’une dissipation d’énergie. La ligne en pointillé représente la variation de l’énergie totale E_t tandis que la courbe tiretée décrit la variation de l’énergie cinétique E_c au cours du mouvement de la bille.

5.2.1 Charge totale et charge spécifique

Considérons dans tout ce qui suit un canal ou une rivière de section rectangulaire de largeur B . Le débit total est noté Q ; le débit par unité de largeur est donc $q = Q/B$. La charge totale hydraulique s’écrit :

$$H = y_\ell + \underbrace{h + \frac{\bar{u}^2}{2g}}_{H_s},$$

avec y_ℓ la cote du fond, h la hauteur d’eau, et \bar{u} la vitesse moyenne de l’eau ($\bar{u} = q/h$). La charge totale représente l’énergie totale Ψ (énergie potentielle + énergie piézométrique + énergie cinétique) traduite en termes de hauteur (c’est-à-dire en divisant l’énergie par ρg). Comme le montre la figure 5.17, si on place un tube piézométrique (vertical) dans un écoulement permanent à surface libre, on n’observe aucune remontée (hormis capillaire) car la pression est hydrostatique au sein de l’écoulement ; en revanche, si l’on place un tube de Pitot, on observe une remontée de fluide, qui (en moyenne) est $\bar{u}^2/(2g)$. La charge spécifique H_s calculée en termes de hauteur est la somme de la hauteur d’écoulement h et de la hauteur $\bar{u}^2/(2g)$.

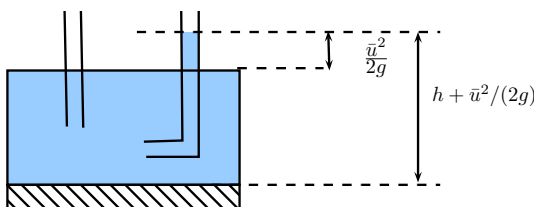


Figure 5.17 : charge hydraulique dans un écoulement à surface libre.

Pour simplifier, on a négligé le terme $\cos \theta$ devant h dans le terme de pression car le plus souvent on applique les calculs pour des canaux et rivières à faible pente ; il faut penser

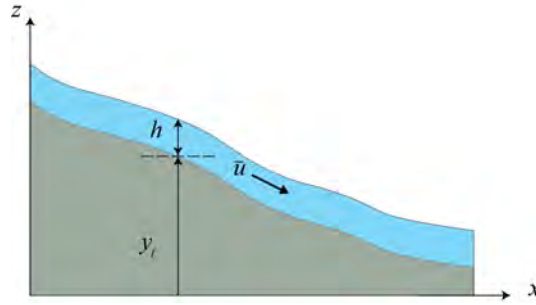


Figure 5.18 : ligne d'eau dans un canal.

à réintégrer ce terme pour des calculs à forte pente. La quantité

$$H_s = h + \frac{\bar{u}^2}{2g}$$

s'appelle l'énergie spécifique et représente l'énergie du fluide à une cote donnée (pression + énergie cinétique); la charge totale est donc la somme de la charge spécifique H_s et de l'énergie potentielle y_ℓ . Pour une pente donnée, l'énergie spécifique est une fonction de la hauteur ou bien du débit.

Débit à charge spécifique constante

Si on écrit la charge spécifique comme une fonction de la hauteur, on a :

$$H_s(h) = h + \frac{\bar{q}^2}{2gh^2},$$

d'où l'on tire que le débit par unité de largeur $q = \bar{u}h$ vaut

$$q(h) = \sqrt{2gh^2(H_s - h)}.$$

ou sous forme adimensionnelle

$$\boxed{q_* = \frac{q(h)}{\sqrt{gH_s^3}} = \sqrt{2\xi^2(1 - \xi)}}, \quad (5.2)$$

avec $\xi = h/H_s$. Il s'agit d'une courbe en cloche asymétrique prenant sa valeur maximale en $\xi = 2/3$ ($h = 2H_s/3$) puisque

$$\frac{dq_*}{d\xi} = \frac{2 - 3\xi}{\sqrt{2 - 2\xi}} = 0 \text{ pour } \xi = \frac{2}{3}.$$

Il s'ensuit que le débit ne peut pas prendre n'importe quelle valeur, mais varie entre 0 et $q_{max} = \sqrt{gh^3} = \sqrt{8gH_s^3/27}$. On note que pour ce débit maximal, on a $Fr = 1$ avec $Fr = \bar{u}/\sqrt{gh}$. Dans un cours d'eau, le débit maximal qui peut être atteint pour une charge spécifique donnée dans une section s'appelle le *débit critique* car il est associé à la condition $Fr = 1$, qui marque la transition entre deux régimes avec des comportements très distincts : les régimes *supercritique* et *subcritique*. La hauteur associée à ce débit s'appelle la hauteur critique h_c .

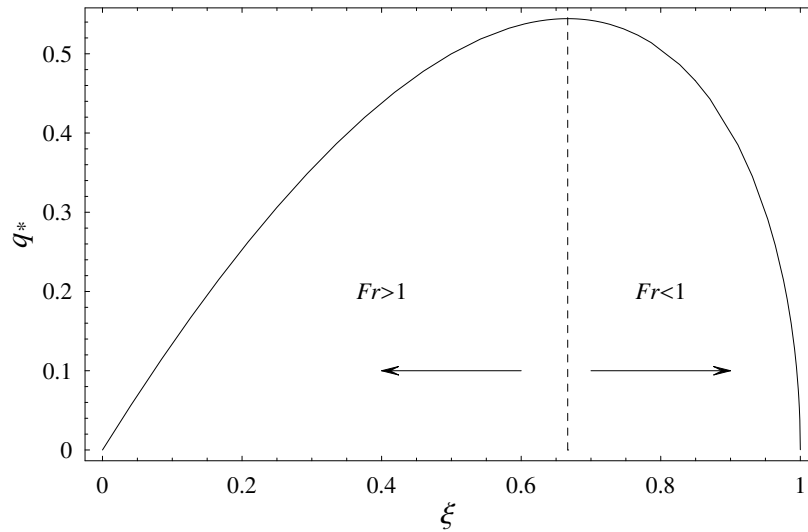


Figure 5.19 : variation de l'énergie spécifique avec la hauteur d'écoulement.

En résumé, il existe deux régimes possibles :

- un régime *supercritique* (régime appelé aussi torrentiel) : $h < h_c$;
- un régime *subcritique* (régime appelé fluvial) : $h > h_c$.

Hauteur à débit constant

Si l'on considère un canal rectangulaire avec un débit donné $0 < q < q_{max}$, l'énergie spécifique est une fonction de la hauteur :

$$H_s(h) = h + \frac{\bar{q}^2}{2gh^2},$$

que l'on peut écrire également sous forme adimensionnelle en divisant par la *hauteur critique*

$$h_c = \sqrt[3]{q^2/g}$$

(rappelons que c'est la hauteur pour laquelle le nombre de Froude vaut 1)

$$H_* = \frac{H_s}{h_c} = \xi + \frac{1}{2\xi^2},$$

avec $\xi = h/h_c$. La courbe correspondante est reportée à la figure 5.20 ; le comportement de cette courbe est le suivant :

- quand $h \rightarrow 0$, $H_s \propto q^2 h^{-2} \rightarrow \infty$: la charge diverge aux faibles profondeurs. On est dans le régime supercritique ;
- quand $h \rightarrow \infty$, $H_s \propto h$: la charge spécifique tend asymptotique vers la droite $H_s = h$; on est dans le régime subcritique.

Le minimum de H_s est atteint pour la *hauteur critique* puisque

$$\frac{dH_*}{d\xi} = 1 - \frac{2}{2\xi^3} = 0 \text{ pour } \xi = 1.$$

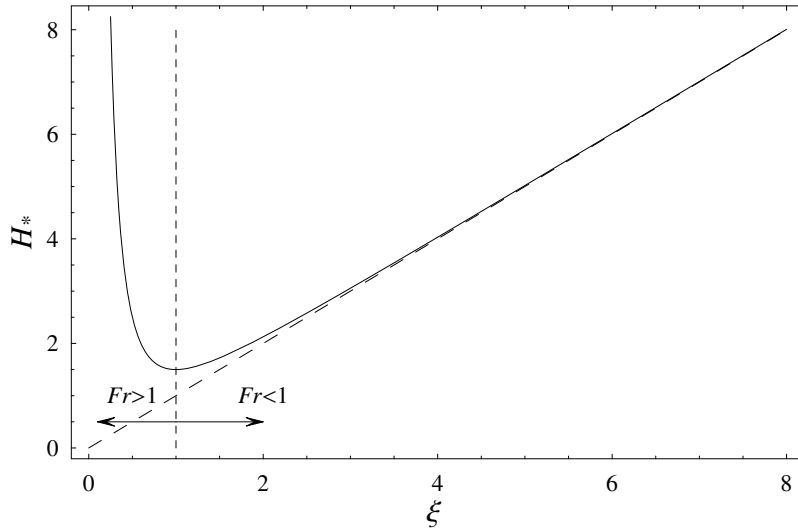


Figure 5.20 : variation de l'énergie spécifique avec la hauteur d'écoulement.

Le diagramme $H_s = H_s(\xi)$ (voir figure 5.20) permet de raisonner qualitativement sur la forme des courbes de remous pour un tronçon de canal dont la pente moyenne est notée $i = \tan \theta$. Il faut pour cela bien distinguer le cas supercritique du cas subcritique. Considérons un régime subcritique sur une marche d'escalier de hauteur $p = z_b - z_a$.

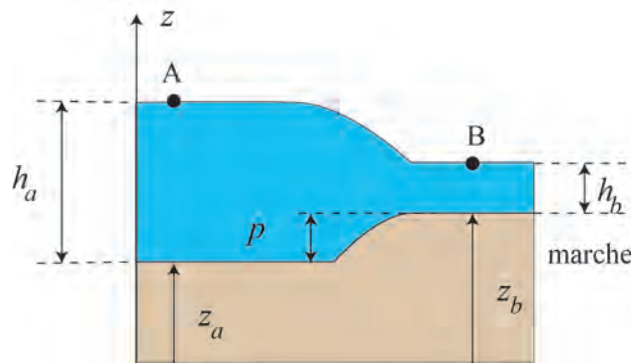


Figure 5.21 : courbe de remous sur une marche d'escalier en régime subcritique.

La charge totale se conservant⁵, on doit avoir une diminution de la charge spécifique d'une valeur égale à p

$$H_A = H_B = z + h + \frac{\bar{u}^2}{2g} \Rightarrow H_s(B) = H_s(A) - p.$$

Sur la figure 5.22, on a représenté les états ($\xi = h/h_c, H_*$) correspondants aux points A et B. Le point B est obtenu en opérant une translation verticale $-p/h_c$. On note que la hauteur h_b en B est nécessairement plus faible qu'en A. On peut reproduire le raisonnement dans le cas d'un régime supercritique et on trouve un résultat opposé: au passage d'une marche ascendante, la courbe de remous est croissante (augmentation de la hauteur entre les points A' et B' sur la figure 5.22).

5. Sur de courtes distances, les pertes de charge sont négligeables.

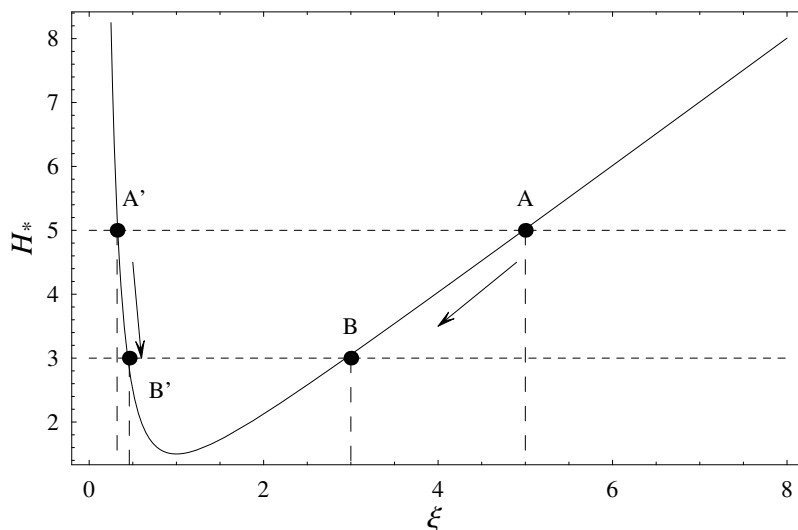


Figure 5.22 : variation de l'énergie spécifique avec la hauteur d'écoulement.

5.2.2 Courbes de remous obtenues par l'équation de Bernoulli

L'équation de Bernoulli permet également de trouver la variation de la cote de la surface libre pour une régiment graduellement varié permanent. Cette équation s'appelle *équation de remous*. En différenciant la charge totale H par rapport à x et en introduisant la pente de frottement : $j_f = -dH/dx$, on a :

$$-j_f = -i + \frac{dh}{dx} + \frac{d}{dx} \frac{q^2}{2gh^2},$$

soit encore :

$$\boxed{\frac{dh}{dx} = \frac{j_f - i}{Fr^2 - 1}} \quad (5.3)$$

On prendra garde qu'on a supposé ici qu'on avait un canal descendant dans la direction des x croissant : on a posé $i = -dz/dx > 0$. Si on change les axes ou les orientations du canal, il faut penser à veiller à ce que l'équation soit consistante avec ces changements.

La perte de charge j_f représente la dissipation d'énergie par la turbulence. On verra plus loin dans ce chapitre (voir § 5.3) qu'il existe plusieurs lois empiriques pour estimer j_f :

– loi de Chézy⁶ :

$$j_f = \frac{\bar{u}^2}{C^2 h},$$

avec C le coefficient de Chézy. Le plus souvent, on a C dans la fourchette 30 – 90 $m^{1/2} s^{-1}$;

6. Antoine de Chézy (1718–1798) était un ingénieur civil français. On lui doit la conception du canal de l'Yvette, qui alimentait Paris en eau potable. C'est à cette occasion que fut proposée la première formule connue reliant la pente d'un canal, la géométrie de la section en travers, et le débit. Il introduit également la notion de rayon hydraulique.

- loi de Manning⁷-Strickler⁸ :

$$j_f = \frac{\bar{u}^2}{K^2 h^{4/3}},$$

avec K le coefficient de Manning-Strickler. En pratique, K varie le plus souvent dans la gamme $10 - 100 \text{ m}^{1/3} \text{ s}^{-1}$. Il existe aussi des formules qui lient la valeur de K au diamètre des grains composant le lit. Par exemple, la formule de Jäggi donne $K = 23,2/d_{90}^{1/6}$ avec d_{90} le diamètre tel que 90 % des grains ont un diamètre inférieur.

On se référera au § 5.3.2 pour plus de détails.

5.3 Régime permanent uniforme

5.3.1 Relation d'équilibre pour un régime permanent uniforme

Considérons un bief uniforme (section en travers uniforme, rugosité uniforme) de pente $i = \tan \theta > 0$ et un débit constant. Dans ces conditions, on peut observer un régime permanent uniforme où il y a équilibre parfait entre frottement aux parois et force motrice (gravité). La hauteur est appelée *hauteur normale*. Considérons une tranche de fluide le long du lit (sur un petit morceau de bief AB) et écrivons que toute la force de pesanteur du volume de fluide soit être entièrement repris par le frottement aux parois (voir figure 5.23).

Pour un canal infiniment large, la contrainte à la paroi s'obtient à partir des équations de la conservation (locale) de la quantité de mouvement en régime permanent uniforme. On peut aussi l'obtenir en écrivant que le frottement au fond soit reprendre exactement le poids de la colonne d'eau au-dessus pour qu'il y ait équilibre, soit :

$$\tau_p = \rho g h \sin \theta,$$

De façon plus générale, pour un canal de section quelconque, le frottement le long du périmètre mouillé doit compenser la composante motrice du poids, soit

$$\chi \tau_p = S \rho g \sin \theta,$$

7. Robert Manning (1816–1897) était un ingénieur irlandais, travaillant tout d'abord dans l'administration irlandaise (drainage) avant de fonder sa propre société (travaux portuaires). Il est surtout connu pour la formule qu'il proposa en 1895 et qui synthétisait les données obtenues précédemment par le français Henry Bazin. La formule dite de Manning avait été obtenue en 1867 par Philippe Gauckler (1826–1905), un ingénieur français des Ponts et Chaussées, qui a notamment travaillé sur l'aménagement du Rhin en Alsace (Gauckler, 1867), puis en 1881 par Gotthilf Hagen (1797–1884), ingénieur hydraulicien prussien (Hagen, 1881). La postérité a retenu le nom de Manning pour des raisons obscures (Powell, 1962; Williams, 1970; Dooge, 1992) puisque la formule proposée par Manning est celle de Gauckler et si Manning cita la formule éponyme et montre son bon accord avec les données de Bazin, il l'écarta.

8. Albert Strickler (1887–1963) était un hydraulicien suisse. La première partie de sa carrière fut consacrée au développement de micro-centrales électriques ; il dirigea notamment la Société suisse de transmission électrique jusqu'à sa dissolution en 1939. Après 1939, il travailla comme consultant indépendant, principalement en Suisse alémanique. Le nom de Strickler est surtout connu grâce à l'important travail expérimental, qui permit d'établir la formule qui porte son nom et qui reprend la lois précédemment développée par Philippe Gauckler et Gotthilf Hagen, et citée par Robert Manning.

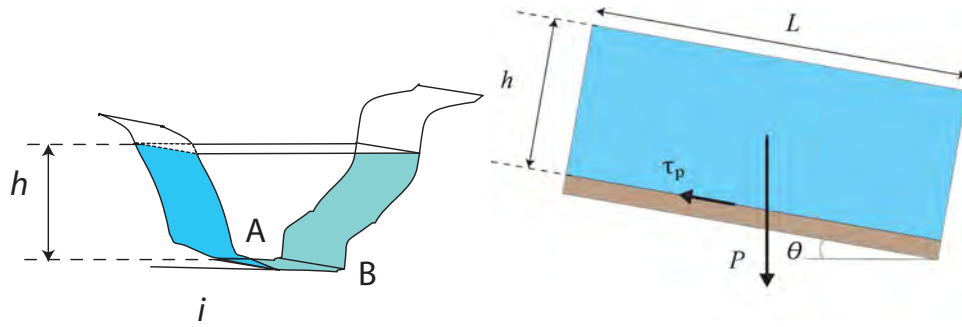


Figure 5.23 : équilibre d'une tranche de fluide. La hauteur h est ici le tirant d'eau puisqu'elle correspond à la hauteur maximale d'eau dans le cours d'eau.

avec χ le périmètre mouillé, ce qui donne :

$$\tau_p = \rho g \sin \theta R_H \approx \rho g i R_H, \quad (5.4)$$

(canal de section quelconque). Pour des pentes faibles, on a $\sin \theta \approx \tan \theta = i$.

Relation avec le théorème de Bernoulli :

Le théorème de Bernoulli s'écrit sur une petite tranche du bief de longueur $\delta L = dx$ (voir figure 5.24)

$$y_\ell(A) + h(A) + \frac{\bar{u}^2(A)}{2g} = y_\ell(B) + h(B) + \frac{\bar{u}^2(B)}{2g} + \Delta H,$$

avec y_ℓ la côte du fond. Comme le régime est supposé permanent et uniforme ($\bar{u}(A) = \bar{u}(B)$ et $h(A) = h(B)$), on déduit que

$$y_\ell(A) = y_\ell(B) + \Delta H.$$

En introduit la pente $y_\ell(A) - y_\ell(B) = idx$ et la perte de charge $\Delta H \approx dH$, on tire $idx = dH$. On introduit la pente de la perte de charge appelée *pente de frottement* (voir ci-dessous l'utilisation du théorème de Bernoulli) : $j_f = dH/dx$, avec H la charge hydraulique. La condition d'écoulement permanent uniforme s'écrit alors :

$$i = j_f.$$

5.3.2 Loi de frottement

Plusieurs lois empiriques ont été proposées pour établir la relation entre τ_p et les variables d'écoulement \bar{u} et h . Ces lois expriment les pertes de charge régulières dues aux frottements le long du lit (dissipation dans la couche limite) et par dissipation d'énergie turbulente.

Il existe également des pertes de charges singulières dues, par exemple, à la sinuosité du lit (provoquant des courants secondaires), à des obstacles (ponts, rochers, épis), à

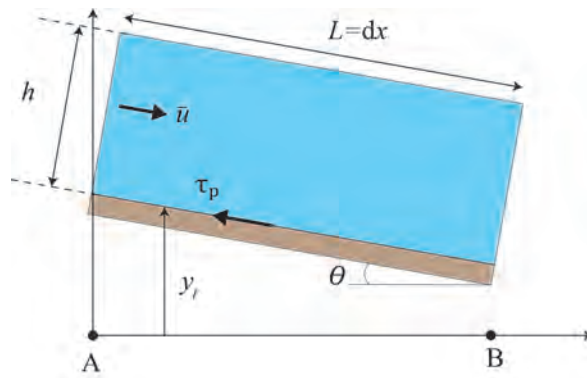


Figure 5.24 : équilibre d'un volume de fluide de longueur $L = dx$ et de hauteur uniforme h .

des changements de section. Il est possible de tenir compte de ces dissipations d'énergie localisées, mais c'est un exercice assez fastidieux et complexe qui est rarement entrepris en ingénierie. Assez souvent, ces pertes de charge singulières sont prises en compte en augmentant artificiellement les pertes de charge régulières.

Loi de Manning-Strickler

Certains proposent d'appeler la loi de Manning-Strickler loi de Gauckler-Manning-Strickler pour rétablir le rôle de Philippe Gauckler dans l'établissement de la formule (Powell, 1962; Dooge, 1992; Hager, 2001; Vischer, 1987), mais on conservera ici la désignation habituelle. C'est la loi la plus employée car valable pour une large gamme de débits et de rugosité; la contrainte pariétale s'écrit

$$\tau_p = \frac{\rho g}{K^2} \frac{\bar{u}^2}{R_H^{1/3}}, \quad (5.5)$$

avec K le coefficient de Manning-Strickler souvent relié à la rugosité du lit. Originellement, Strickler (1924) a relié ce coefficient à un diamètre typique de la rugosité du lit (sans le préciser, et par défaut on considère que ce diamètre est d_{50} :

$$K = \frac{21,1}{d_{50}^{1/6}}. \quad (5.6)$$

Meyer-Peter⁹ & Müller¹⁰ a considéré qu'il valait mieux prendre le diamètre d_{90} correspondant aux plus gros blocs (90 % des blocs ont un diamètre plus petit que d_{90}):

$$K = \frac{26}{d_{90}^{1/6}},$$

ou bien sa variante actuelle proposée par Jäggi (1984):

$$K = \frac{26}{k_s^{1/6}} = \frac{21,1}{d_{90}^{1/6}}.$$

C'est presque la même formule que celle de Strickler, mais l'échelle de rugosité est d_{90} au lieu de d_{50} ; cette échelle implique que la taille caractéristique de la rugosité est $k_s = 3,5d_{90}$ en accord avec certaines données de terrain (Hey, 1979). D'autres auteurs comme Wong & Parker (2006) recommandent de prendre plutôt $k_s = 2d_{90}$, ce qui est utilisée notamment dans la formule de Keulegan, et est cohérent avec des données de laboratoire (Kamphuis, 1974); dans ce cas, K est donné par

$$K = \frac{26}{k_s^{1/6}} = \frac{23,1}{d_{90}^{1/6}}.$$

Les valeurs de K sont aussi tabulées en fonction du type de cours d'eau:

- canal en béton lisse: $K = 55 - 80 \text{ m}^{1/3} \text{ s}^{-1}$;
- canal en terre: $K = 40 - 60 \text{ m}^{1/3} \text{ s}^{-1}$;
- rivière à galet, rectiligne, section uniforme: $K = 30 - 40 \text{ m}^{1/3} \text{ s}^{-1}$;
- rivière avec méandre, sinuosité, etc.: $K = 20 - 30 \text{ m}^{1/3} \text{ s}^{-1}$;
- rivière végétalisée ou torrent: $K = 10 \text{ m}^{1/3} \text{ s}^{-1}$.

Principalement dans les pays anglo-saxons, on écrit aussi K en fonction du *coefficient de Manning* n

$$K = \frac{1}{n}.$$

Notons que la formule de Manning-Strickler ne s'applique pas sur des fonds très lisses (béton lissé par exemple). On pose parfois la relation suivante

$$K < 78\bar{u}^{1/6},$$

qui fournit la borne supérieure du coefficient K en fonction de la vitesse moyenne \bar{u} . En pratique, cette borne supérieure se situe entre 80 et $100 \text{ m}^{1/3} \text{ s}^{-1}$.

9. Eugen Meyer-Peter (1883–1969) commença sa carrière comme ingénieur pour la société Zschokke à Zürich. En 1920, il fut nommé professeur d'hydraulique de l'ETHZ et créa un laboratoire d'hydraulique pour étudier expérimentalement des écoulements graduellement variés, du transport solide, de l'affouillement de fondations, etc. Les travaux les plus connus de Meyer-Peter sont ceux relatifs au transport de sédiment dans les rivières alpines, notamment la formule dite Meyer-Peter-Müller (1948) obtenue par la compilation de données expérimentales obtenues pendant 16 années à l'ETHZ.

10. Robert Müller (1908–1987) était un ingénieur hydraulicien suisse spécialisé dans le transport de sédiment et les problèmes d'érosion. Il fit l'essentiel de sa carrière au VAW de l'ETH, où il travailla notamment avec Hans Einstein et Eugen Meyer-Peter. En 1957, il démissionna et exerça une activité de conseil en hydraulique. Il s'intéressa plus particulièrement à la correction des eaux dans le canton du Jura et à la liaison des lacs de Murten, Bienne, et Neuchâtel.



↪ On se reportera à la publication « [Rauheiten in ausgesuchten schweizerischen Fließgewässern](#) » (en allemand) du Bundesamt für Wasser und Geologie (maintenant rattaché à l'Office fédéral de l'énergie) pour une analyse de 12 cours d'eau en Suisse pour différents débits. Cet ouvrage fournit une estimation du paramètre de Manning-Strickler K en fonction des conditions hydrologiques, morphologiques, granulométriques, et hydrauliques.

On pourra aussi se référer au site de l'[USGS](#) pour un catalogue de valeurs de $n = 1/K$ pour différentes rivières (américaines); le tableau fournit à la fois des photographies de biefs et les caractéristiques des sections mouillées.

Loi de Darcy-Weisbach

Pour les écoulements en charge, on emploie le plus souvent la formule de Darcy-Weisbach. Cette formule et ses variantes peuvent également s'appliquer à l'hydraulique à surface libre, surtout dans le cas de fond relativement lisse

$$\tau_p = \rho \frac{f}{8} \bar{u}^2, \quad (5.7)$$

avec :

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2 \log_{10} \left(\frac{k_s}{14,8 R_H} + \frac{2,51}{\text{Re} \sqrt{f}} \right),$$

(formule de Colebrook-White où l'on remplace le diamètre hydraulique par $4R_H$). Cette équation non linéaire est complexe à résoudre et on lui préfère une forme approchée :

$$\sqrt{\frac{8}{f}} = 3,38 + 5,75 \log_{10} \frac{R_H}{d_{84}}. \quad (5.8)$$

On prendra garde que dans un certain nombre de formules de résistance (dont la loi de Darcy-Weisbach), le nombre de Reynolds est défini à partir du rayon hydraulique

$$\text{Re} = \frac{4R_H \bar{u}}{\nu},$$

car en hydraulique en charge, le nombre de Reynolds est défini à partir du diamètre hydraulique D_H et qu'on a $D_H = 4R_H$.



Loi de Chézy

La loi de Chézy est la formule historique, peu utilisée aujourd'hui si ce n'est pour obtenir des ordres de grandeur

$$\tau_p = \frac{\rho g}{C^2} \bar{u}^2, \quad (5.9)$$

avec C le coefficient de Chézy variant dans la fourchette $30-90 \text{ m}^{1/2}\text{s}^{-1}$ (du plus rugueux au plus lisse).

Loi de Keulegan

Pendant longtemps, on a utilisé le profil de vitesse logarithmique (en principe valable uniquement près du fond) pour décrire tout le profil de vitesse d'un écoulement hydraulique.

quement turbulent dans un canal. Fondée sur cette approximation, la loi de Keulegan¹¹ est une formule bien adaptée pour les écoulements sur des lits à gravier. Elle revient à supposer que la contrainte à la paroi serait similaire à celle donnée par la formule de Chézy, mais avec un coefficient $C = \sqrt{g}\kappa^{-1} \ln(11h/k_s)$ fonction de la hauteur d'eau et de la rugosité, soit encore :

$$\tau_p = \frac{\kappa^2}{\ln^2(11h/k_s)} \rho \bar{u}^2, \quad (5.10)$$

avec κ la constante de von Kármán et k_s une taille caractéristique des rugosités du lit ($k_s \approx 2d_{90}$) (Keulegan, 1938). La formule est valable tant que le fond est suffisamment rugueux, c'est-à-dire $h/k_s < 10$. Cette formule peut se généraliser à des géométries plus complexes en substituant la hauteur h par le rayon hydraulique R_H .

Notons que de nos jours, on préfère employer une loi puissance de type Manning-Strickler plutôt qu'une loi logarithmique pour relier le coefficient de Chézy aux paramètres hydrauliques. Par exemple, pour des lits à gravier (fond mobile), la formule de Parker donne

$$C = 8,10\sqrt{g} \left(\frac{h}{k_s} \right)^{1/6},$$

qui fournit des résultats bien meilleurs que la formule de Keulegan pour des lits très rugueux ($h/k_s < 5$).

Synthèse

On en déduit facilement les différentes formules du régime permanent uniforme ; elle sont recensées dans le tableau 5.2. La relation $q = f(h)$ (ou bien $\bar{u} = f(h)$) est appelée *courbe de tarage* ou bien *loi d'écoulement* ou bien encore *débitance* du canal.

Tableau 5.2 : vitesse moyenne, hauteur normale, et pente de frottement selon la loi de frottement utilisée.

loi de frottement	\bar{u}	h_n^a	j_f
Manning-Strickler	$\bar{u} = K\sqrt{i}R_H^{2/3}$	$h_n = \left(\frac{q}{K\sqrt{i}} \right)^{3/5}$	$j_f = \frac{\bar{u}^2}{K^2 R_H^{4/3}}$
Darcy-Weisbach	$\bar{u} = \sqrt{\frac{8g}{f}} \sqrt{i} R_H^{1/2}$	$h_n = \left(q \sqrt{\frac{f}{8gi}} \right)^{2/3}$	$j_f = \frac{\bar{u}^2}{2g} \frac{f(R_H)}{4R_H}$
Chézy	$\bar{u} = C\sqrt{i}R_H^{1/2}$	$h_n = \left(q \frac{1}{C\sqrt{i}} \right)^{2/3}$	$j_f = \frac{\bar{u}^2}{C^2 R_H}$

^a uniquement pour un canal infiniment large

11. Garbis Hvannes Keulegan (1890–1989) était un mécanicien américain d'origine arménienne. Il commença ses études en Turquie, puis émigra aux États-Unis pour les achever. Il fit l'essentiel de sa carrière dans le National Bureau of Standards (NBS), où il participa à la création du NBS National Hydraulic Laboratory. Ingénieur de recherche, il travailla principalement sur les écoulements turbulents stratifiés. La loi qui porte son nom date de 1938 et résultait d'une étude expérimentale des profils de vitesse pour des écoulements à surface libre dans des canaux rugueux.

5.3.3 Justification physique

Dans la majorité des cas, le régime d'écoulement de la phase fluide est turbulent. On pourra consulter le chapitre 6, et plus particulièrement § 6.9, pour mieux comprendre la turbulence. On offre ici une première approche pour expliciter d'où viennent les résultats obtenus par Keulegan (Keulegan, 1938). Une loi de comportement prenant en compte la turbulence peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\Sigma = -p\mathbf{1} + 2\mu\mathbf{D} + \langle \rho_f \mathbf{u}' \otimes \mathbf{u}' \rangle$$

où \mathbf{u}' est la fluctuation de vitesse, $\langle \rangle$ désigne un opérateur moyenne. Dans cette expression, le premier terme représente les effets de pression du fluide (à cause de l'incompressibilité c'est un terme indéterminé qui doit être trouvé en résolvant les équations du mouvement). Le second terme (loi de Newton) représente les termes de viscosité. Le troisième terme, appelé tenseur de Reynolds, représente les effets des fluctuations de vitesse liées à la turbulence. Une pratique courante consiste à négliger la contribution visqueuse (compte tenu du nombre de Reynolds) et à supposer que les fluctuations de vitesse sont du même ordre de grandeur et peuvent être liées à la vitesse moyenne du fluide de la façon suivante :

$$u'_x \approx u'_y \approx \ell_m \frac{du_y}{dy}$$

Cette hypothèse, due à Prandtl, tire son origine d'une analogie avec le libre parcours moyen d'une particule dans la théorie cinétique des gaz de Boltzmann. Le coefficient de proportionnalité ℓ_m introduit dans l'équation est appelé *longueur de mélange*. La valeur de la longueur de mélange a été déduite expérimentalement. Une difficulté dans la détermination de ℓ_m est qu'elle n'a pas en général de caractère intrinsèque excepté dans des régions sous influence de parois (écoulements dits pariétaux).

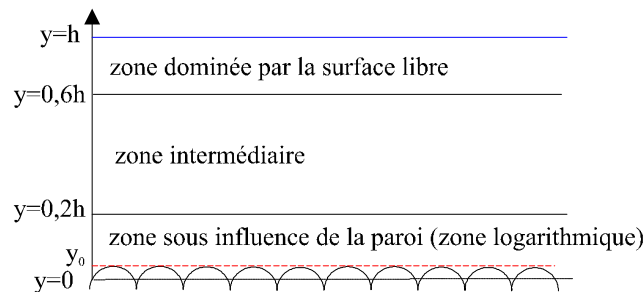


Figure 5.25 : délimitation et typologie des zones turbulentes dans un écoulement à surface libre.

Ainsi, pour des écoulement à surface libre dans des canaux droits inclinés, il est possible de distinguer *grosso modo* trois zones turbulentes :

- près de la paroi, la turbulence est générée par la rugosité et des processus internes liés à la sous-couche visqueuse (à proximité immédiate de la paroi). Une hypothèse usuelle tirée d'arguments dimensionnels est de relier la longueur de mélange à la profondeur de la manière suivante :

$$\ell_m = \kappa y$$

avec κ la constante de von Kármán ($\kappa \approx 0,4$). Cette zone s'étendant sur environ 20 % de la hauteur d'écoulement est appelée *zone logarithmique* pour des raisons indiquées ci-après ;

- près de la surface libre, la turbulence est fortement influencée par la surface libre ;
- entre les deux interfaces, se trouve une région dite intermédiaire où la turbulence résulte d'échanges entre les deux zones productrices précédentes. La valeur de la longueur de mélange dans les deux régions supérieures peut être estimée de la manière suivante :

$$\ell_m \approx \beta h$$

avec β un paramètre empirique de valeur proche de 0,12.

Examinons ce qui se passe pour l'écoulement près de la paroi. En régime permanent uniforme, l'équation du mouvement s'écrit :

$$\tau = \rho_f g \sin \theta (h - y) = \rho_f \left(\kappa y \frac{du}{dy} \right)^2,$$

où $\rho_f g \sin \theta (h - y)$ est la contrainte de cisaillement déduite de l'équation de conservation de mouvement en régime permanent uniforme. En introduisant la vitesse de frottement à la paroi

$$u_* = \sqrt{\tau_p / \rho_f} = \sqrt{gh \sin \theta},$$

on obtient :

$$\frac{du}{dy} = \frac{1}{\kappa} \frac{u_*}{y} \sqrt{1 - \frac{y}{h}}.$$

En se limitant aux termes du premier ordre en y/h , puis par intégration, on obtient le profil de vitesse à proximité de la paroi :

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{y_0},$$

où y_0 est une profondeur à laquelle on admet que la vitesse s'annule. On trouve donc que le profil des vitesses moyennes est logarithmique. Naturellement, cette expression, valable pour des parois lisses, doit être corrigée si l'on veut prendre en compte une rugosité du fond. Pour des surfaces rugueuses, deux types de condition aux limites sont mis en évidence en fonction de la taille typique des grains composant la rugosité (k_s) et de l'épaisseur de la sous-couche visqueuse (δ) :

- les surfaces dites lisses ($k_s \ll \delta$);
- celles dites rugueuses ($k_s \gg \delta$).

Pour une surface rugueuse, les expériences en conduite indiquent que la distance y_0 vérifie : $y_0 = k_s/30$. Dans ce cas, par intégration du profil des vitesses moyennes et en supposant que la hauteur d'écoulement h est bien plus grande que la distance y_0 , on déduit que la vitesse moyenne de l'écoulement est :

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \left(\ln \frac{30h}{k_s} - 1 \right) \approx 2,5 \ln \frac{11h}{k_s}.$$

En pratique, il est souvent commode d'exprimer la vitesse moyenne à la hauteur d'écoulement par l'intermédiaire du coefficient de Chézy C :

$$\bar{u} = C \sqrt{\sin \theta} \sqrt{h}.$$

On obtient par simple comparaison :

$$C = \frac{\sqrt{g}}{\kappa} \ln \frac{30h}{k_s} \approx 7,83 \ln \frac{11h}{k_s},$$

exprimé en $\text{m}^{1/2} \cdot \text{s}^{-1}$.

Pour une surface plane (en pratique pour des rugosités de surface inférieures à 250 mm), les expériences montrent que la distance y_0 vérifie : $y_0 \approx \nu/9u_*$. On en déduit que le profil de vitesse près d'une paroi lisse :

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{9u_*y}{e\nu},$$

avec $e = 2,718$.

Jusqu'à une époque récente, une pratique courante consistait à extrapoler à tout l'écoulement l'expression de la longueur de mélange valable à la paroi. À partir des années 1960, des termes de correction ont été rajoutés pour tenir compte de la modification de la turbulence loin des parois. Parmi les plus connues, la loi (empirique) de sillage de Coles donne de bons résultats pour de nombreuses classes d'écoulement. La méthode consiste à ajouter à la loi logarithmique un terme correctif de la forme suivante :

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{y_0} + \frac{\Pi}{\kappa} \sin \frac{\pi z}{2h},$$

avec Π un paramètre d'intensité, valant approximativement 0,2 lorsque le nombre de Reynolds $Re = \bar{u}h/\nu$ est supérieur à 2000 et proche de zéro lorsque le nombre de Reynolds est inférieur à 500 (pour un canal à surface libre). Une autre méthode de correction consiste à considérer la variation de la longueur de mélange en fonction de la profondeur comme cela a été vu plus haut.

5.3.4 Hauteur normale selon la section d'écoulement

Hauteur normale et courbe de tarage

La hauteur normale est la profondeur moyenne d'eau en régime permanent uniforme. Elle se calcule en égalant contrainte pariétale et contrainte motrice. Par exemple, si l'on applique une loi de type Manning-Strickler, on obtient une équation implicite pour h_n

$$Q = \bar{h}B\bar{u} = KR_H^{2/3}\sqrt{i}S,$$

(avec $S = \bar{h}B = f(h_n)$ la section d'écoulement, B la largeur au miroir, Q le débit total, \bar{h} la hauteur moyenne d'eau) qui peut se résoudre explicitement dans le cas d'un canal infiniment large ($B \gg h$, soit $R_H \approx h$):

$$h_n = \left(\frac{q}{K\sqrt{i}} \right)^{3/5},$$

avec q le débit par unité de largeur. La hauteur normale est une fonction du débit et de la pente. Elle correspond au tirant d'eau pour un canal rectangulaire ou un canal infiniment large, mais s'en distingue dans les autres cas. À pente constante, la relation $h = f(q)$ est appelée *courbe de tarage* ou de *débitance*. Sa représentation graphique se présente sous la forme d'une courbe avec deux branches :

- pour les petits débits, une augmentation rapide de la hauteur avec le débit ;

- quand le débit dépasse le débit de plein bord, le cours d'eau quitte son lit mineur, ce qui se traduit par une faible augmentation de la hauteur quand le débit croît.

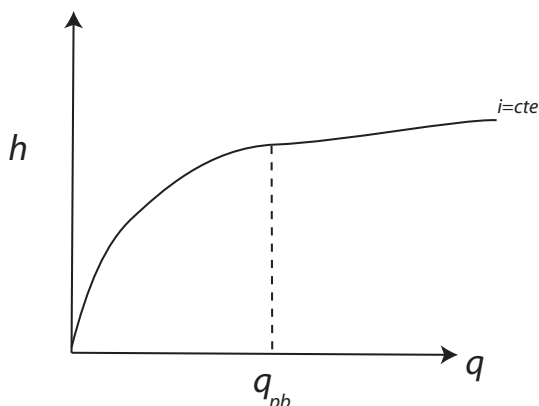


Figure 5.26 : courbe de tarage.

Les géométries de canaux les plus courantes sont la section trapézoïdale (en terre pour la navigation et l'irrigation), rectangulaire (béton ou maçonnerie pour les aménagements hydrauliques), ou circulaire (en béton pour l'assainissement pluvial).

Tableau 5.3 : hauteur, section, périmètre mouillé pour trois géométries usuelles.

type	circulaire	rectangulaire	trapézoïdal
h	$R(1 - \cos \delta)$	h	h
S	$R^2(\delta - \sin \delta \cos \delta)$	Bh	$(B + b)h/2$
χ	$2R\delta$	$B + 2h$	$2h / \cos \phi + b$

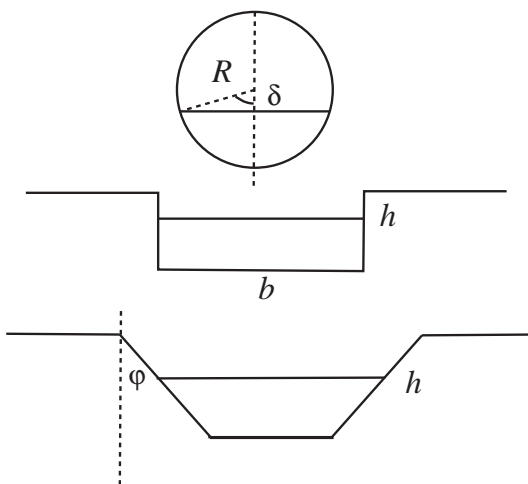


Figure 5.27 : sections usuelles pour des canaux.

Granulométrie et résistance à l'écoulement

La résistance à l'écoulement est en grande partie liée à la taille des grains. Par exemple, il existe des formules empiriques donnant le coefficient de Manning-Strickler en fonction

de la granulométrie telle que la formule de Meyer-Peter et Müller

$$K = \frac{26}{d_{90}^{1/6}},$$

ou bien la formule plus récente de Jäggi

$$K = \frac{23,2}{d_{90}^{1/6}},$$

ou encore celle de Raudkivi

$$K = \frac{24}{d_{65}^{1/6}},$$

avec d_{65} le diamètre des particules tel que 65 % (en poids) des grains du lit aient un diamètre inférieur.

La morphologie d'un chenal varie en fonction de la pente de telle sorte qu'il y ait un certain équilibre entre la pente (terme gravitaire moteur dans les équations du mouvement), le débit liquide, et le débit solide :

- Pour les rivières (naturelles) de plaine, la sinuosité du lit, la possibilité de migration des méandres, et le développement de structures morphologiques (dunes, bancs de sable) permettent d'obtenir cet équilibre moyen.
- Pour les rivières torrentielles et les torrents, cet équilibre se manifeste principalement à travers un équilibre de la section en travers et il existe une relation entre granulométrie du lit, capacité de transport, et débit dominant ; la dissipation d'énergie est variable en fonction de la composition granulométrique du lit (plus le lit est grossier, plus la dissipation d'énergie est importante) et des *structures morphologiques* (distribution régulière de seuils et de mouilles, antidune). En général, les lits composés d'éléments granulométriques variés sont pavés (*armoring* en anglais), c'est-à-dire qu'il se forme une couche à la surface du lit, composée d'éléments grossiers, offrant une bonne résistance à l'érosion et permettant de dissiper suffisamment d'énergie. Le pavage est généralement stable (c'est-à-dire il n'est pas « affouillé » par les petites crues), mais il peut être détruit lors de grosses crues. Pavage et structures morphologiques évoluent sans cesse soit par ajustement local (petite crue), soit par déstabilisation massive, puis restructuration ; les échelles de temps associées varient fortement :

Tableau 5.4 : durée moyenne de vie T (en années) du pavage et des structures morphologiques.

<i>type</i>	T
pavage	1–2
seuil	20–50
alternance seuil/mouille	100–1000

Limites des relations $\bar{u}(h, \theta)$

La principale difficulté dans l'application des formules de régime permanent où l'on suppose que $\bar{u} = \bar{u}(h, \theta)$ est que pour un certain nombre de rivières, la pente est loin

d'être uniforme même sur de petits espaces de longueur. Un exemple typique est donné par les rivières torrentielles avec un lit irrégulier fait de *seuils* et *mouilles* (« step and pool rivers » en anglais) qui

- aux basses eaux montrent une courbe de remous très irrégulière suivant le relief du lit (importante dissipation d'énergie). Dans ce cas, le mouvement moyen n'est pas dicté par une relation de la forme $u(h, \theta)$ (succession de régimes graduellement et rapidement variés);
- aux hautes eaux montrent une courbe de remous uniforme qui est plus ou moins parallèle à la ligne moyenne du lit. Dans ce cas, il est possible d'aboutir à une relation $\bar{u}(h, \theta)$.

Pour ce type de rivière, il n'est pas possible de trouver une relation univoque $\bar{u} = \bar{u}(h, \theta)$ pour toutes les hauteurs d'écoulement. Cette indétermination est aggravée lorsqu'il y a transport solide car les formes du fond peuvent changer au cours d'une même crue, ce qui amène à un changement de la relation $\bar{u} = \bar{u}(h, \theta)$ pour un bief donné.

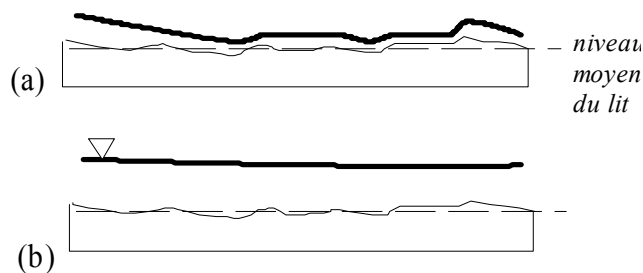


Figure 5.28 : forme de la courbe de remous en (a) basses eaux, (b) hautes eaux.

De même, le coefficient de rugosité du lit peut varier de façon significative avec le tirant d'eau pour les raisons suivantes :

- la rugosité du fond et des berges ne sont pas identiques (par exemple à cause de la végétation). Il faut alors employer des méthodes spécifiques pour calculer une rugosité équivalente. Il existe plusieurs de ces méthodes : méthode d'Einstein, des parallèles confondues, etc.
- si le cours d'eau déborde de son lit mineur, il va rencontrer une rugosité très différente (terrains agricoles, routes, obstacles, etc.).

Le coefficient de Manning-Strickler peut à la fois traduire la dissipation d'énergie locale, c'est-à-dire due au frottement contre les grains du lit, mais également une dissipation d'énergie plus globale liée à la dissipation turbulente. Cette dernière est en partie connectée aux structures morphologiques du lit, qui interagissent avec les grandes structures turbulentes advectées par l'écoulement. Au cours d'une crue, les structures morphologiques peuvent évoluer fortement, ce qui dans certains cas peut aller jusqu'à leur destruction (voir figure 5.10). Dans ce cas-là, on assiste à une variation très importante de la résistance à l'écoulement ; cela se manifeste par exemple par une modification significative de la valeur de K au cours de la crue. La figure 5.29 montre un exemple de modification de la valeur du coefficient de Manning $n = 1/K$ durant une forte crue.

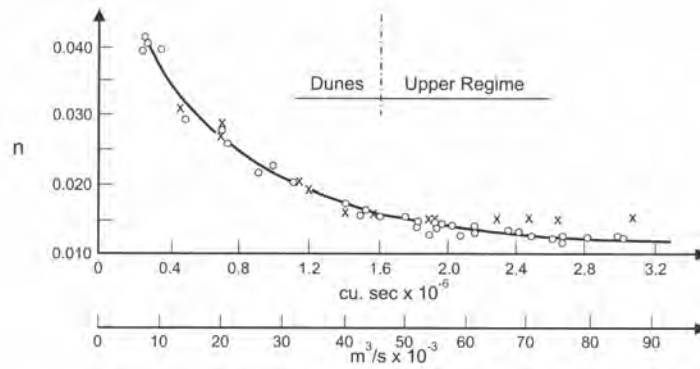


Figure 5.29 : variation de $n = 1/K$ au cours d'une crue.

Structure morphologique

Toutes les relations vues précédemment ne sont valables que pour des cours d'eau à fond fixe et droit. Lorsque le lit présente des structures morphologiques (comme des dunes), une sinuosité (méandres), et un fond mobile, **la résistance à l'écoulement peut croître de façon notable.**

Ainsi lorsqu'il y a des structures morphologiques de type dune, il faut tenir compte des dissipations supplémentaires induites. La dissipation d'énergie due à la présence de ces structures peut être importante. Elle est due :

- à la création de tourbillons à grande échelle au sein du fluide (processus prédominant pour les dunes) ;
- au remous de la surface libre, avec parfois apparition de ressauts hydrauliques (processus prédominant pour les anti-dunes).

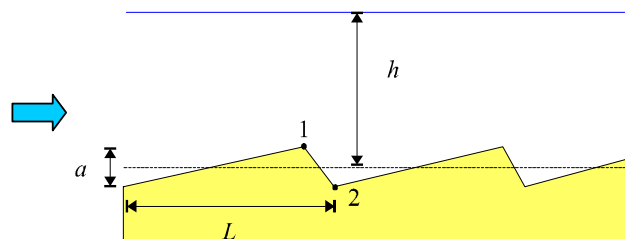


Figure 5.30 : géométrie simplifiée d'une dune.

Pour quantifier ces effets, considérons une alternance de dunes le long du lit, de hauteur caractéristique a et de longueur L . En première approximation, on peut admettre que l'on peut assimiler la dissipation d'énergie induite par les dunes à une perte de charge singulière : la dune se comporte comme un rétrécissement de la section d'écoulement, suivi d'un élargissement brusque. À l'aide d'une formule de perte de charge pour écoulements divergents de type Borda, appliquée entre les points 1 et 2, on trouve :

$$\Delta H_1 = \alpha \frac{(\bar{u}_1 - \bar{u}_2)^2}{2g} \approx \alpha \frac{\bar{u}^2}{2g} \left(\frac{a}{h} \right)^2,$$

où α est un coefficient de perte de charge. La profondeur d'eau h est calculée par rapport à une ligne fictive, qui représente l'altitude moyenne du fond (représentée par une ligne fine à la figure 5.30). La vitesse au point 1 est donc: $\bar{u}_1 = q/(h - a/2)$ tandis qu'en 2, on a $\bar{u}_2 = q/(h + a/2)$.

Cette perte de charge singulière s'ajoute à la dissipation d'énergie par frottement sur le fond

$$\Delta H_2 = L \frac{C_f \bar{u}^2}{R_H 2g} \approx L \frac{C_f \bar{u}^2}{h 2g},$$

avec $C_f = f/4$ le coefficient de frottement qui peut être relié, par exemple, au coefficient de Strickler

$$\tau_p = \frac{1}{2} C_f \rho \bar{u}^2 = \frac{\rho g}{K^2} \frac{\bar{u}^2}{R_H^{1/3}} \Rightarrow C_f = \frac{2g}{K^2 R_H^{1/3}},$$

ou bien au coefficient de Chézy

$$\tau_p = \frac{1}{2} C_f \rho \bar{u}^2 = \frac{\rho g}{C^2} \bar{u}^2 \Rightarrow C_f = \frac{2g}{C^2}.$$

La perte de charge totale est donc

$$\Delta H = \Delta H_1 + \Delta H_2 = \alpha \frac{\bar{u}^2}{2g} \left(\frac{a}{h} \right)^2 + L \frac{C_f \bar{u}^2}{R_H 2g},$$

On peut calculer un coefficient de frottement équivalent C_f^* comme étant la somme des pertes de charge locale dues à la dune:

$$\Delta H = C_f^* \frac{L \bar{u}^2}{h 2g},$$

soit encore

$$C_f^* = C_f + \alpha \frac{a^2}{Lh}.$$

On peut également en déduire un coefficient de Chézy équivalent: $C_{eq.} = \sqrt{2g/C_f^*}$. On en déduit une nouvelle loi d'écoulement similaire à l'équation (voir tableau 5.2) obtenue pour un régime uniforme sur fond plat:

$$\bar{u} = C \sqrt{\frac{Lh}{Lh + \alpha a^2 C^2 / (2g)}} \sqrt{\sin \theta} \sqrt{h}.$$

Ce petit calcul simple permet de montrer que, plus la taille de la dune augmente, plus la vitesse moyenne d'écoulement diminue. Il existe des formules empiriques comme celle de Sugio pour des cours d'eau naturels ($0,1 < d_{50} < 130$ mm) et des canaux ($0,2 < k_s < 7$ mm):

$$\bar{u} = K R_H^{0,54} i^{0,27},$$

avec $K = 54 - 80$ pour des dunes, $K = 43$ pour une rivière à méandre. D'autres formules ont été développées, mais elles présentent à peu près toutes l'inconvénient de ne fournir que des tendances car les données expérimentales sont très dispersées.

5.4 Régime permanent non-uniforme

5.4.1 Canal large

L'équation de remous peut se mettre sous la forme usuelle :

$$\boxed{\frac{dh}{dx} = \frac{j_f - i}{Fr^2 - 1}}, \quad (5.11)$$

où l'on a introduit $i = \tan \theta$ et la *pente de frottement*

$$j_f = \frac{\tau_p}{\rho g R_h \cos \theta},$$

et le nombre de Froude

$$Fr = \frac{\bar{u}}{\sqrt{gh \cos \theta}}.$$

Comme précédemment au § 5.2.2, on rappelle qu'on a supposé ici qu'on avait un canal descendant dans la direction des x croissant : on a posé $i = -dz/dx > 0$. Si on change les axes ou les orientations du canal, il faut penser à veiller à ce que l'équation soit consistante avec ces changements.

Dans le cas d'un canal infiniment large sur faible pente ($R_h \sim h$ et $\cos \theta \sim 1$) et d'une rugosité de type Chézy, on peut également la mettre sous la forme suivante dite *équation de Bresse* :

$$\boxed{\frac{dh}{dx} = i \frac{1 - (h_n/h)^3}{1 - (h_c/h)^3}}, \quad (5.12)$$

où l'on a posé :

- la hauteur normale h_n , qui est solution de l'équation $\tau_p = \rho g h_n \sin \theta$ (solution : $h_n = (q^2/(C^2 i))^{1/3}$ pour un canal infiniment large);
- la hauteur critique $h_c = (q^2/g)^{1/3}$.

Si on choisit une loi de Manning-Strickler, l'équation de Bresse s'écrit alors

$$\frac{dh}{dx} = i \frac{1 - (h_n/h)^{10/3}}{1 - (h_c/h)^3}, \quad (5.13)$$

avec cette fois-ci $h_n = (q/(K\sqrt{i}))^{3/5}$.

5.4.2 Canal quelconque

Relation avec la hauteur moyenne d'eau. Pour des canaux quelconques, on peut montrer que la définition du nombre de Froude est identique (si on prend comme définition de la hauteur la hauteur moyenne $h = S/B$). En revanche, l'équation de remous est plus complexe car (i) la définition de la charge hydraulique est plus malaisée, et (ii) il faut tenir compte des éventuelles variations de la largeur au miroir B dans la direction d'écoulement ; on montre qu'on aboutit à :

$$\boxed{\frac{dh}{dx} = \frac{1}{\rho g S \cos \theta} \frac{\chi \tau_p - \rho g S \sin \theta - \rho h \bar{u}^2 B'(x)}{Fr^2 - 1} = \frac{j_f - i - Fr^2 B' h / B}{Fr^2 - 1}}, \quad (5.14)$$

avec $\text{Fr} = \bar{u}/\sqrt{gh} = Q\sqrt{B}/\sqrt{gS^3}$ et $h = S/B$. Notons que la formule du régime permanent se déduit de ces équations en prenant $h'(x) = 0$.

☞ **Démonstration.** La relation de Bernoulli donne

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{\bar{u}^2}{2g} + h + z \right) = -j_f,$$

avec j_f la pente de frottement. Comme $\bar{u} = Q/S$ et $S = Bh$, on en déduit :

$$\frac{d}{dx} \frac{\bar{u}^2}{2g} + \frac{dh}{dx} = i - j_f,$$

or

$$\frac{d}{dx} \frac{\bar{u}^2}{2g} = -2 \frac{Q^2}{2g} \frac{S'}{S^3} = -\frac{Q^2}{g} \frac{B'h + h'B}{S^3} = -\text{Fr}^2 \frac{B'h + h'B}{B}.$$

On tire après réarrangement

$$h'(x) = \frac{j_f - i - \text{Fr}^2 B'h/B}{\text{Fr}^2 - 1}$$

Relation avec le tirant d'eau. On touche ici une limite de la courbe de remous déduite de l'application du théorème de Bernoulli. Pour un canal quelconque, il faut savoir comment définir la charge hydraulique et la relier à des variables de l'écoulement. Plutôt que la hauteur moyenne $h = S/B$, on peut préférer utiliser la profondeur maximale (tirant d'eau) dans la définition de la charge (Graf & Altinakar, 1993; Hager & Schleiss, 2009). Pour un canal quelconque, la surface S est alors une fonction de h et x . On pose

$$\frac{\partial S}{\partial h} = B.$$

La courbe de remous est alors

$$h'(x) = \frac{j_f - i - \frac{Q^2}{gS^3} \frac{\partial S}{\partial x}}{\text{Fr}^2 - 1} \quad (5.15)$$

avec la définition suivante du nombre de Froude

$$\text{Fr}^2 = \frac{Q^2}{gS^3} \frac{\partial S}{\partial h} = \frac{Q^2 B}{gS^3}. \quad (5.16)$$

☞ **Démonstration.** La relation de Bernoulli donne

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{Q^2}{2gS^2} + h + z \right) = -j_f,$$

or Q est constant et on peut décomposer $S(h, x)$

$$dS(h, x) = \frac{\partial S}{\partial h} dh + \frac{\partial S}{\partial x} dx \Rightarrow \frac{d}{dx} S = \frac{\partial S}{\partial h} \frac{dh}{dx} + \frac{\partial S}{\partial x} = B \frac{dh}{dx} + \frac{\partial S}{\partial x}.$$

En substituant dans la relation de Bernoulli, on a

$$-\frac{Q^2}{gS^3} \left(Bh' + \frac{\partial S}{\partial x} \right) + h' - i = -j_f,$$

et après réarrangement des termes et en servant de la définition du nombre de Froude (5.16), on trouve l'équation de la courbe de remous (5.15).

Cas particulier des canaux prismatiques. Un cas particulier important est le canal *prismatique*, c.-à-d. un canal dont le profil en travers reste identique à lui-même le long de l'axe x . La section d'écoulement S ne dépend que de la profondeur h et donc $\partial_x S = 0$, l'équation (5.15) devient alors

$$h'(x) = \frac{j_f - i}{\text{Fr}^2 - 1}. \quad (5.17)$$

tandis que l'équation (5.14)

$$\frac{dh}{dx} = \frac{1}{\varrho g S \cos \theta} \frac{\chi \tau_p - \varrho g S \sin \theta - \varrho h \bar{u}^2 B'(x)}{\text{Fr}^2 - 1} = \frac{j_f - i}{\text{Fr}^2 - 1}. \quad (5.18)$$

La structure des équations est similaire, mais la définition de h (et du nombre de Froude) diffère.

Pour des canaux de forme plus complexe, il vaut mieux utiliser les équations de Saint-Venant (voir cours de master).

5.4.3 Courbes de remous

En pratique, on cherche à résoudre une équation différentielle ordinaire du premier ordre sur un certain intervalle $[0, L]$:

$$\frac{dh}{dx} = \frac{j_f - i}{\text{Fr}^2 - 1} = \frac{N(h)}{D(h)} = i \frac{(h_n/h)^{10/3} - 1}{(h_c/h)^3 - 1}$$

avec, par exemple dans le cas la loi de Manning-Strickler, $j_f = \bar{u}^2 / (K^2 h^{4/3})$, $h_c = \sqrt[3]{q^2/g}$, et $h_n = (q / (K \sqrt{i}))^{3/5}$. C'est une équation différentielle non linéaire du premier ordre. Pour résoudre cette équation différentielle, il faut une seule condition aux limites (voir § 5.4.5). À noter en premier lieu le comportement quand le numérateur ou le dénominateur s'annule :

- quand $N = 0$ c'est le régime permanent uniforme ;
- quand $D = 0$ la tangente de la courbe $h(x)$ est verticale : variation brutale de hauteur d'eau. On est alors en dehors du cadre de nos hypothèses... Lorsque $\text{Fr} = 1$, l'écoulement ne peut être décrit par l'équation de la courbe de remous.

Asymptotiquement pour x suffisamment grand, on a $h(x) \rightarrow h_n$. Si la longueur de l'intervalle est suffisamment grande, on doit donc trouver que la hauteur tend vers la hauteur normale. Comme le montre la figure 5.31, la forme de la solution dépend du signe de N et D ainsi que de la position de la condition aux limites (ici placée à l'aval) vis-à-vis des hauteurs normale et critique h_n et h_c .

À noter enfin que la courbe $h(x)$ tend toujours vers h_n , mais si elle rencontre $h = h_c$, un ressaut hydraulique (ou bien une chute) se produit. Le passage transcritique produit une

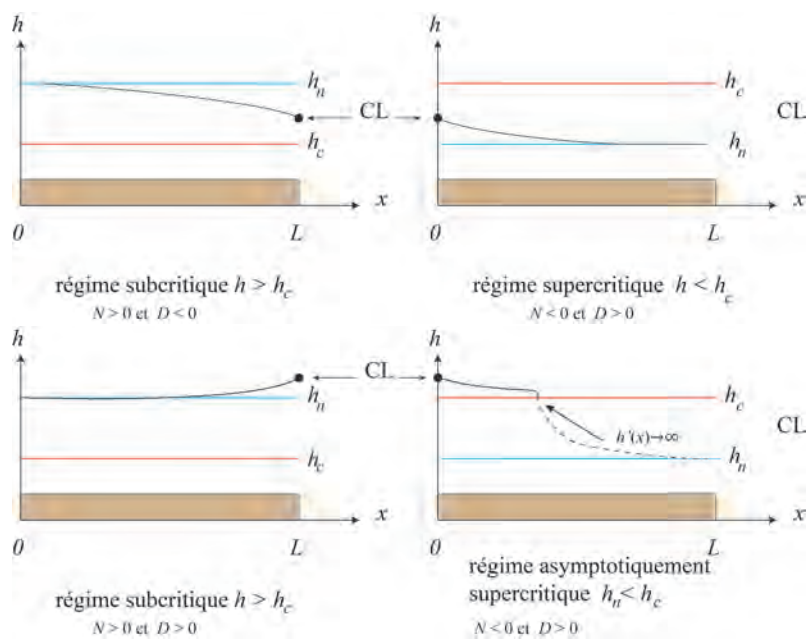


Figure 5.31 : comportement de la solution de l'équation de la courbe de remous en fonction de la position de la condition aux limites vis-à-vis de h_n et h_c .

discontinuité de la solution. Il faut alors recourir à une résolution de l'équation de part et d'autre de la discontinuité (ressaut ou chute), et relier les deux arcs de solution par une relation de conjugaison (voir § 5.5.2) ou un calcul de charge hydraulique au voisinage de la singularité (voir § 5.5.4). Pour les solutions continues, on peut proposer une classification de la forme des courbes de remous (voir § 5.4.4).

5.4.4 Classification des régimes d'écoulement

Auparavant on opérait une classification des courbes de remous en fonction des valeurs respectives de h , h_n , et h_c . Quand la pente est positive ($i > 0$), on a :

- profil de type M (« mild ») pour pente douce quand $h_n > h_c$;
- profil de type S (« steep ») pour pente forte quand $h_n < h_c$.

Il faut ajouter les profils critiques C quand $h = h_c$. Lorsque la pente est nulle, la hauteur normale devient infinie, la courbe de remous devient horizontale ; on parle de profil H. Lorsque la pente est négative, on parle de profil adverse A. Notons qu'il n'y a pas de hauteur normale dans ce cas-là.

Canaux à faible pente : courbes M1–M3

Ce sont les courbes observées pour un canal descendant ($i > 0$) à pente faible ($h_n > h_c$). On distingue trois branches :

- $h > h_n > h_c$: la courbe est tangente à h_n à l'amont et sa tangente devient horizontale à l'aval. On rencontre ce type de courbe à l'amont d'un barrage, d'un lac, ou d'un obstacle. Le profil est croissant ($h' > 0$).

- $h_n > h > h_c$: la courbe est tangente à h_n à l'amont. Le profil est décroissant ($h' < 0$). Sa tangente aurait tendance à devenir verticale à l'aval car la courbe de remous croise la hauteur critique. On rencontre ce type de courbe à l'amont d'une chute ou de toute variation brutale de la pente, où il y a passage d'un écoulement fluvial à torrentiel.
- $h_n > h_c > h$: la courbe est tangente à h_n à l'amont. Le profil est croissant ($h' > 0$). À l'aval il se forme un ressaut. On rencontre ce type de profil à la sortie d'une vanne lorsque la pente du radier à l'aval est faible.

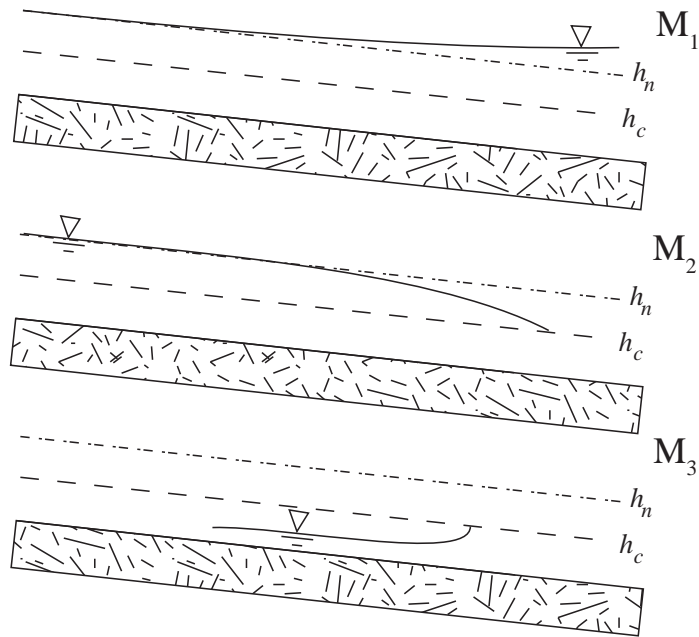


Figure 5.32 : allure des courbes.

Canaux à forte pente : courbes S1–S3

Ce sont les courbes observées pour un canal descendant ($i > 0$) à pente forte ($h_n < h_c$). On distingue là encore trois branches :

- $h > h_c > h_n$: la courbe est tangente à h_n à l'aval et sa tangente tendrait à devenir verticale à l'amont car la courbe de remous croise la hauteur critique. On rencontre ce type de courbe à l'aval d'un barrage ou d'un changement de pente. Le profil est croissant ($h' > 0$).
- $h_c > h > h_n$: la courbe est tangente à h_n à l'aval. Le profil est décroissant ($h' < 0$). Sa tangente aurait tendance à devenir verticale à l'amont. On rencontre ce type de courbe à l'aval d'une augmentation brutale de la pente, où il y a passage d'un écoulement fluvial à torrentiel, ou bien lors d'un élargissement brutal de la section d'écoulement.
- $h_c > h_n > h$: la courbe est tangente à h_n à l'aval. Le profil est croissant ($h' > 0$). À l'aval il se forme un ressaut. On rencontre ce type de profil à la sortie d'une vanne dénoyée lorsque la pente du radier à l'aval est forte.

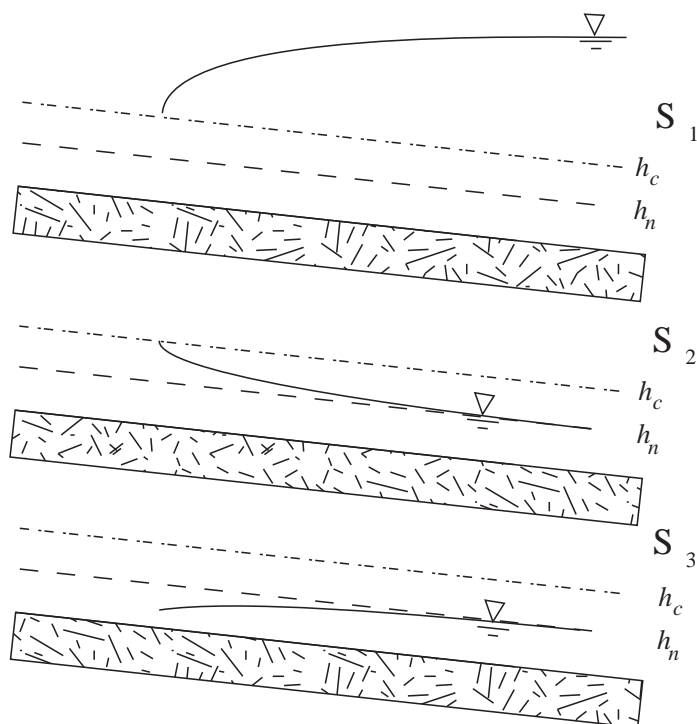


Figure 5.33 : allure des courbes.

5.4.5 Conditions aux limites

De nos jours, on résout numériquement l'équation de remous. Comme il s'agit d'une équation différentielle du premier ordre, il suffit de connaître une seule condition aux limites. En pratique, on ne peut pas choisir n'importe comment la position amont/aval de cette condition. Elle est fixée par la possibilité qu'a « l'information » de se propager. Par *information*, il faut comprendre le déplacement d'une perturbation de l'écoulement, qui se présente sous la forme d'une petite variation locale de hauteur (intumescence; voir figure 5.34). Cette perturbation se propage à la vitesse $u' = u \pm c$ avec $c = \sqrt{gh}$ la vitesse de propagation des ondes en eau peu profonde. Cette vitesse peut s'écrire aussi en fonction du nombre de Froude

$$u' = u \pm \sqrt{gh} = \sqrt{gh}(\text{Fr} \pm 1),$$

ce qui montre que pour un régime supercritique ($\text{Fr} > 1$), les deux vitesses de propagation sont positives et donc l'information ne se propage que de l'amont vers l'aval alors qu'en régime subcritique ($\text{Fr} < 1$), elle se propage dans les deux sens. Cela veut aussi dire qu'une modification d'un écoulement en un endroit donné produit une perturbation qui remonte le cours d'eau et peut donc modifier ce que se passe à l'amont.

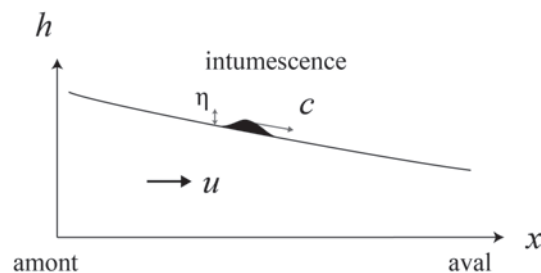


Figure 5.34 : propagation d'une petite intumescence à la vitesse $c = \sqrt{gh}$ le long de la surface libre d'un écoulement de vitesse moyenne u .

En conséquence, on retient que :

- pour un régime subcritique (fluvial), la condition aux limites pourrait en principe être choisie à l'amont ou à l'aval, mais en pratique comme ce qui se passe à l'aval se propage vers l'amont et modifie ce qui s'y passe, c'est une condition aux limites placée à l'aval que l'on considère ;
- pour un régime supercritique (torrentiel), il faut placer la condition aux limites à l'amont.

L'imposition d'une condition aux limites dans un cours d'eau peut se faire à l'aide de singularités où le débit et/ou la hauteur sont imposés (vanne, seuil, chute).

En pratique, les écoulements fluviaux sont calculés dans la direction inverse de celle de l'écoulement (condition à la limite à l'aval) tandis qu'en régime torrentiel, la condition à la limite est placée à l'amont.

Conditions	$\frac{h_n}{h}$	Signe num.	$\frac{h_c}{h}$	Signe dén.	Signe $\frac{dh}{dx}$	Changement de profondeur	Nom	Figures <i>échelle verticale exagérée</i>
$J_f > 0$ $J_f < J_c$ $h_n > h_c$	< 1	+	< 1	+	+	croît	M1	
	< 1	+	> 1	-	-	pas possible	M2	
	> 1	-	< 1	+	-	décroît	M3	
	> 1	-	> 1	-	+	croît	M3	
$J_f > 0$ $J_f > J_c$ $h_n < h_c$	< 1	+	< 1	+	+	croît	S1	
	< 1	+	> 1	-	-	décroît	S2	
	> 1	-	> 1	-	+	croît	S3	
$J_f > 0$ $J_f = J_c$ $h_n = h_c$	< 1	+	< 1	+	+	croît	C1	
	> 1	-	> 1	-	+	croît	C3	
$J_f = 0$ $h_n = \infty$	-	-	< 1	+	-	décroît	H2	
	-	-	> 1	-	+	croît	H3	
$J_f < 0$ $h_n < 0$	< 1	-	< 1	+	-	décroît	A2	
	< 1	-	> 1	-	+	croît	A3	

Figure 5.35 : tableau récapitulatif des courbes.

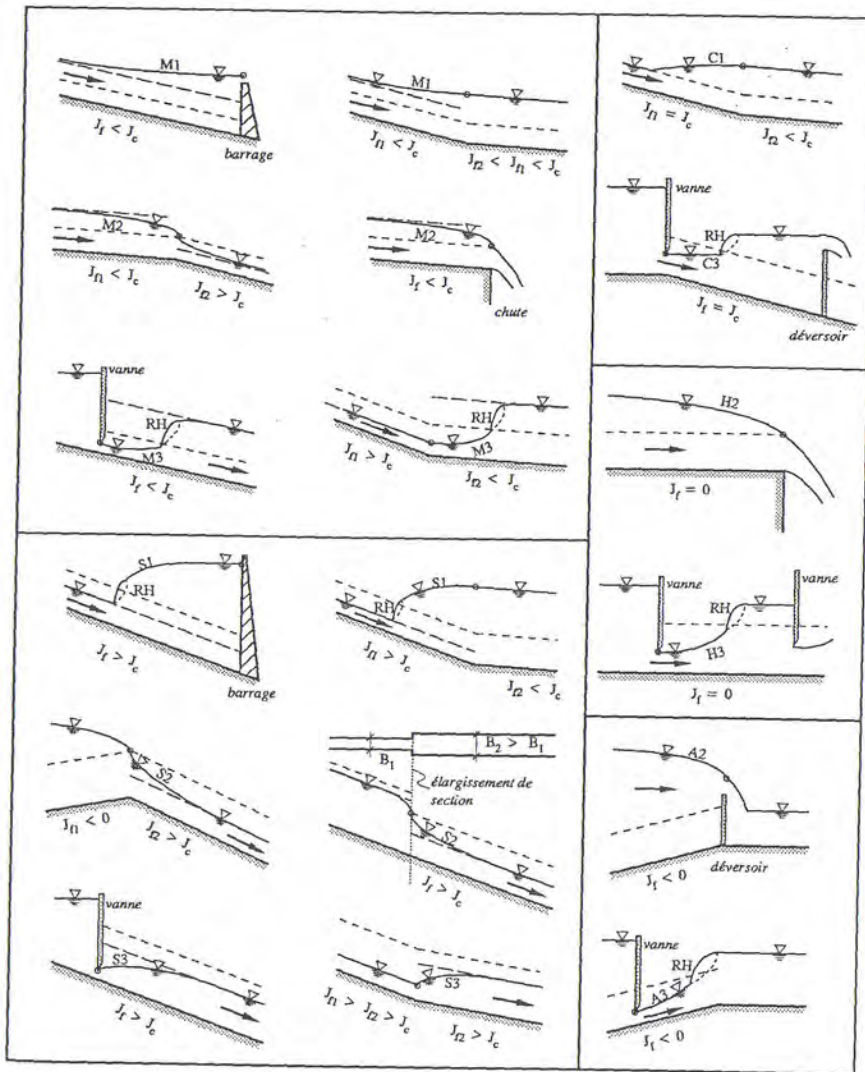


Figure 5.36 : quelques exemples des courbes de remous en fonction des aménagements.

5.5 Courbes de remous et écoulement critique

5.5.1 Hauteur critique et régimes associés

La hauteur croît ou décroît selon le signe respectif du numérateur et du dénominateur dans l'équation différentielle (5.11), ce qui donne différentes formes de courbes de remous (voir figure 5.35). Notons ce point important : lorsque le nombre de Froude prend la valeur 1, le dénominateur est nul et en ce point la dérivée devient infinie, ce qui est physiquement impossible. En fait au voisinage de ce point, il se forme

- soit une discontinuité de la surface libre appelée *ressaut* qu'il faut étudier avec des outils spécifiques (cf. § 5.5.2) lorsqu'on passe d'un régime super- à subcritique ;
- soit une « chute » d'eau, c'est-à-dire une accélération brutale et un raidissement de la surface libre (passage d'un seuil par exemple, avec transition d'un régime sub- à supercritique).

La pente du canal et/ou la hauteur pour lesquelles on a $Fr = 1$ s'appelle la *pente critique* et la *hauteur critique* h_c . On distingue deux régimes selon la valeur du nombre de Froude :

- $Fr < 1$, régime sub-critique plus couramment appelé *régime fluvial* pour lequel on a $h > h_c$;
- $Fr > 1$, régime super-critique plus couramment appelé *régime torrentiel* pour lequel on a $h < h_c$.

La hauteur critique étant définie comme étant $Fr(h_c) = 1$, on tire que pour un canal rectangulaire :

$$h_c = \left(\frac{1}{g \cos \theta} \frac{Q^2}{B^2} \right)^{1/3},$$

avec Q le débit total et B la largeur au miroir. Dans le cas d'un canal rectangulaire, en introduisant le débit par unité de largeur $q = Q/B$, on tire :

$$h_c = \left(\frac{q^2}{g \cos \theta} \right)^{1/3}. \quad (5.19)$$

Dans la plupart des ouvrages, le terme $\cos \theta$ est omis car la pente est faible et donc $\cos \theta \approx 1$. Le débit critique ne dépend pas (fortement) de la pente, mais uniquement du débit liquide. Pour un canal de section quelconque, on prendra garde que le nombre de Froude se définit comme

$$Fr^2 = \frac{Q^2}{gS^3} \frac{\partial S}{\partial h},$$

et si le canal est prismatique (c.-à.d. il garde la même section), alors on simplifie cette expression :

$$Fr = \frac{Q}{S \sqrt{g \frac{S}{B}}}, \quad (5.20)$$

avec S la section mouillée et $B = \partial_h S$ la largeur au miroir. La hauteur critique est celle qui vérifie $Fr = 1$, donc la solution de l'équation non linéaire

$$g \frac{S^3(h_c)}{B(h_c)} = Q^2. \quad (5.21)$$

5.5.2 Ressaut hydraulique

Un ressaut est une variation rapide du niveau d'eau lors du passage d'un écoulement supercritique à subcritique (voir figure 5.37). Le ressaut stationnaire est le cas le plus fréquent : il correspond à une vague stationnaire au sein de laquelle le régime d'écoulement passe de supercritique à subcritique. Il existe aussi des ressauts mobiles. C'est le cas par exemple lors du déferlement de vagues sur une plage ou bien lorsque le front d'une onde de crue devient très raide et prend l'apparence d'un mur d'eau (voir figure 5.38).

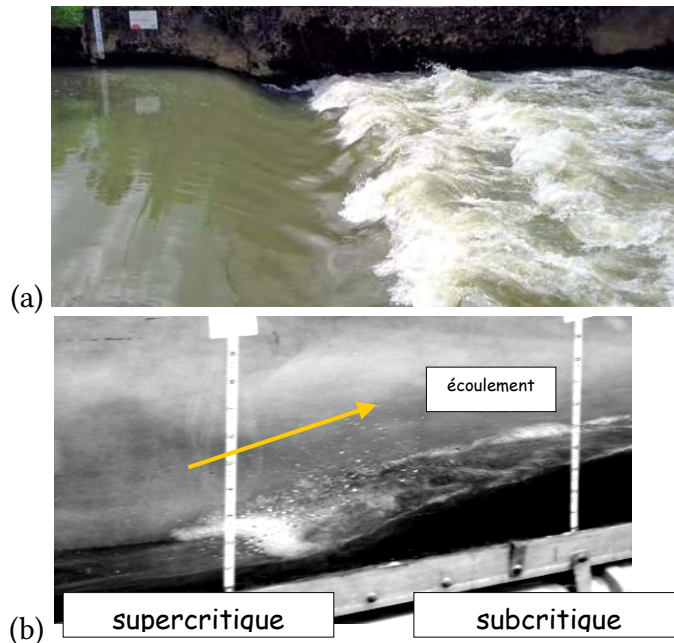


Figure 5.37 : (a) ressaut sur une rivière au passage d'un seuil (Navisence, Zinal, VS). Lors de sa chute au passage du seuil, l'eau accélère rapidement et se trouve en régime supercritique. Dans la cuvette à l'aval du seuil, l'eau décélère brutalement et il se forme un ressaut, bien visible à cause des bulles d'air résultant de l'entraînement d'air dans l'écoulement. (b) Formation d'un ressaut au laboratoire [Gary Parker].

Au niveau d'un ressaut, la courbure de la ligne d'eau est trop importante et l'équation de la courbe de remous cesse d'être valable. On utilise alors le théorème de quantité de mouvement de part et d'autre du ressaut (sur un volume de contrôle) pour simplifier le problème et déduire les caractéristiques du ressaut. Pour cela on considère un volume de contrôle (par unité de largeur) de part et d'autre du ressaut. Notons que l'écoulement va de la gauche vers la droite et il faut se souvenir que dans ce sens d'écoulement, un ressaut provoque une augmentation de hauteur, jamais une diminution (en effet le ressaut est associé à une dissipation d'énergie, donc à un ralentissement de l'écoulement). La tranche amont (resp. aval) est référencée par l'indice 1 (resp. 2). La longueur du volume de contrôle est L (voir figure 5.39).

On fait les hypothèses suivantes

- la pente du fond est négligeable ;
- l'écoulement est permanent et le débit par unité de largeur vaut q ;
- l'écoulement est unidirectionnel ;



Figure 5.38 : arrivée du front (ressaut mobile) d'une crue sur la rivière Zavragia (Tessin) en août 1987 ; les deux clichés sont pris à 15 mn d'intervalle [T. Venzin].

- le ressaut est immobile (sa vitesse de déplacement est nulle) ;
- la pression est hydrostatique loin du ressaut ;
- le profil de vitesse est uniforme ;
- le fond est peu rugueux (on peut négliger la dissipation d'énergie due au frottement sur le fond).

On considère un volume de contrôle arbitraire fixe dont les frontières englobent le ressaut.

- L'équation de continuité donne : $u_1 h_1 = u_2 h_2 = q$.

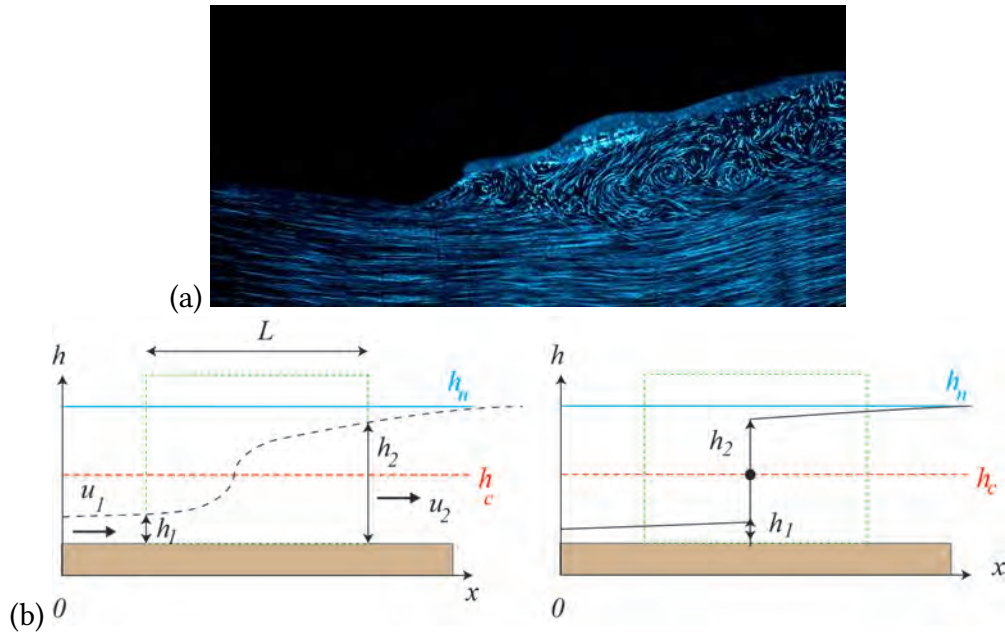


Figure 5.39 : (a) simulation d'un ressaut au laboratoire [Joris Heyman]. Les segments lumineux sont la trace de particules éclairées par une tranche laser lorsqu'on prend une photographie sur un temps suffisamment long. Ils renseignent sur la distribution des vitesses. Notamment on note que le ressaut se traduit par un brassage très important et l'apparition de zones de forte vorticité, qui provoquent une forte dissipation d'énergie. (b) Schématisation d'un ressaut. La variation brutale du niveau d'eau sur une courte est remplacée par une discontinu  de la hauteur d'eau (et de la vitesse). Le cadre tireté vert de longueur L représente le volume de contrôle considéré dans les calculs de conservation de la quantité de mouvement.

- L'équation de quantité de mouvement (4.10) en régime permanent

$$\int_{\partial V} \rho \mathbf{u} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) dS = \int_V \rho \mathbf{g} dV - \int_{\partial V} p \mathbf{n} dS + \int_{\partial V} \mathbf{T} \cdot \mathbf{n} dS$$

projetée le long de la direction d'écoulement donne :

$$\rho q (u_2 - u_1) = -L \tau_p + \frac{1}{2} \rho g (h_1^2 - h_2^2).$$

On suppose que l'on connaît les conditions à l'amont et on veut déduire ce qui se passe à l'aval. Quand on peut négliger le frottement τ_p , on tire :

$$\boxed{\frac{h_2}{h_1} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + 8Fr_1^2} - 1 \right)}. \tag{5.22}$$

La figure 5.40 montre que le rapport h_2/h_1 varie de façon à peu près linéaire avec le nombre de Froude amont Fr_1 .

L'équation (5.22) s'appelle * quation de conjugaison* et les hauteurs h_1 et h_2 sont dites

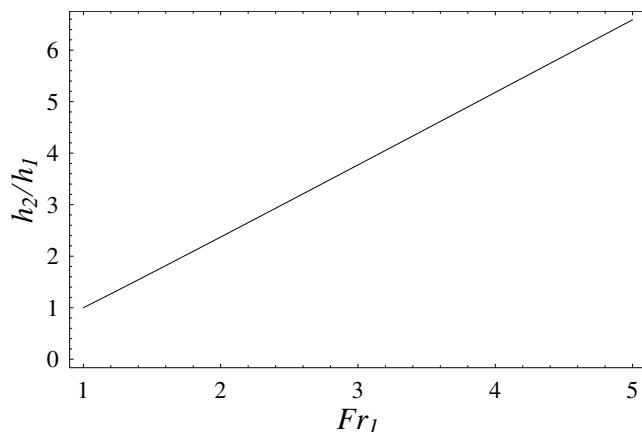


Figure 5.40 : variation du rapport h_2/h_1 en fonction du nombre de Froude.

conjuguées. La perte de charge associée s'écrit :

$$\Delta H = H_2 - H_1 = h_2 - h_1 + \frac{u_2^2 - u_1^2}{2g} = \frac{(h_2 - h_1)^3}{4h_1 h_2} = h_1 \frac{(\sqrt{1 + 8Fr_1^2} - 3)^3}{16(\sqrt{1 + 8Fr_1^2} - 1)} \quad (5.23)$$

La longueur du ressaut n'est en général pas très élevée, ce qui permet de justifier notre approximation. Expérimentalement on trouve que :

$$\frac{L}{h_1} = 160 \tanh \frac{Fr}{20} - 12,$$

pour $2 < Fr < 16$. Il existe une grande variété de formes des ressauts hydrauliques (voir figure 5.41).

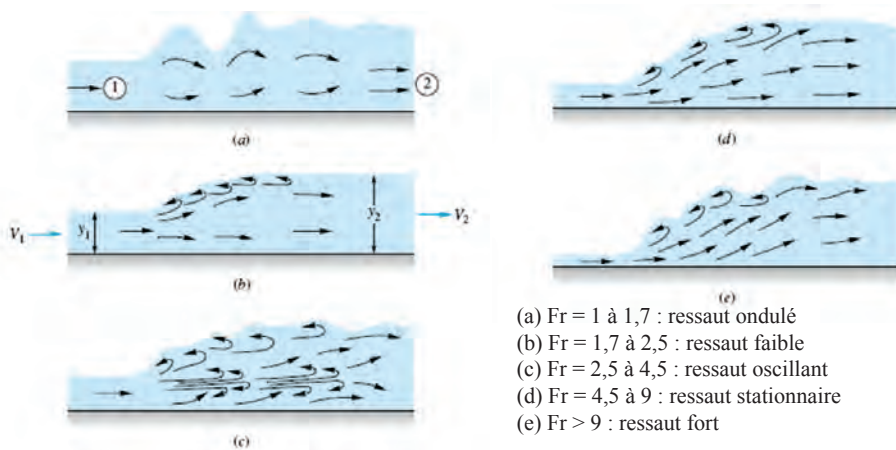


Figure 5.41 : classification des ressauts hydrauliques en fonction du nombre de Froude (Chow, 1959).

Parmi les applications importantes des formules du ressaut, on peut par exemple citer le dimensionnement des bassins d'amortissement placés au pied des évacuateurs de crue.

La figure 5.42 montre le ressaut formé au pied du barrage de Grangent (France) lors du passage d'une crue. Il est important de bien dimensionner le bassin pour dissiper le plus possible d'énergie. La perte de charge (dissipation locale due à la turbulence très importante au sein du ressaut) peut être estimée à l'aide de la formule (5.23). Si l'énergie n'est pas correctement dissipée, les ressauts hydrauliques ont une action érosive très importante. La figure 5.43 montre l'évacuateur de crue du barrage d'Oroville dans son fonctionnement normal (noter les blocs au pied de l'évacuateur de crue qui servent à briser l'énergie de l'eau) et après la rupture du coursier en février 2017, qui a laissé redouter une rupture du barrage en remblai. On notera l'action érosive de l'eau sur le cliché (b).



Figure 5.42 : crue de la Loire de novembre 2008 et passage de la crue au niveau de l'évacuateur de crue du barrage de Grangent. Source : DIREN.

5.5.3 Conjugaison d'une courbe de remous

Principe

Les ressauts hydrauliques stationnaires sont souvent observés au pied d'aménagements hydrauliques tels que les évacuateurs de crue des barrages ou les seuils. La figure 5.44 montre un ressaut au pied du seuil, qui sert à alimenter le laboratoire d'hydraulique Saint-Anthony Falls (SAFL) à Minneapolis. En modélisation hydraulique, il est souvent considéré que de tels aménagements sont des points singuliers ou *singularité* : la longueur de l'aménagement est très petite par rapport à la longueur caractéristique du bief étudié que l'on peut la considérer nulle ; la courbe de remous n'est alors pas calculée car c'est juste un point, dont la position coïncide avec la position de l'aménagement. Dans un tel cas, la position du ressaut hydraulique est donc très simple à établir. Cela n'est toutefois pas toujours le cas.



Figure 5.43 : évacuateur de crue du barrage d'Oroville (Californie) avant (a) et après (b) la crue de février 2017. Source : [Rich Pedroncelli](#).

En effet, lorsque les conditions hydrauliques varient doucement et se caractérisent par le passage d'un régime supercritique à un régime subcritique, il se forme un ressaut, dont la position n'est pas *a priori* fixée par une singularité. Pour déterminer la position du ressaut, il faut appliquer la méthode dite de « conjugaison ». Cette méthode repose en effet sur l'équation de conjugaison (5.22). Cette équation fournit les hauteurs de part et d'autre du ressaut, h_2 (hauteur aval) et h_1 (hauteur amont). Chacune de ces hauteurs doit également se trouver sur la courbe de remous : comme le montre la figure 5.45(a), les points B (hauteur h_1) et C (hauteur h_2) localisent le ressaut hydraulique, qui apparaît comme discontinuité. La branche AB est la courbe de remous du régime supercritique (elle se calcule en résolvant (5.11) avec une condition à la limite en A) ; la branche CD est la courbe de remous du régime subcritique (elle se calcule en résolvant (5.11), qui se résout avec une condition à la limite en D). Positionner le ressaut c'est donc positionner le segment vertical BC de telle sorte



Figure 5.44 : ressaut hydraulique stationnaire sur le Mississippi au pied du seuil du Saint-Falls Laboratory de Minneapolis (États-Unis). Source : www.thefullwiki.org/Hydraulic_jump.

que la hauteur h_D vérifie la courbe de remous de la branche subcritique et que la hauteur h_C fasse de même pour la branche supercritique.

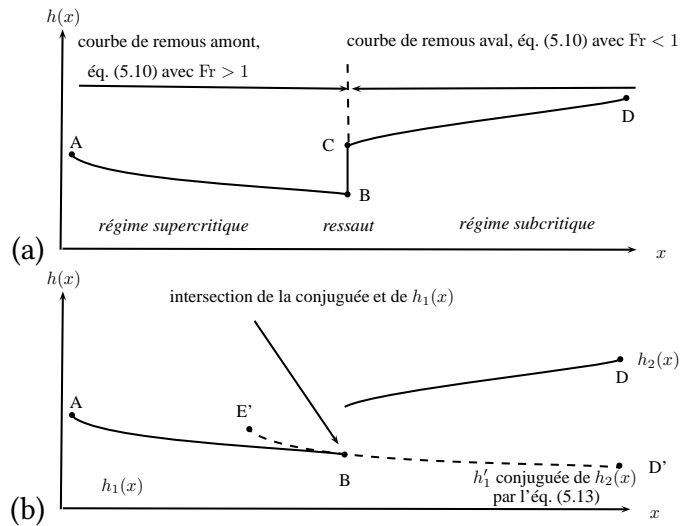


Figure 5.45 : (a) ressaut stationnaire entre deux courbes de remous, l’une en régime subcritique à l’aval, l’autre en régime supercritique à l’amont. (b) Principe de calcul de la position du ressaut à l’aide de la courbe conjuguée.

Ce problème peut se résoudre simplement en traçant la conjuguée d’une des branches et en cherchant son intersection avec l’autre branche. Par exemple, comme le montre la figure 5.45(b), admettons que l’on ait calculé la courbe de remous subcritique $h = h_2(x)$ partant du point D en résolvant (5.11) ; on peut calculer la courbe conjuguée D'E' $h = h'_1(x)$ (le prime désignant la hauteur conjuguée) en se servant de (5.22) :

$$\frac{h_2}{h'_1} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + 8Fr_1^2} - 1 \right) \tag{5.24}$$

avec $Fr_1 = q/\sqrt{gh_1^3}$. L’intersection de la courbe conjuguée $h = h'_1(x)$ avec la branche supercritique $h = h_1(x)$ se fait au point B. Comme ce point appartient à la courbe de

remous supercritique et qu'il vérifie la relation de conjugaison (5.22), il nous fournit la position du ressaut.

On aurait pu procéder avec l'autre branche, ce qui conduit strictement au même résultat. Il faut noter au passage que c'est même une stratégie plus efficace car on note que dans la précédente méthode, l'inconnue $h'_1(x)$ apparaît à la fois dans le dénominateur du membre de gauche et dans la définition du nombre de Froude, ce qui demande un peu plus de travail numérique pour trouver la solution.

Exemple de conjugaison d'une courbe de remous

On considère un aménagement composé :

- d'un réservoir avec une vanne de 2 m de hauteur laissant passer un débit $q = 10 \text{ m}^2/\text{s}$ en O;
- d'un coursier en pente raide ($i_1 = 5 \%$) et moyennement rugueux (coefficient de Chézy $C = 50 \text{ m}^{1/2} \text{ s}^{-1}$), d'une longueur de 10 m entre O et A;
- d'un canal de pente douce ($i_1 = 0,2 \%$) et de même rugosité rugueux que le coursier $C = 50 \text{ m}^{1/2} \text{ s}^{-1}$, d'une longueur de 1000 m entre A et B;
- d'un seuil d'une pelle $p = 0,5 \text{ m}$ en B.

Le coursier et le canal sont très larges.

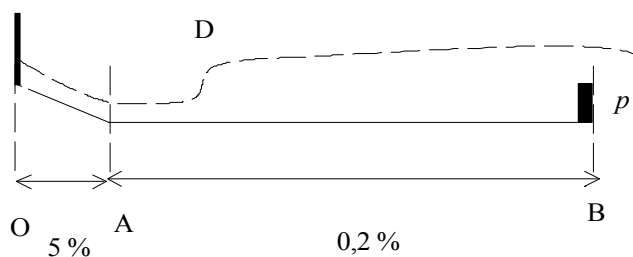


Figure 5.46 : aménagement étudié (échelle de longueur non respectée).

On souhaite calculer la courbe de remous et notamment la position et les caractéristiques du ressaut. Pour cela on calcule les caractéristiques de l'écoulement :

- pour le coursier, on est en régime supercritique (torrentiel) : $h_n = 0,92 \text{ m}$, $Fr_0 = 1,12$, $Fr_n = 3,6$;
- pour le canal, on est en régime subcritique (fluvial) : $h_n = 2,71 \text{ m}$, $Fr_n = 0,71$.

Pour l'ensemble de l'aménagement, la hauteur critique est la même et vaut :

$$h_c = \sqrt[3]{\frac{q^2}{g}} = 2,17 \text{ [m]},$$

Connaissant la hauteur d'écoulement à l'amont du coursier ($h = 2 \text{ m}$), on peut calculer la courbe de remous en résolvant l'équation (5.25) numériquement :

$$\boxed{\frac{dh}{dx} = i \frac{1 - (h_n/h)^3}{1 - (h_c/h)^3}}, \quad (5.25)$$

On trouve qu'en A, la hauteur vaut $h_A = 1,54$ m. On peut ensuite commencer à intégrer l'équation (5.25) pour le canal. Sans surprise, on trouve qu'il y a une transition critique au point C. On trouve numériquement $x_C = 90$ m. Pour calculer la position du ressaut, on commence par calculer l'autre branche reliant le point C à l'exutoire B. Au niveau du seuil le débit est « contrôlé » par la hauteur de p :

$$q = \sqrt{g} \left(\frac{2}{3}(H - p) \right)^{3/2} \text{ [m}^2\text{/s]},$$

ce qui implique que la charge totale H doit s'adapter à l'amont du seuil pour laisser transiter le débit q . On trouve qu'au voisinage de B, la charge H doit valoir $H = 3,73$ m, d'où l'on déduit que la hauteur avant le seuil doit être de $h_B = 3,25$ m. On calcule alors la courbe de remous entre A et B en résolvant l'équation (5.25) avec la condition à l'aval $h = h_B$ en B.

La position du front est trouvée en recherchant l'intersection de la courbe conjuguée (tracée en tireté sur la figure) de la courbe de remous AC avec la courbe de remous émanant de D. On trouve que l'intersection se fait en D' de coordonnée: $x_D = 24$ m. On relie les deux courbes de remous émanant de A et celle venant de B en considérant qu'elle se rejoignent au point D et qu'en ce point elles subissent un saut représenté par le segment DD' sur la figure 5.47. □

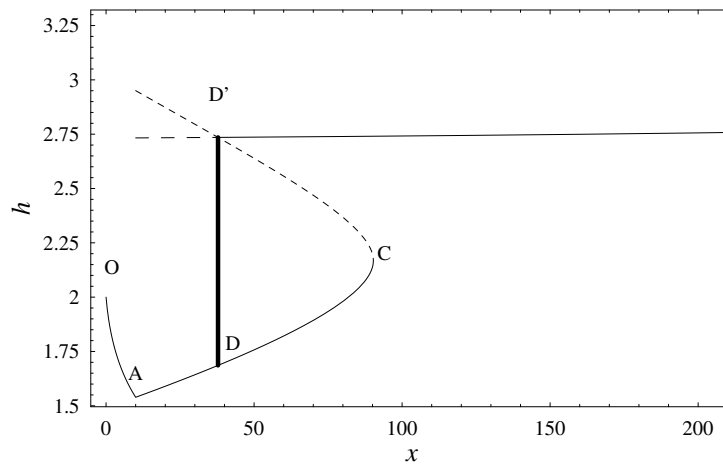


Figure 5.47 : courbes de remous : solution donnée par l'équation (5.12) (courbe continue), courbe conjuguée (trait discontinue), et position du ressaut (courbe en gras).

1. On commence par calculer les caractéristiques hydrauliques dans les deux biefs.

exemple.nb

1

```

In[19]:= q = 10;
         Ch = 50;
         i1 = 0.05;
         hn1 = (q / Ch / Sqrt[i1]) ^ (2 / 3)
         Frn = q / hn1 ^ 1.5 / Sqrt[9.81]
         hc = (q ^ 2 / 9.81) ^ (1 / 3)
         Fr1 = q / 2 ^ 1.5 / Sqrt[9.81]

Out[22]= 0.928318

Out[23]= 3.56961

Out[24]= 2.16825

Out[25]= 1.12881

In[26]:= i2 = 0.002;
         hn2 = (q / Ch / Sqrt[i2]) ^ (2 / 3)
         Fr2 = q / hn2 ^ 1.5 / Sqrt[9.81]

Out[27]= 2.71442

Out[28]= 0.713922

```

2. On calcule la ligne d'eau dans le bief OA. On note que la hauteur en A vaut 1,54 m, donc elle est supérieure à la hauteur normale, mais inférieure à la hauteur critique, ce qui veut dire qu'en A l'écoulement est toujours supercritique.

exemple.nb

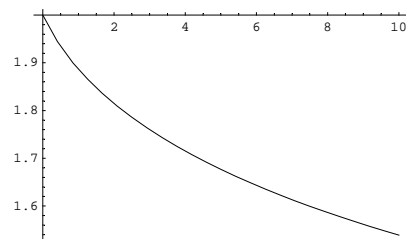
1

```

In[14]:= eqn1 = NDSolve[
         {h'[x] == i1 (1 - (hn1 / h[x]) ^ 3) / (1 - (hc / h[x]) ^ 3), h[0] == 2}, h[x], {x, 0, 100}]
         des0 = Plot[Evaluate[h[x] /. eqn1], {x, 0, 10}];
         hs = Evaluate[h[x] /. eqn1][[1]] /. x -> 10

Out[14]= {{h[x] -> InterpolatingFunction[{{0., 100.}}, <>][x]}}

```



```
Out[16]= 1.53911
```

3. On calcule la ligne d'eau dans le bief AB. Au point C, la routine de calcul s'arrête car une singularité est détectée (dénominateur tendant vers l'infini dans l'équation 5.12).

exemple.nb

1

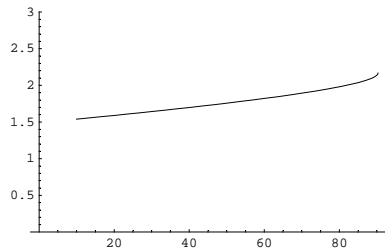
```

In[20]:= eqn2 = NDSolve[
  {h'[x] == i2 (1 - (hn2/h[x])^3) / (1 - (hc/h[x])^3), h[10] == hs}, h, {x, 10, 600}]
xl = Flatten[h /. eqn2 /.
  HoldPattern[InterpolatingFunction[x_, y_]] -> x][[2]]
des1 = Plot[Evaluate[h[x] /. eqn2], {x, 10, xl}, PlotRange -> {0, 3};

NDSolve::ndsiz :
At x == 90.30048673927307, step size is effectively zero; singularity or stiff system suspected. Plus...

Out[20]= {{h -> InterpolatingFunction[{{10., 90.3005}}, <>]}}
Out[21]= 90.3005

```



4. On calcule la courbe conjuguée de la ligne d'eau dans le bief AB.

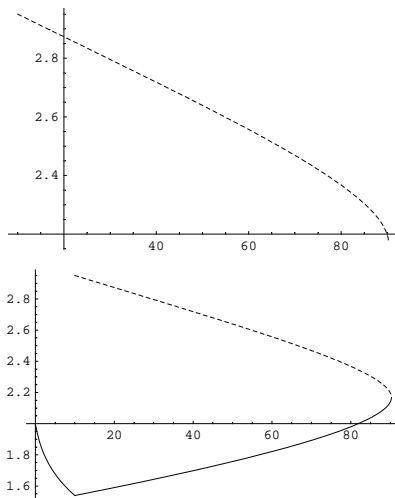
exemple.nb

1

```

In[26]:= conj[h_] := 1/2 * h * (Sqrt[8 * (q/h^1.5 / Sqrt[9.81])^2 + 1] - 1)
des2 = Plot[conj@Evaluate[h[x] /. eqn2][[1]],
  {x, 10, xl}, PlotRange -> All, PlotStyle -> Dashing[{0.01, 0.01}]];
Show[des0, des1, des2];

```



5. On calcule les caractéristiques hydrauliques au niveau du seuil.

exemple.nb

1

```

In[48]:= p = 0.5;
g = 9.81;
Hf = (q)^(2/3) * 3/2 / g^(1/3) + p // N
sol = h /. Solve[h + (q/h)^2/2/g == Hf, h]
q / sol[[3]]^1.5 / Sqrt[g]

Out[50]= 3.75238
Out[51]= {-1.03212, 1.50644, 3.27807}
Out[52]= 0.537945

```

6. On calcule la courbe de remous dans le bief AB.

exemple.nb

1

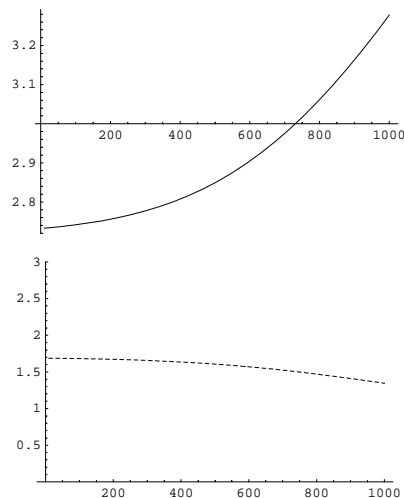
```

In[70]:= eqn3 = NDSolve[{h'[x] == i2 (1 - (hn2/h[x])^3) / (1 - (hc/h[x])^3), h[1000] == sol[[3]]},
  h, {x, 1000, 10}]
x12 = Flatten[h /. eqn3 /.
  HoldPattern[InterpolatingFunction[x_, y_]] -> x][[1]]
des3 = Plot[Evaluate[h[x] /. eqn3], {x, 1000, x12}, PlotRange -> All];
des4 = Plot[conj@(Evaluate[h[x] /. eqn3][[1]]),
  {x, 1000, x12}, PlotRange -> {0, 3}, PlotStyle -> Dashing[{0.01, 0.01}]];

```

```
Out[70]= {{h -> InterpolatingFunction[{{10., 1000.}}, <>]}}
```

```
Out[71]= 10.
```



7. On peut tracer les courbes de remous et leur conjuguée. On note la symétrie de la représentation graphique.

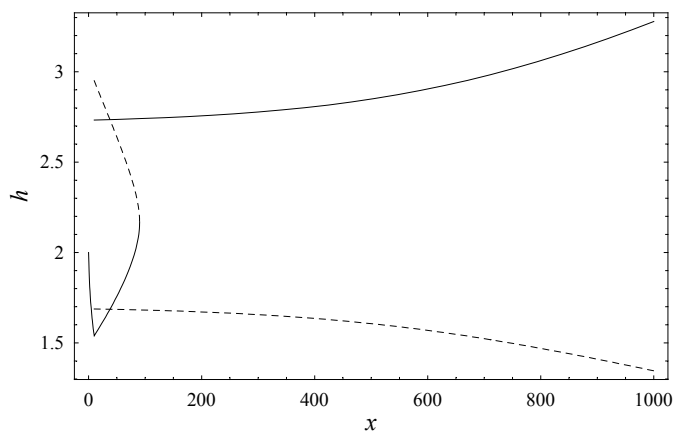
exemple.nb

1

```

In[57]:= des = Show[des0, des1, des2, des3, des4, Frame -> True, Axes -> False, FrameLabel ->
  {StyleForm[" x ", FontSize -> 18, FontSlant -> "Italic", FontFamily -> "Times",
  PrivateFontOptions -> {"OperatorSubstitution" -> False}],
  StyleForm[" h ", FontSize -> 18, FontFamily -> "Times", FontSlant -> "Italic",
  PrivateFontOptions -> {"OperatorSubstitution" -> False}]},
  DefaultFont -> {"Times", 14}, ImageSize -> 500];

```



8. On calcule le point d'intersection entre la courbe de remous (l'une des deux) et la conjuguée de l'autre courbe.

exemple.nb

1

```
In[58]:= xr = x /. FindRoot[
  conj@(Evaluate[h[x] /. eqn3][[1]]) == Evaluate[h[x] /. eqn2], {x, 10, 90}][[1]]
  FindRoot[conj@(Evaluate[h[x] /. eqn2][[1]]) == Evaluate[h[x] /. eqn3], {x, 10, 90}]

Out[58]= 37.8227

Out[59]= {x -> 37.8227}
```

5.5.4 Effet d'un obstacle

Écoulement sur une topographie

Considérons un écoulement permanent de profondeur h_0 et de vitesse \bar{u}_0 à la cote de référence $z_0 = 0$. Le nombre de Froude associé à cet écoulement est $F_0 = u_0/\sqrt{gh_0}$. Sur le fond, il existe une protubérance de hauteur z_m ; la cote du fond est donnée par une équation de la forme $y = z(x)$.

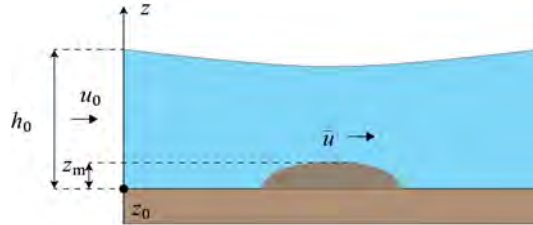


Figure 5.48 : variation d'une ligne d'eau le long d'une protubérance du lit.

La conservation de la charge implique d'après le théorème de Bernoulli

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{\bar{u}^2}{2g} + h + z \right) = 0,$$

tandis que la conservation du débit entraîne

$$\frac{d}{dx} (h\bar{u}) = 0 \Rightarrow \bar{u}h = u_0h_0. \tag{5.26}$$

En tout point x , on a donc :

$$\frac{\bar{u}^2}{2g} + h + z = \frac{\bar{u}_0^2}{2g} + h_0 + z_0,$$

qui peut se transformer en divisant par h_0 (et puisque $z_0 = 0$)

$$\frac{1}{2} \left(F_0 \frac{h_0}{h} \right)^2 + \frac{h}{h_0} + \frac{z}{h_0} = \frac{1}{2} F_0^2 + 1. \tag{5.27}$$

Il existe certaines contraintes quant à l'utilisation de cette équation pour déterminer la ligne d'eau dans des cas concrets. En effet si on différentie (5.27) par x , on obtient

$$\left(\frac{\bar{u}^2}{gh} - 1 \right) \frac{dh}{dx} = \frac{dz}{dx},$$

ce qui montre que sur la crête de l'obstacle ($z = z_m, z' = 0$) on doit avoir $Fr = \bar{u}/\sqrt{gh} = 1$ (écoulement critique) ou bien $h' = 0$. Notons aussi que si localement le nombre de Froude vaut 1, alors $z' = 0$, ce qui veut dire que le nombre de Froude ne peut pas dépasser la valeur critique 1 (ou bien passer au-dessous de 1 si $F_0 > 1$) quand $F_0 < 1$. Un écoulement subcritique reste subcritique (et inversement pour un écoulement supercritique). En effet, si $F_0 < 1$, alors h décroît au fur et à mesure que l'on s'approche de l'obstacle et Fr augmente en conséquence. Quand on est au sommet de la bosse, z est maximal ($z' = 0$) et F peut éventuellement prendre la valeur critique (si ce n'est pas le cas $Fr < 1$ et $h' = 0$ au sommet de la bosse). Ensuite quand on s'éloigne de l'obstacle, h augmente et Fr diminue. Cette condition implique également qu'il existe une hauteur maximale d'obstacle associée à un nombre de Froude $Fr = 1$; de l'équation (5.27) et de l'équation (5.26), on tire en posant $Fr = 1$ que

$$\frac{z_{max}}{h_0} = 1 - \frac{3}{2}F_0^{2/3} + \frac{1}{2}F_0^2.$$

Lorsque $z_m > z_{max}$, on ne peut appliquer aussi simplement le théorème de Bernoulli et l'écoulement prend une forme beaucoup plus complexe, notamment avec la formation de ressaut et d'onde de part et d'autre de l'obstacle.

Dune

À partir de l'équation de conservation de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \nabla \cdot \mathbf{u} = \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \frac{1}{2} \nabla |\mathbf{u}|^2 + (\nabla \times \mathbf{u}) \times \mathbf{u} = \rho \mathbf{g} - \nabla p + \nabla \cdot \mathbf{T},$$

on déduit qu'en régime permanent ($\partial_t \mathbf{u} = 0$) et pour un écoulement irrotationnel (ce qui implique que $(\nabla \times \mathbf{u}) \times \mathbf{u} = 0$), la contrainte de cisaillement au fond (en $y = 0$) vérifie l'équation de bilan suivante

$$g \sin \theta + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial y} = g \frac{\partial H_s}{\partial x}, \quad (5.28)$$

où on a introduit l'énergie spécifique :

$$H_s = h \cos \theta + \frac{\bar{u}^2}{2g},$$

et on a supposé que la pression était hydrostatique (ce qui se montre en considérant la projection selon y de la quantité de mouvement et en supposant que les variations de hauteur sont faibles): $p = \rho gh \cos \theta$.

En régime permanent et uniforme, l'énergie spécifique est constante et on retrouve que la contrainte de cisaillement varie selon l'expression déjà vue dans le chapitre consacré au régime permanent uniforme

$$\tau = \tau_p \left(1 - \frac{y}{h}\right),$$

avec la contrainte au fond $\tau_p = \rho gh \sin \theta$. On a reporté sur la figure 5.50 la variation de l'énergie spécifique en fonction de la hauteur d'écoulement à débit constant. L'effet d'une protubérance sur la contrainte de cisaillement dépend du régime d'écoulement. La protubérance du fond a modifié la surface libre de l'eau (voir fig. 5.49). Elle induit donc le passage à un régime non uniforme. Recherchons comment varie la contrainte de cisaillement de part et d'autre de la protubérance. On se placera dans le cas d'un régime fluvial (le traitement du régime torrentiel est similaire).

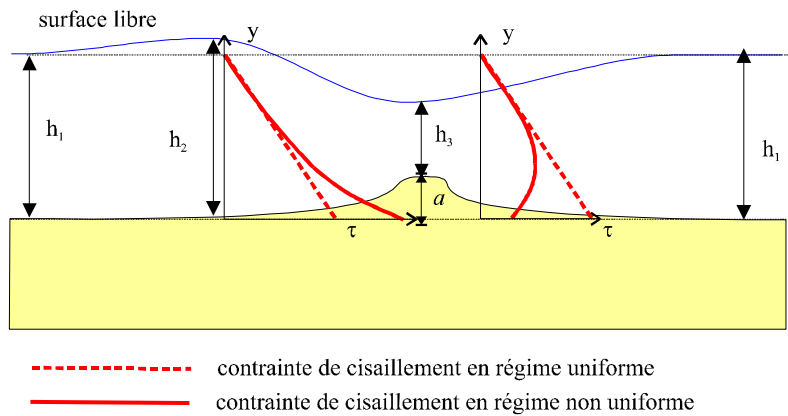


Figure 5.49 : variation d’une ligne d’eau le long d’une protubérance. On a également reporté les variations de la contrainte de cisaillement selon que l’on est à l’amont ou à l’aval de la protubérance. La variation de la contrainte de cisaillement en régime non uniforme est calculée à partir de l’équation (5.28).

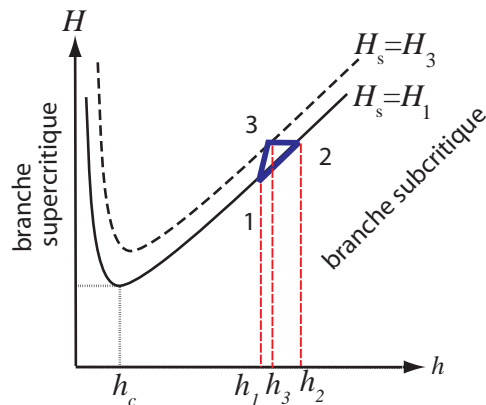


Figure 5.50 : variation de l’énergie spécifique en fonction de la hauteur à débit constant pour le régime permanent uniforme établi loin de la protubérance. La courbe en pointillé correspond à l’énergie spécifique au droit de la protubérance (déduite d’une translation verticale de a de la précédente). Les points 1, 2, 3 renvoient aux indices des hauteurs d’écoulement. Dans le diagramme $h - H$, les courbes d’énergie spécifiques sont toutes parallèles et la distance entre deux courbes correspond à la différence d’énergie potentielle. On a supposé ici qu’il n’y avait pas de changement de régime (on reste en fluvial, donc sur les mêmes branches). Le passage d’une courbe à l’autre se produit continûment (sans ressaut hydraulique ou chute).

En régime fluvial, en admettant que l’énergie totale ($H_s + y_\ell$, avec y_ℓ la cote du fond) se conserve, l’énergie spécifique au droit de la protubérance (point 3) doit être plus faible que l’énergie spécifique du régime uniforme (point 1). La différence entre les deux énergies vaut a . Comme l’indique la figure 5.50, cela conduit aux deux observations suivantes :

- sur la face amont de la protubérance, la contrainte de cisaillement près du fond est plus forte qu’en régime uniforme ;
- sur la face aval, la contrainte de cisaillement est plus faible près du fond que celle

déterminée en régime uniforme.

Lorsqu'on est près des conditions critiques d'érosion pour le régime uniforme, on en déduit que la face amont sera le lieu d'une érosion plus importante et qu'inversement, la face aval sera le siège d'un dépôt (si la contrainte pariétale est suffisamment faible). Lorsque le processus d'érosion et dépôt de part et d'autre de la protubérance est opérant, on assiste au déplacement de la structure ainsi créée. On désigne en général par *dune* le nom de telles structures morphologiques, qui se déplace de l'amont vers l'aval.

Passage d'un seuil ou d'un déversoir

Les *déversoirs* sont des ouvrages aux formes variées: déversoir à paroi mince pour mesure un débit (plaque mince verticale), barrage-déversoir (barrage au fil de l'eau avec évacuation du trop plein), déversoir mobile (vanne à clapet, vanne à batardeaux, etc.) qui permet d'ajuster la pelle, et déversoir à seuil épais (ouvrage souvent profilé). Un seuil permet de « contrôler » un débit (voir figure 5.51), par exemple pour créer un plan d'eau, pour augmenter les hauteurs d'eau à l'étiage, ou alimenter des prises d'eau. Les seuils peuvent aussi avoir une fonction de protection contre les crues, par exemple avec un évacuateur de crue sur les barrages de production hydroélectrique et un écrêteur de crue sur les cours d'eau (voir figure 5.52).

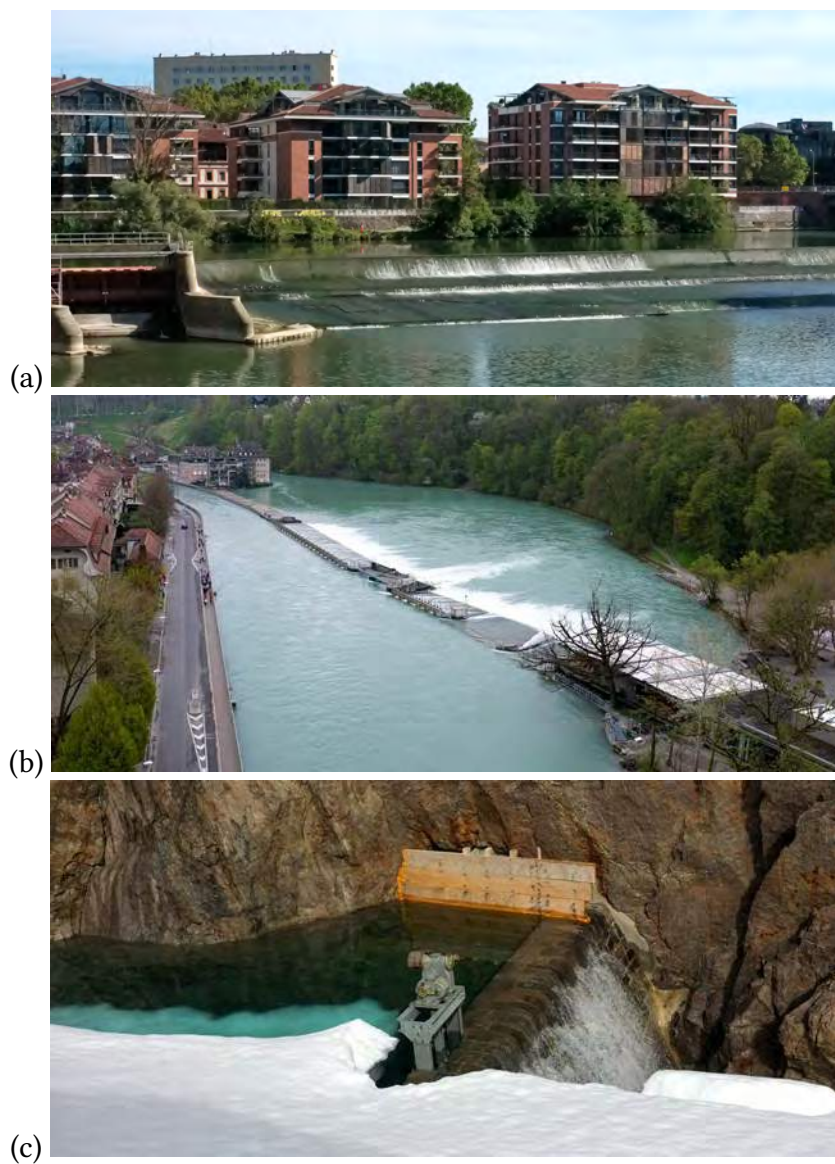


Figure 5.51 : (a) seuil sur la Garonne à Toulouse. (b) déversoir latéral sur l'Aar à Berne. (c) seuil maçonné avec prise d'eau latérale.

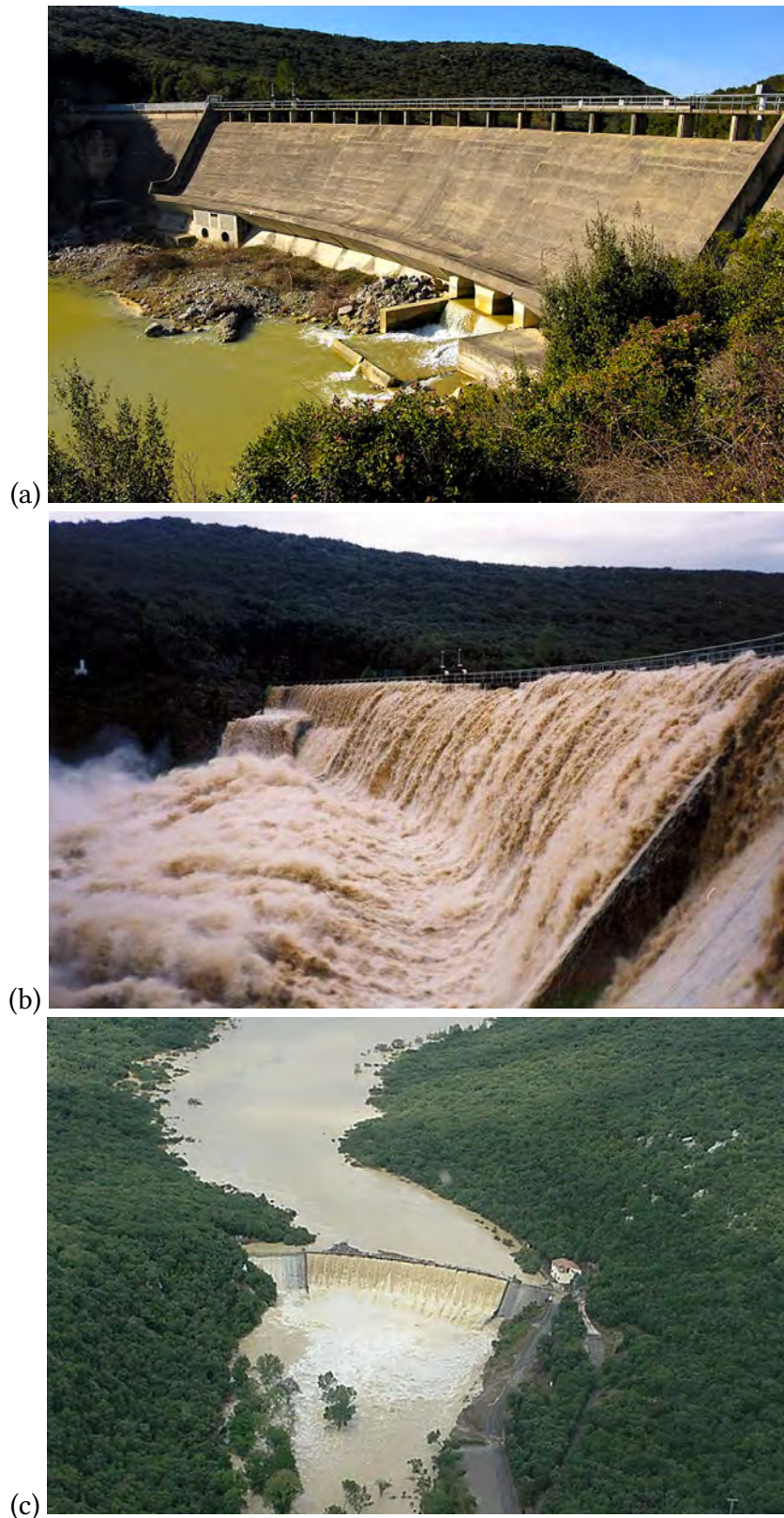


Figure 5.52 : barrage de la Rouvière (Gard, France). Ce barrage est un barrage écrêteur de crue de type « pertuis vanné », qui sert à contrôler le débit sur le Crieulon. (a) vue sur le barrage à l'étiage (cliché J. Fontanelli). (b) et (c) vues de l'ouvrage lors de la crue exceptionnelle de septembre 2002 (source: Conseil Général du Gard)

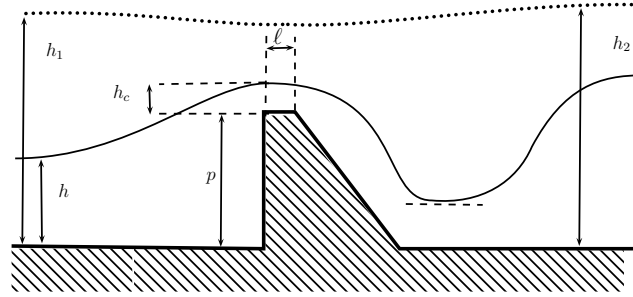


Figure 5.53 : passage d'un seuil. Trait continu : seuil dénoyé ; trait pointillé : seuil noyé. Attention les échelles de longueur ne sont pas respectées.

Si le seuil est suffisamment épais¹², on a vu précédemment que la hauteur d'écoulement au niveau de la crête du seuil est nécessairement égale à la hauteur critique (voir figure 5.53), c'est-à-dire

$$h_c = \left(\frac{q^2}{g}\right)^{1/3} \Leftrightarrow q = \sqrt{gh_c^3}, \quad (5.29)$$

avec q le débit par unité de largeur à l'amont du seuil. La charge totale au niveau du seuil vaut donc :

$$H = h_c + \frac{q^2}{2gh_c^2} + p = \frac{3}{2}h_c + p, \quad (5.30)$$

avec p la « pelle » (hauteur de seuil). Dans le cas d'un fluide parfait, la charge au niveau du seuil est égale à la charge calculée à l'amont $H = \bar{u}^2/(2g) + h$, avec $\bar{u} = q/h$ la vitesse moyenne (sur de courtes distances, la charge totale H se conserve). En égalant les deux charges totales, on déduit la hauteur d'eau juste à l'amont du seuil, ce qui permet de résoudre l'équation de la courbe de la courbe de remous (5.3) sans avoir la singularité $h = h_c$ au niveau du seuil ; en effet, on ne peut pas intégrer cette équation en prenant comme condition limite aval $h = h_c$ puisque le dénominateur du terme de droite dans (5.3) serait nul. En se servant des équations (5.29) et (5.30), on déduit que le débit par unité de largeur est en fonction de la charge totale H :

$$q = \sqrt{g} \left(\frac{2}{3}(H - p)\right)^{3/2}. \quad (5.31)$$

Cette formule permet en pratique de :

- déterminer le débit si l'on connaît la charge totale H par application directe de la formule (5.31). Cette formule est par exemple utile pour évaluer le débit transitant par un déversoir d'évacuateur de crue d'un barrage. ;
- calculer la charge totale H connaissant le débit q par inverse de la formule (5.31) :

$$H = \frac{3}{2}h_c + p = \frac{3}{2} \left(\frac{q^2}{g}\right)^{1/3} + p \quad (5.32)$$

- estimer la hauteur d'eau équivalente juste à l'amont du seuil soit en résolvant (5.32) avec $H = \bar{q}^2/(2gh^2) + h$ (il faut donc résoudre une équation de degré 3) soit en

12. Un seuil épais a une épaisseur de crête ℓ telle que $\ell > 3(H - p)$.

supposant que la vitesse de l'eau est faible à l'amont du déversoir $u^2/(2g) \ll h$ et donc

$$h \approx \frac{3}{2} \left(\frac{q^2}{g} \right)^{1/3} + p.$$

Cette façon de procéder est utile quand on doit résoudre une équation de courbe de remous (5.11) en présence d'une chute d'eau (au passage du seuil). Si l'écoulement est subcritique à l'aval de l'ouvrage hydraulique, il faut résoudre (5.11) d'aval vers l'amont en partant du seuil. Or, la seule condition à la limite que l'on ait au niveau du seuil est $h = h_c$ et cette relation est incompatible avec (5.11) (dénominateur infini). On fixe alors une nouvelle condition aux limites juste à l'amont du seuil. Comme la distance est faible entre ce point et le seuil, on peut négliger la perte de charge. La charge hydraulique (5.30) est calculée au niveau du seuil. Puis, de cette valeur, on déduit quelle doit être la hauteur d'eau juste à l'aval du seuil.

En pratique, l'approximation de fluide parfait n'est pas très bonne et on emploie à la place la formule empirique pour un seuil *dénoyé*¹³:

$$q = C_D \sqrt{g} \left(\frac{2}{3} (H - p) \right)^{3/2}, \quad (5.33)$$

avec C_D le coefficient de débit. Ce coefficient dépend de la géométrie du seuil (épais, à paroi mince), de sa largeur, et de la géométrie d'écoulement (contraction ou non de la lame). Attention, il existe d'autres approches pour aboutir à la formule du seuil dénoyé, qui aboutissent à des équations structurellement identiques, mais avec des facteurs de proportionnalité différents.

Dans le cas où le seuil est *noyé* (voir figure 5.55), on peut se servir de la loi de Bernoulli pour évaluer la vitesse u_0 au-dessus du seuil:

$$\frac{u_0^2}{2g} + p + h_0 = \frac{u_1^2}{2g} + h_1 \Rightarrow u_0 = \sqrt{2g \left(\frac{u_1^2}{2g} + h_1 - p - h_0 \right)},$$

avec h_1 et u_1 la hauteur et la vitesse à l'amont du seuil. On considère que la vitesse u_1 est faible à l'approche du seuil et que la hauteur varie peu à l'aval, donc $h_2 = p + h_0$. On déduit alors:

$$u_0 \approx \sqrt{2g (h_1 - h_2)}.$$

Le débit théorique est

$$q = h_0 u_0 = (h_2 - p) \sqrt{2g (h_1 - h_2)}.$$

Le régime reste noyé tant que l'écoulement ne change pas de régime au passage du seuil. Il faut donc une hauteur minimale h_2 , qui peut s'estimer en considérant que le régime est critique au passage du seuil pour cette hauteur minimale de h_2 , et donc on a:

$$\text{Fr} = \frac{u_0}{\sqrt{gh_0}} = 1 \Rightarrow u_0 = \sqrt{gh_0},$$

13. Un seuil est dit dénoyé lorsque l'écoulement à l'aval du seuil n'influe pas sur l'écoulement à l'amont, ce qui implique que la hauteur critique est bien atteinte au droit du seuil et/ou qu'un régime supercritique s'établit au pied du seuil. La photographie 5.54 montre par exemple l'existence d'un ressaut à l'aval immédiat du seuil non visible sur le Tibre: le seuil est dénoyé. Voir la condition (5.34) qui établit quand un seuil est noyé ou dénoyé.

et si on considère que $u_0 = \sqrt{2g(h_1 - h_2)}$, alors la hauteur minimale vérifie $h_2 - p = 2(h_1 - p)/3$. Le critère pour observer un seuil noyé est donc

$$h_2 - p \geq \frac{2}{3}(h_1 - p). \quad (5.34)$$

Pour prendre en compte le caractère approximatif, on introduit un coefficient de débit C_D et on écrit que le débit est alors une relation liant le débit et la différence de hauteur de part et d'autre du seuil noyé :

$$q = C_D \sqrt{2g} (h_1 - h_2)^{1/2} (h_2 - p). \quad (5.35)$$

On note la continuité des relations de débit (5.33) et (5.35) lorsqu'on est à la transition entre régimes noyé et dénoyé pour $h_2 - p = 2(h_1 - p)/3$. \square



Figure 5.54 : seuil dénoyé sur le Tibre au niveau de l'île Tibérine à Rome. L'apparition d'eau blanche trahit la formation d'un petit ressaut à l'aval du seuil.

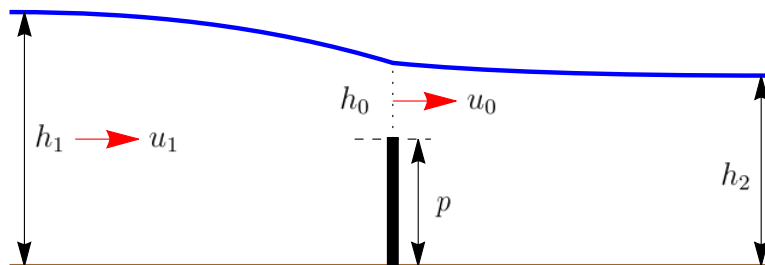


Figure 5.55 : schéma de principe du seuil noyé.

Écoulements laminaires et turbulents

6.1 Équations de Navier-Stokes

LA PLUPART des fluides de notre environnement (eau, air, huile, etc.) sont dits *newtoniens* car leur loi de comportement suit la loi de Newton. D'autres fluides ne suivent pas cette loi et on les dit *non newtoniens*. La boue ou la peinture par exemple sont des fluides non newtoniens.

6.1.1 Bases théoriques

Au repos, un fluide ne subit que l'action de la gravité et les seules contraintes en son sein sont les pressions. On a vu précédemment la loi de la statique :

$$-\nabla p + \rho \mathbf{g} = 0,$$

montrant que le gradient de pression p doit contrebalancer exactement le champ de pesanteur pour qu'il y ait équilibre ($\mathbf{u} = 0$). Que se passe-t-il maintenant si le fluide n'est plus au repos ?

On a vu au chapitre précédent que les équations du mouvement sont composées de l'équation de conservation de la masse (4.11) et de l'équation de conservation de la quantité de mouvement (4.12). Dans cette dernière apparaît un terme $\nabla \cdot \mathbf{T}$, qui représente les extra-contraintes, c'est-à-dire les contraintes supplémentaires dues au mouvement du fluide (voir complément de cours, chap. 2). Pour fermer les équations du mouvement (c'est-à-dire pour qu'il y ait autant d'équations que de variables), il faut disposer d'une équation supplémentaire, appelée équation ou loi de comportement, qui décrit les relations entre contraintes et vitesses de déformation au sein du fluide.

Loi de comportement newtonienne

La relation la plus simple que l'on puisse imaginer entre Σ et \mathbf{D} est une relation linéaire. La loi expérimentale de Newton invite à écrire :

$$\Sigma = -p\mathbf{1} + 2\mu\mathbf{D} \quad \text{ou bien} \quad \mathbf{T} = 2\mu\mathbf{D}, \quad (6.1)$$

où μ est la viscosité dynamique [Pa·s] et $\mathbf{1}$ le tenseur identité. On appelle cette relation la *loi de comportement newtonienne*. Lorsqu'on injecte cette forme de loi de comportement dans les équations de conservation de la quantité de mouvement, on obtient les *équations dites de Navier-Stokes* (voir infra).

6.1.2 Forme générique des équations de Navier-Stokes

Les équations de Navier-Stokes sous forme tensorielle s'écrivent :

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \nabla \mathbf{u} \right) = \rho \mathbf{g} - \nabla p + 2\mu \nabla \cdot \mathbf{D}, \quad (6.2)$$

avec \mathbf{D} le tenseur des taux de déformation (partie symétrique du gradient de vitesse $\nabla \mathbf{u}$). Il faut compléter ce système par l'équation de continuité qui, pour un fluide incompressible, prend la forme :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (6.3)$$

pour aboutir aux équations complètes du mouvement. Il existe plusieurs façons d'écrire l'équation de conservation de la quantité de mouvement (6.2). Par exemple, en utilisant l'égalité (obtenue en se servant du théorème de Green-Ostrogradski)

$$\mathbf{u} \nabla \mathbf{u} = \nabla \cdot (\mathbf{u} \mathbf{u}),$$

où $\mathbf{u} \mathbf{u}$ est un tenseur d'ordre 2 (produit tensoriel de \mathbf{u} par lui-même), on obtient la forme suivante équivalente à (6.2)

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{u} \mathbf{u} \right) = \rho \mathbf{g} - \nabla p + 2\mu \nabla \cdot \mathbf{D} \quad (6.4)$$

En dimension 2 et dans un système de coordonnées cartésiennes (x, y) , les équations de Navier-Stokes pour un fluide incompressible s'écrivent :

- Conservation de la masse (équation de continuité)

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad (6.5)$$

avec $\mathbf{u} = (u, v)$ les composantes de la vitesse

- Conservation de la quantité de mouvement

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \rho g_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial T_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial T_{xy}}{\partial y}, \quad (6.6)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = \rho g_y - \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial T_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial T_{yy}}{\partial y} \quad (6.7)$$

avec $\mathbf{g} = (g_x, g_y)$ la projection du vecteur \mathbf{g} (accélération de la gravitation) sur les axes principaux du repère cartésien, et où les composantes du tenseur des extra-contraintes \mathbf{T} sont facilement établies à partir de sa définition pour un fluide newtonien : $\mathbf{T} = 2\mu \mathbf{D}$ avec $\mathbf{D} = \frac{1}{2}(\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^\dagger)$:

$$\mathbf{T} = 2\mu \begin{bmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) & \frac{\partial v}{\partial y} \end{bmatrix}. \quad (6.8)$$

Rappelons que T_{xy} s'appelle la *contrainte de cisaillement*, T_{xx} s'appelle la *contrainte normale* dans la direction x , et T_{yy} s'appelle la *contrainte normale* dans la direction y .

On se reportera au complément de cours, chap. 2 pour voir comment s'écrivent ces équations quand elles sont projetées dans un repère cartésien de dimension 3 ou bien écrites en coordonnées cylindriques.

Les équations de Navier-Stokes forment un jeu d'équations dites « fermées » car il y a autant de variables (ou d'inconnues) que d'équations. Pour utiliser ces équations pour résoudre un problème pratique, il faut des équations supplémentaires, qui fournissent les conditions initiales et aux limites.

6.1.3 Conditions aux limites

Pour résoudre un problème (différentiel) d'écoulement, il faut connaître

- les conditions initiales: initialement à $t = 0$, quelle était la configuration de l'écoulement ?
- les conditions aux limites: aux frontières du domaine de calcul, qu'impose-t-on à l'écoulement ?

On va s'intéresser ici aux conditions aux limites. Comme il y a deux types de variables dans les équations du mouvement (variables cinématiques liées au champ de vitesse et variables dynamiques reliées au champ de contraintes), on considère

- les conditions aux limites *cinématiques*: ce sont les conditions que doivent vérifier le champ de vitesse;
- les conditions aux limites *dynamiques*: ce sont les conditions que doivent vérifier les champs de contrainte et de vitesse aux frontières du domaine.

En général, on considère également deux types de frontières :

- les frontières solides sont des parois, qui ne se déforment pas (ou très peu);
- les frontières matérielles sont des interfaces entre deux liquides ou un liquide et un gaz (la surface libre est une frontière matérielle). Dans ce cas, la frontière a une forme qui peut varier au cours du temps et il faut donc une équation qui décrit comment sa forme et sa position varient avec le temps.

Frontière solide

Pour une paroi solide (par exemple, sur une facette orientée par \mathbf{n}), on considère que la vitesse vérifie les deux conditions suivantes

- *condition de non-pénétration*: le fluide ne peut pas entrer dans le solide (qui est imperméable), donc la composante normale de la vitesse est nulle: $u_n = \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = 0$;
- *condition d'adhérence* (ou de non-glissement): le fluide adhère à la paroi solide, donc la composante tangentielle doit également être nulle: $u_t = \mathbf{u} \cdot \mathbf{t} = 0$, avec \mathbf{t} un vecteur tangent à la paroi.

Il s'ensuit que la vitesse \mathbf{u} est nulle le long d'une paroi solide. C'est la condition aux limites cinématique.

Pour la condition aux limites dynamiques, on écrit qu'il y a équilibre de l'interface (si celle-ci est fixe), donc d'après le principe d'action et de réaction, on a

$$\Sigma_{fluide} \cdot \mathbf{n} + \Sigma_{solide} \cdot \mathbf{n} = 0,$$

avec Σ_{fluide} le tenseur des contraintes fluides, Σ_{solide} le tenseur des contraintes du solide, puisque la contrainte au sein du fluide doit coïncider avec celle du solide le long de l'interface.

Frontière matérielle

En général, une frontière matérielle est une interface mouvante entre deux fluides ; dans quelques cas, par exemple pour la surface libre d'un écoulement permanent, cette surface peut occuper un lieu fixe de l'espace.

On écrit $F(\mathbf{x}, t) = 0$ l'équation (implicite) de la frontière. Par exemple, pour une surface libre d'un écoulement d'eau le long d'une rivière, on écrit $F = y - h(x, t) = 0$, avec h la hauteur d'eau par rapport au fond. La normale en tout point est donnée par $\nabla F / |\nabla F|$. Une surface matérielle vérifie

$$\frac{dF}{dt} = 0,$$

car un point de la surface matérielle à un instant donné reste toujours sur cette surface à n'importe quel autre instant (ses coordonnées peuvent changer au cours du temps si la surface se déforme, mais il appartient toujours à l'interface). Par exemple, dans le cas de la surface libre d'une rivière, on a

$$\frac{dF}{dt} = \frac{d}{dt}(y - h(x, t)) = 0 \implies v = \frac{dy}{dt} = \frac{dh}{dt}, \quad (6.9)$$

où v est ici la vitesse verticale (dans la direction y) de la surface libre.

Comme pour la paroi solide, la condition dynamique implique l'égalité des contraintes entre les fluides des deux milieux au niveau de l'interface. S'il y a des effets de tension de surface, il convient de rajouter un terme supplémentaire traduisant cette tension pour la composante normale des efforts. Très souvent, dans le cas d'une surface libre d'un écoulement d'eau, il est possible de négliger l'action du fluide ambiant (l'air) et dans ce cas, on a

$$\Sigma_{fluide} \cdot \mathbf{n} = (-p\mathbf{1} + \mathbf{T}) \cdot \mathbf{n} = 0,$$

le long de la surface libre.

6.2 Base phénoménologique du comportement newtonien

La loi de Newton $\mathbf{T} = 2\mu\mathbf{D}$ tire son nom de l'expérience de Newton, qui est le premier à avoir mis en évidence et proposer une relation décrivant la résistance d'un fluide visqueux. En 1687, Isaac Newton écrivait « the resistance which arises from the lack of slipperiness of the parts of the liquid, other things being equal, is proportional to the velocity with which the parts of the liquid are separated from one another ». Cette observation

est à la base de la théorie newtonienne des fluides. Traduit sous une forme moderne, cette phrase signifie que la résistance à l'écoulement (par unité de surface) (autrement dit la contrainte τ) est proportionnelle au gradient de vitesse U/h :

$$\tau = \mu \frac{U}{h} \quad (6.10)$$

où U est la vitesse relative à laquelle se déplace la plaque supérieure et h est l'épaisseur de fluide cisailé (voir figure 6.1). μ est un coefficient intrinsèque au fluide, appelé *viscosité*. Cette relation est d'un grand intérêt pratique :

- c'est la façon la plus simple d'exprimer une loi rhéologique (loi linéaire);
- elle fournit un moyen de mesurer la viscosité μ .

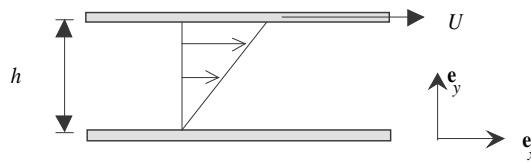


Figure 6.1 : expérience de Newton. Cette expérience consiste à cisailer une couche de fluide entre deux plaques (écoulement de Couette).

En 1904, Trouton¹ réalisa des expériences sur une barre de section carrée composée d'un fluide très visqueux (bitume), qui consistait à étirer le fluide à une vitesse constante. La figure 6.2 montre le principe de l'expérience. Le fluide subit une élongation axiale à la vitesse constante $\dot{\alpha}$, définie comme étant : $\dot{\alpha} = \dot{\ell}/\ell$, où ℓ est la longueur de l'échantillon de fluide. Pour ses expériences, Trouton trouva une relation linéaire entre la force normale par unité de surface (contrainte normale) σ et la vitesse d'élongation :

$$\sigma = \mu_e \dot{\alpha} = \mu_e \frac{1}{\ell} \frac{d\ell}{dt} \quad (6.11)$$

Cette relation est structurellement très similaire à celle proposée par Newton, mais elle introduit un nouveau coefficient, qu'on appelle de nos jours la *viscosité de Trouton* ou *viscosité élongationnelle*. On trouve qu'on a la relation suivante entre viscosités $\mu_e = 3\mu$.

Cela peut sembler un peu gênant que deux expériences similaires (à première vue) ne fournissent pas le même résultat. En fait ces deux expériences sont cohérentes si on se sert des équations de Navier-Stokes, c'est-à-dire des équations du mouvement sous forme tensorielle et non pas simplement de lois empiriques.

Dans le cas de l'expérience de Newton, on montre facilement que le champ de vitesse est linéaire : $\mathbf{u} = U e_x y/h$. Le gradient de vitesse ou *taux de cisaillement* est $\dot{\gamma} = \partial u/\partial y = U/h$ et on trouve que $\tau = \mu \dot{\gamma}$.

Dans le cas de l'expérience de Trouton, on peut facilement résoudre les équations de Navier-Stokes si l'on néglige les termes inertiels (c'est-à-dire le terme $\rho d\mathbf{u}/dt$), ce qui est plausible car, pour pouvoir faire une expérience d'élongation, il faut choisir un fluide

1. Frederick Thomas Trouton (1863–1922) était un physicien anglais. On lui doit notamment la loi de Trouton, qui énonce que le changement molaire d'enthalpie (ou de l'entropie) est constant au point d'ébullition.

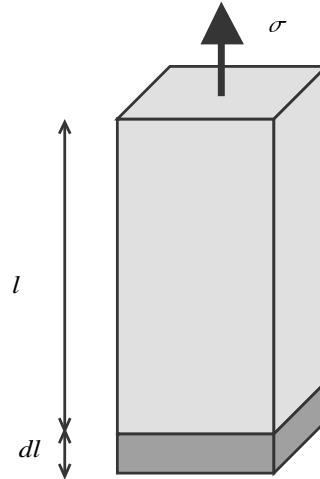


Figure 6.2 : expérience de Trouton. Il s'agit de l'élongation axiale d'un barreau de fluide soumis à une contrainte normale σ .

très visqueux et le solliciter lentement (expérience à très faible nombre de Reynolds). Les composantes du tenseur des taux de déformation sont :

$$\mathbf{D} = \begin{bmatrix} -\dot{\alpha}/2 & 0 & 0 \\ 0 & \dot{\alpha} & 0 \\ 0 & 0 & -\dot{\alpha}/2 \end{bmatrix} \quad (6.12)$$

Le tenseur des contraintes peut être écrit :

$$\mathbf{\Sigma} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (6.13)$$

Une simple comparaison de ces équations conduit à poser : $p = -\mu\dot{\alpha}$ and $\sigma = 3\mu\dot{\alpha}$, c'est-à-dire : $\mu_e = 3\mu$.

6.3 Méthodes de résolution des équations de Navier-Stokes

Nous allons ici montrer comment les équations de Navier-Stokes permettent de retrouver les observations expérimentales de Newton et Trouton décrites précédemment.

6.3.1 Expérience de Newton

Étape 1: recherche des symétries

On réalise une expérience de cisaillement en régime permanent. *A priori*, les composantes de la vitesse sont des fonctions des variables x , y , et t . On va simplifier cette

dépendance à l'aide des considérations suivantes :

- le régime est permanent, donc on peut écrire que $\partial_t(\cdot) = 0$ pour chacune des composantes ;
- l'écoulement est unidirectionnel dans la direction x . La vitesse ne peut pas dépendre de x . Attention cela n'est pas nécessairement vrai pour la pression car certains écoulements unidirectionnels sont dus à un gradient de pression (écoulement en charge). Nous verrons ici que la pression est effectivement indépendante de x , mais cela n'est pas vrai pour tous les écoulements dans des conduits.



Au final, cela veut dire que l'on a les dépendances suivantes : $p(x, y)$, $u(y)$, et $v(y)$.

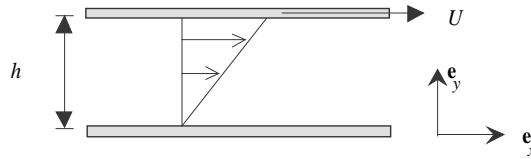


Figure 6.3 : expérience de Newton.

Étape 2: équations du mouvement

Les équations de Navier-Stokes pour un matériau incompressible s'écrivent

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0,$$

$$\rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} = \rho \mathbf{g} - \nabla p + \nabla \cdot \mathbf{T}.$$

On considère deux sortes de conditions aux limites :

- cinématique : que valent les vitesses aux limites du domaine fluide ?
- dynamique : quelles sont les forces sur ces limites du domaine ?

Pour les vitesses :

- le long des plaques (en $y = 0$ et $y = h$), la condition de non-pénétration implique

$$v = 0 \quad (6.14)$$

- le long des plaques, la condition d'adhérence donne

$$u = U \text{ en } y = h, \quad (6.15)$$

$$u = 0 \text{ en } y = 0. \quad (6.16)$$

Pour les forces :

- pas de condition imposée sur la plaque inférieure ;
- en revanche, pour la plaque supérieure en mouvement, la force sur la facette supérieure doit correspondre à celle imposée par la mise en mouvement de la plaque. L'équation du mouvement pour la plaque de masse M et de vitesse \mathbf{v} est

$$M \frac{d\mathbf{v}}{dt} = M\mathbf{g} + \mathbf{R} + \mathbf{F},$$

$\mathbf{F} = F\mathbf{e}_x$ la force appliquée par l'opérateur pour mettre la plaque en mouvement et $\mathbf{R} = (R_x, R_y)$ étant la force exercée par le fluide sur la plaque, qui par définition s'écrit

$$\mathbf{R} = \int_S \boldsymbol{\Sigma} \cdot \mathbf{n} dS.$$

avec $\boldsymbol{\Sigma} = -p\mathbf{1} + \mathbf{T}$ le tenseur des contraintes totales et $\mathbf{n} = -\mathbf{e}_y$ la normale orientée de l'intérieur (de la plaque) vers l'extérieur. Comme la vitesse de la plaque est supposée constante, on tire de l'équation du mouvement de cette plaque que

$$F + R_x = 0.$$

$$-Mg + R_y = 0.$$

soit $R_x = -F$ et $R_y = Mg$.

Cela donne donc

$$\int_S \boldsymbol{\Sigma} \cdot \mathbf{e}_y dS = F\mathbf{e}_x - Mg\mathbf{e}_y,$$

soit encore en $y = h$

$$p - T_{yy} = \frac{Mg}{S}, \quad (6.17)$$

$$T_{xy} = \tau = \frac{F}{S}, \quad (6.18)$$

avec S la surface de la plaque ;

- sur la facette du fond, on pourrait écrire que la force exercée par le fluide doit correspondre à la force de réaction du support, mais on n'a pas besoin de conditions aux limites à cet endroit. On ne détaille donc pas cette condition.

Étape 3 : résolution des équations

On commence à résoudre l'équation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0,$$

soit

$$\frac{\partial v}{\partial y} = 0.$$

Il s'ensuit que v est constant, or la condition de non-pénétration (6.14) impose $v = 0$.

Examinons le tenseur des taux de déformation

$$\mathbf{D} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 0 & u'(y) \\ u'(y) & 0 \end{bmatrix},$$

où l'on note que les termes normaux ($D_{xx} = (\partial_x u)$ et $D_{yy} = (\partial_y v)$) sont nuls compte tenu de la dépendance des composantes de la vitesse vis-à-vis des variables d'espace et de la nullité de v . Le tenseur des extra-contraintes s'écrit donc :

$$\mathbf{T} = 2\mu\mathbf{D} = \begin{bmatrix} 0 & \mu u'(y) \\ \mu u'(y) & 0 \end{bmatrix}.$$

La projection selon x de ces équations donne

$$0 = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \frac{d^2 u}{dy^2}, \quad (6.19)$$

où $\tau = T_{xy} = \mu u'(y)$ est la contrainte de cisaillement. On fait de même pour la direction y

$$-\rho g - \frac{\partial p}{\partial y} = 0, \quad (6.20)$$

d'où l'on déduit que la pression est de forme hydrostatique

$$p = -\rho g y + a,$$

avec a une constante d'intégration. La condition aux limites (6.17) donne

$$p = \frac{Mg}{S} \text{ en } y = h,$$

car $T_{xx} = 0$. Donc on déduit que $a = Mg/S + \rho g h$. L'intégration de l'équation (6.19) donne :

$$u = by + c,$$

avec b et c deux constantes d'intégration. Les conditions aux limites (6.15–6.16) imposent $c = 0$ et $b = U/h$. Les profils de vitesse et de pression s'écrivent donc

$$u = U \frac{y}{h} \text{ et } p = \frac{Mg}{S} + \rho g(h - y).$$

La force de frottement correspond à la force appliquée par l'opérateur

$$F = S\tau = S\mu \frac{du}{dy} = S\mu \frac{U}{h}.$$

On vérifie donc la relation trouvée expérimentalement par Newton, qui affirme que la force de frottement est une fonction linéaire de la vitesse U de la plaque et varie inversement proportionnelle à l'espacement h entre les deux plaques.

6.3.2 Expérience de Trouton

Étape 1: recherche des symétries

On réalise une expérience d'élongation en régime permanent. *A priori*, les composantes de la vitesse sont des fonctions des variables x , y , z , et t . On va simplifier cette dépendance à l'aide des considérations suivantes :

- Le régime est permanent, donc on peut écrire que $\partial_t(\cdot) = 0$ pour chacune des composantes.
- L'écoulement est unidirectionnel dans la direction y . Comme il s'agit d'un mouvement d'élongation, cela veut dire que deux particules initialement contenues dans le même plan horizontal restent au même niveau, donc v ne peut pas dépendre de x ou z (sinon la barre serait en torsion).
- Le problème est invariant par rotation de $\pi/2$, donc x et z jouent le même rôle (on doit donc avoir des équations identiques) et les vitesses selon x et z sont identiques.

- Même raisonnement pour la dépendance de u et w en y : ces deux composantes ne peuvent pas dépendre de y car sinon à la surface libre (côté BC ou DA), il y aurait des déformations non homogènes. Par ailleurs, on doit avoir une contraction dans la direction x et z à cause de la conservation du volume (matériau incompressible): on gagne en longueur, donc on perd en largeur.
- La symétrie fait que u ne peut pas dépendre de z et vice versa, w ne peut pas dépendre de x .

Au final, cela veut que l'on a les dépendances suivantes: $u(x)$, $w(z)$, et $v(y)$.

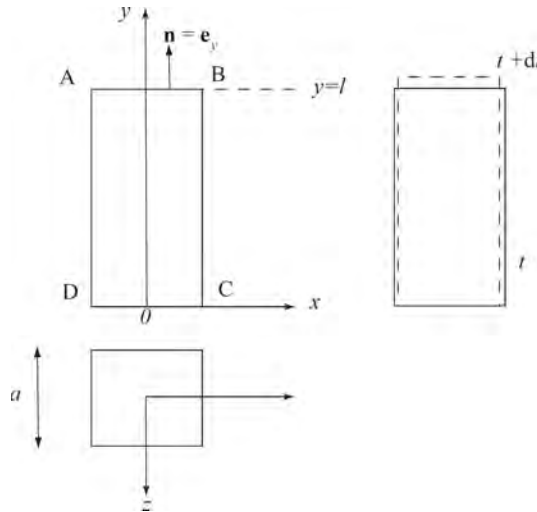


Figure 6.4 : expérience de Trouton. Il s'agit de l'élongation axiale d'un barreau de fluide soumis à une contrainte normale $\Sigma = F/S$.

Étape 2: simplification des équations

Dans le cas de l'expérience de Trouton, l'élongation n'est possible que si le matériau est très visqueux et de poids négligeable devant les contraintes de traction (sinon la barre s'effondrerait sous l'effet de la gravité) et si les vitesses d'élongation sont assez faibles. Typiquement avec: $\mu \sim 10^5$ Pa·s, $\rho \sim 2000$ kg/m³, $U_* = 1$ mm/s, et $L_* = 1$ cm, le nombre de Reynolds est de l'ordre de

$$\text{Re} = \frac{2 \times 10^3 10^{-3} 10^{-2}}{10^5} = 2 \times 10^{-7},$$

ce qui implique que Re est très petit et qu'on peut négliger les termes inertiels; notons que l'ordre de grandeur de la pression hydrostatique est $P_* \sim \rho g L_* \approx 2 \times 10^3 10 10^{-2} = 200$ Pa tandis que l'ordre de grandeur des contraintes visqueuses est $\sigma_* \sim \mu U_* / L_* = \times 10^5 10^{-3} / 10^{-2} = 10^4$ Pa, ce qui montre que $\sigma_* \gg P_*$.

On peut considérer que les équations de Stokes sont une approximation correcte des équations de Navier-Stokes.

Examinons le tenseur des taux de déformation

$$\mathbf{D} = \begin{bmatrix} u'(x) & 0 & 0 \\ 0 & v'(y) & 0 \\ 0 & 0 & w'(z) \end{bmatrix},$$

où l'on note que les termes de cisaillement comme $D_{xy} = (\partial_y u + \partial_x v)/2$ sont nuls compte tenu de la dépendance des composantes de la vitesse vis-à-vis des variables d'espace. Le tenseur des extra-contraintes s'écrit donc :

$$\mathbf{T} = 2\mu\mathbf{D} = \begin{bmatrix} 2\mu u'(x) & 0 & 0 \\ 0 & 2\mu v'(y) & 0 \\ 0 & 0 & 2\mu w'(z) \end{bmatrix}.$$

Les équations de Stokes pour un matériau incompressible s'écrivent

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{u} &= 0, \\ -\nabla p + \nabla \cdot \mathbf{T} &= 0. \end{aligned}$$

La projection selon x de ces équations donne

$$-\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial T_x}{\partial x} = -\frac{\partial p}{\partial x} + 2\mu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = -\frac{\partial p}{\partial x} + 2\mu u''(x), \quad (6.21)$$

où $T_x = 2\mu u'(x)$ est la contrainte normale dans la direction x . On fait de même pour les autres directions

$$-\rho g - \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial T_y}{\partial y} = -\rho g - \frac{\partial p}{\partial y} + 2\mu \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} = -\rho g - \frac{\partial p}{\partial y} + 2\mu v''(y), \quad (6.22)$$

$$-\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial T_z}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} + 2\mu \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} = -\frac{\partial p}{\partial z} + 2\mu w''(z). \quad (6.23)$$

L'équation de conservation de la masse donne :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (6.24)$$

Étape 3 : conditions aux limites

On considère deux sortes de conditions aux limites :

- cinématique : que valent les vitesses aux limites du domaine fluide ?
- dynamique : et quelles sont les forces ?

Pour les vitesses :

- sur la facette du fond CD, on a

$$v = 0 \quad (6.25)$$

(barre fixée sur le fond);

- sur la facette supérieure AB, on a

$$v = \dot{\ell} \quad (6.26)$$

où $\dot{\ell} = d\ell(t)/dt$ (la vitesse du fluide correspondant à la vitesse imposée par l'opérateur. Cette vitesse est la dérivée par rapport au temps de la distance $\ell = DA$;

- sur les facettes latérales BC et DA, on ne peut rien dire pour u et w . On note toutefois qu'il s'agit d'un mouvement de contraction, donc la vitesse

$$u \text{ s'annule en } x = 0 \text{ et } w \text{ en } z = 0. \quad (6.27)$$

Les composantes des vitesses u et w doivent être des fonctions impaires.

Pour les forces :

- pas de force sur les facettes latérales BC et DA ;
- la force sur la facette supérieure doit correspondre à celle imposée par l'opérateur. Cela donne donc

$$\int_S \boldsymbol{\Sigma} \cdot \mathbf{e}_y dS = F \mathbf{e}_y,$$

avec $\boldsymbol{\Sigma} = -p\mathbf{1} + \mathbf{T}$ le tenseur des contraintes totales. Soit encore

$$T_y - p = \frac{F}{S} \text{ en } y = \ell, \quad (6.28)$$

avec $S = a^2$ la section de la barre (en toute rigueur il faudrait tenir compte de la contraction de la barre, mais on note que si la largeur diminue de ε , on a $S = (a - \varepsilon)^2 = a^2 + 2a\varepsilon + \varepsilon^2 \approx a^2$ au premier ordre);

- sur la facette du fond, on pourrait écrire que la force exercée par le fluide doit correspondre à la force de réaction du support, mais on n'a pas besoin de conditions aux limites à cet endroit. On ne détaille donc pas cette condition.

Étape 4 : résolution des équations

On commence à résoudre l'équation de conservation de la masse. On note que cette équation doit être valable pour tout x, y, z . L'équation de conservation de la masse (6.24) n'est vérifiée que si u', v' , et w' sont des constantes et que la somme de ces constantes est nulle. De plus, on doit avoir $w'(z) = u'(x) = cte$. On pose donc

$$\beta = v'(y) \text{ et } u'(x) = w'(z) = -\frac{\beta}{2},$$

où β est une constante à déterminer. L'intégration de la première équation donne

$$v(y) = \beta y + \gamma,$$

avec γ une constante d'intégration. On se sert des conditions aux limites (6.25–6.26) pour trouver

$$\beta = \frac{\dot{\ell}}{\ell} \text{ et } \gamma = 0.$$

On fait de même pour $u' = -\beta/2$, dont l'intégration fournit

$$u(x) = -\frac{\beta}{2}x + \eta,$$

avec η une constante d'intégration. On se sert de la condition aux limites (6.27) pour trouver

$$\eta = 0.$$

Le champ de vitesse w est également

$$w(z) = -\frac{\beta}{2}z.$$

Reste maintenant à trouver la pression. La projection selon x de la quantité de mouvement [équation (6.21)] donne par intégration selon x

$$-p + 2\mu u'(x) + C(y, z) = 0,$$

avec C une constante d'intégration, qui dépend *a priori* de y et z puisqu'on intègre selon x . Pour trouver C , on substitue l'expression $p = 2\mu u'(x) + C(y, z) = -\beta\mu + C(y, z)$ dans les équations (6.22–6.23)

$$-\rho g - \frac{\partial p}{\partial y} + 2\mu v''(y) = -\rho g - \frac{\partial C}{\partial y} + 2\mu v''(y) = -\rho g - \frac{\partial C}{\partial y} = 0,$$

dont l'intégration selon y donne

$$C(y, z) = -\rho g y + D(z),$$

avec D une constante d'intégration, qui dépend *a priori* de z . Par raison de symétrie, la pression ne peut pas être une fonction de z via D [on pourrait faire le calcul en commençant d'abord par l'équation (6.23) selon z]. La pression s'écrit donc

$$p = \underbrace{2\mu u'(x)}_{\text{effet visqueux}} - \underbrace{\rho g y + D}_{\text{effet hydrostatique}},$$

où D est ici une simple constante. Contrairement à l'expérience de Newton où la pression était identique à la pression hydrostatique (même si le fluide n'est pas au repos), la pression est ici la somme de deux contributions : une première contribution représente la pression nécessaire pour lutter contre la compression du fluide induite par la traction tandis que le second terme résulte du poids propre du fluide. Notons que l'ordre de grandeur de cette dernière est faible devant la première (ce qui est important pour que les conditions aux limites sur les bords verticaux AD et BC soient vérifiées).

La contribution hydrostatique de la pression doit être nulle sur AB car il n'y a plus de fluide au-dessus et que la surface AB est en traction, d'où $D = \rho g \ell$ et $C = \rho g(\ell - y)$. Au final, on arrive à

$$p = -\beta\mu + \rho g(\ell - y).$$

On a résolu tout le problème. Pour revenir à l'expérience de Trouton, on peut faire remarquer qu'en $y = \ell$, on a d'après l'équation (6.28)

$$T_y - p = 2\mu\beta + \mu\beta = \frac{F}{S},$$

soit encore

$$\frac{F}{S} = \frac{3\mu}{\ell} \frac{d\ell}{dt},$$

qui est bien la loi expérimentalement obtenue par Trouton.

6.4 Adimensionalisation des équations

6.4.1 Choix des échelles

L'adimensionalisation des équations du mouvement est une étape importante :

- elle peut permettre de simplifier les équations en supprimant les termes « petits » par rapport à d'autres ;

- elle permet de trouver les nombres sans dimension qui sont utiles pour proposer des critères de similitude. Ces critères servent en ingénierie à faire le lien entre des expériences à échelle réduite sur des maquettes et des écoulements en grandeur réelle. Par exemple, pour optimiser la forme d'une coque de bateau, on réalise des essais à échelle réduite dans des bassins.

Le second point a été abordé dans l'introduction de ce cours (§ 2.5). Le premier point va nous permettre de simplifier les équations du mouvement. On constate en général que les équations de type Navier-Stokes sont très compliquées à résoudre, mais qu'il est possible de trouver des approximations qui fournissent une solution satisfaisante en pratique. L'adimensionnalisation des équations fournit un outil très pratique pour supprimer des termes négligeables. Pour les équations de Navier-Stokes, on introduit un jeu de variables sans dimension :

$$\begin{aligned} u &\rightarrow U_* U \quad \text{et} \quad x \rightarrow L_* X \\ T_x &\rightarrow \mu \frac{U_*}{L_*} S_X, T_y \rightarrow \mu \frac{U_*}{L_*} S_Y, \quad \text{et} \quad T_{xy} \rightarrow \mu \frac{U_*}{L_*} S_{XY}, \\ t &\rightarrow \frac{L_*}{U_*} \tau, \\ p &\rightarrow P_* P \end{aligned}$$

avec p qui désigne ici la pression généralisée (pression + potentiel de gravité) et T (ou S) le tenseur des extra-contraintes. Quelques remarques :

- les échelles ne sont pas indépendantes. Par exemple, si on fixe une échelle de vitesse et une échelle de longueur, on se donne nécessairement une échelle de temps ;
- pour les variables d'espace, il peut y avoir plusieurs échelles. Par exemple, pour une rivière, la longueur de la rivière est bien supérieure à sa largeur ou à sa hauteur ; il faut donc introduire au moins deux échelles : une pour la longueur, l'autre pour la hauteur d'eau ;
- plusieurs échelles possibles pour la pression selon le type d'écoulement. En général on pose
 - $P_* = \rho g H_*$ (écoulement à surface libre) ;
 - $P_* = \rho U_*^2$ (écoulement en charge) ;
 - $P_* = \mu U_* / L_*$ (écoulement très lent).

Rappelons que le nombre de Reynolds se définit comme le rapport de forces d'inertie sur des forces de viscosité :

$$\text{Re} = \frac{\rho U_* H_*}{\mu} = \frac{U_* H_*}{\nu}, \quad (6.29)$$

avec $\nu = \mu / \rho$ la viscosité cinématique. Notons que le nombre de Reynolds fait appel à une vitesse caractéristique U_* et une longueur caractéristique H_* . Cette dernière pourrait être également L_* . Le choix est souvent une affaire de convention ; le résultat final ne dépend pas du choix particulier des échelles, mais attention toutefois

- le nombre de Reynolds sert
 - dans des formules comme la formule de Darcy-Weisbach pour le frottement hydraulique (5.8),
 - dans des classifications de régime d'écoulement comme la transition laminaire/turbulente (voir § 6.4.2).

Il est essentiel de vérifier que le choix des échelles et la définition du nombre de Reynolds sont cohérents avec les formules employées. Par exemple, dans la formule de Darcy-Weisbach (5.8) employée pour un canal ou une rivière, la longueur caractéristique est le rayon hydraulique pondéré d'un facteur 4 ;

- la longueur caractéristique à utiliser dans la définition du nombre de Reynolds est généralement une taille caractéristique de l'écoulement et des grandes structures turbulentes. Pour une rivière ou une conduite, cette longueur caractéristique est donc la hauteur d'écoulement ou le diamètre de la conduite car ce sont elles qui conditionnent la taille des plus grandes structures turbulentes ; on ne prend pas la longueur de la rivière ou de la conduite car elle ne renseigne en rien sur les structures turbulentes. Pour une aile d'avion ou un obstacle de taille finie dans un écoulement, la longueur caractéristique est généralement la longueur car c'est elle qui fournit l'ordre de grandeur des grandes structures turbulentes qui peuvent affecter l'aile ou l'obstacle.

6.4.2 Régimes d'écoulement

En substituant les variables dimensionnelles par des variables sans dimension, on tire les équations de Navier-Stokes sous forme adimensionnelle :

$$\frac{d\mathbf{U}}{d\tau} = -\frac{P_*}{\rho U_*^2} \nabla P + \frac{1}{\text{Re}} \nabla \cdot \mathbf{S}$$

On déduit trois comportements possibles selon la valeur du nombre de Reynolds :

- Quand $\text{Re} \rightarrow \infty$:

$$\frac{d\mathbf{U}}{d\tau} = -\frac{P_*}{\rho U_*^2} \nabla P$$

Ce sont les *équations d'Euler* sous forme adimensionnelle (pour le fluide dit *parfait* ou fluide non visqueux). Les frottements visqueux peuvent être négligés ; l'écoulement est donc contrôlé par un équilibre entre forces de pression et d'inertie. Les équations d'Euler fournissent alors une bonne approximation du mouvement. Le mouvement d'un avion en vol sub- ou supersonique peut donc être étudié à l'aide de ces équations. Le théorème de Bernoulli fournit des approximations utiles quand la géométrie du problème s'y prête. Pour des applications, voir § 4.2.

- Quand $\text{Re} \rightarrow 0$:

$$0 = -\nabla P + \nabla \cdot \mathbf{S}$$

Ce sont les *équations de Stokes* sous forme adimensionnelle (pour le fluide sans inertie). L'écoulement est entièrement commandé par l'équilibre entre gradient de pression et force visqueuse. Ce type d'écoulement s'observe très fréquemment dans des écoulements à travers des matériaux poreux, des écoulements près d'obstacles (couches limites laminaires), des problèmes de sédimentation de particules fines, etc. Pour des applications, voir § 6.5.

- Quand $\text{Re} = O(1 - 100)$, inertie, gradient de pression, et viscosité sont trois processus de même importance. Il faut résoudre l'équation de Navier-Stokes complètement. Notons que pour $\text{Re} > 2000$, l'écoulement devient turbulent. Pour des applications, voir § 6.7.

6.5 Écoulements dominés par la viscosité

Pour des écoulements à très faible nombre de Reynolds, les termes inertiels dans les équations de Navier-Stokes sont négligeables et l'écoulement est contrôlé par un équilibre entre pression et contrainte visqueuse. L'approximation des équations de Navier-Stokes quand $Re \rightarrow 0$ est appelée *équation de Stokes*. Sous forme adimensionnelle (avec $P_* = \mu U_* / L$), on a pour un fluide incompressible

$$\boxed{\begin{cases} \nabla P = \Delta \mathbf{U} \\ \nabla \cdot \mathbf{U} = 0, \end{cases}} \quad (6.30)$$

car $\nabla \cdot \mathbf{D} = \Delta \mathbf{U}$ par définition du laplacien et de \mathbf{D} . Sous forme dimensionnelle, (6.30) s'écrit $\nabla p = 2\mu \Delta \mathbf{u}$ et $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$. On peut transformer ce jeu d'équations en découplant le champ de pression et celui de vitesse en prenant la divergence de l'équation de conservation de la quantité de mouvement. On obtient alors un jeu d'équations indépendantes pour chaque variable. On montre alors que la pression est une fonction harmonique alors que la vitesse est une fonction dite *biharmonique*

$$\begin{aligned} \Delta P &= 0, \\ \nabla^4 \mathbf{U} &= 0, \end{aligned}$$

avec $\nabla^4 f = \Delta \Delta f$ l'opérateur biharmonique (on applique deux fois de suite l'opérateur de Laplace).

On va voir des applications assez diverses et plus ou moins directes de ces équations dans des problèmes d'ingénierie :

- sédimentation de particules (cf § 6.5.1) : calcul de la vitesse de sédimentation en fonction du diamètre ;
- écoulement dans un massif poreux (cf § 6.5.2) : calcul du débit d'infiltration à travers un sol ;
- lubrification d'un palier (cf § 6.5.3) : force supportée par le palier d'un moteur.

6.5.1 Sédimentation

On souhaite calculer la vitesse u_p de sédimentation d'une particule sphérique de diamètre $2a$ et de masse volumique ρ_p dans un fluide newtonien au repos (viscosité μ , masse volumique ρ_f). On considère tout d'abord le problème analogue où c'est la particule qui est immobile et le fluide en mouvement avec une vitesse loin de la particule égale à $-u_p$. À l'aide des fonctions de Green, on peut montrer que la force exercée par le fluide sur la particule est alors :

$$\mathbf{F} = 6\pi\mu a \mathbf{u}_p.$$

Maintenant si on revient au problème originel, on peut déduire la vitesse de la particule lorsqu'elle sédimente. En régime permanent, la force de résistance du fluide contrebalance exactement le poids « déjaugé »² de la particule ; on a donc

$$\mathbf{F} = 6\pi\mu a \mathbf{u}_p = m' \mathbf{g},$$

2. Le poids « déjaugé » est le poids moins la force d'Archimède.

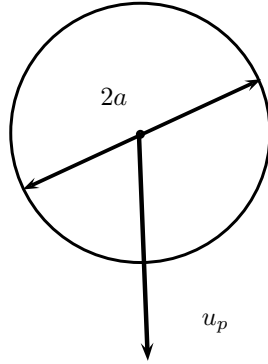


Figure 6.5 : mouvement d'une sphère dans un fluide newtonien.

avec $m' = 4(\rho_p - \rho_f)\pi a^3/3$. Cette relation est souvent appelée *loi de Stokes*. On déduit immédiatement

$$u_p = \frac{m'g}{6\pi\mu a} = \frac{2}{9}(\rho_p - \rho_f)\frac{a^2g}{\mu}.$$

Notons au passage que la force de frottement exercée par le fluide se met le plus souvent sous la forme

$$F = \frac{1}{2}C_d(\text{Re}_p)\rho_f\pi a^2u_p^2,$$

avec C_d le coefficient dit de *trainée*, qui est écrit comme une fonction du *nombre de Reynolds particulaire* $\text{Re}_p = \rho_f u_p 2a/\mu$, πa^2 est la section *efficace* de la sphère vue par le fluide. On se reportera au chapitre 2 pour comprendre l'origine de cette formulation. Par comparaison avec les deux équations, on déduit immédiatement que

$$C_d = \frac{24}{\text{Re}_p}.$$

L'avantage de cette formulation est qu'on peut la généraliser pour des écoulements à nombre de Reynolds grand ou intermédiaire (voir figure 2.7).

Application numérique. – Calculer la vitesse de sédimentation d'une argile avec $a = 1 \mu\text{m}$ et $\rho_p = 2650 \text{ kg/m}^3$ dans de l'eau ($\rho_f = 1000 \text{ kg/m}^3$ et $\mu = 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$):

$$u_p = \frac{2}{9}(2650 - 1000)\frac{10^{-12} \times 9,81}{10^{-3}} = 3,6 \mu\text{m/s}.$$

Le nombre de Reynolds particulaire associé est

$$\text{Re}_p = \frac{2\rho_f u_p a}{\mu} = \frac{2 \times 1000 \times 3,6 \times 10^{-6} \times 10^{-6}}{10^{-3}} = 37,2 \times 10^{-6} \ll 1,$$

donc l'hypothèse de nombre de Reynolds faible est bien vérifiée.

6.5.2 Écoulement dans les milieux poreux

Un milieu poreux est un matériau au sein duquel existe un réseau de pores ou de canaux reliés entre eux. Un sol, la plupart des matériaux de construction, certains alliages

3. Attention la définition du nombre de Reynolds particulaire varie d'un auteur à l'autre.

métalliques (obtenus par frittage d'une poudre) offrent des exemples de milieux poreux. Lorsque les pores sont de petite taille, l'écoulement d'un liquide newtonien (eau, air, huile, etc.) se fait à toute petite vitesse et l'approximation de Stokes est généralement valable. Pour que le fluide s'écoule à travers un milieu poreux, il faut exercer un gradient de pression pour vaincre les forces de frottement au sein du réseau interne. Le problème qui se pose en ingénierie est de calculer le débit qui transite à travers un massif poreux connaissant le gradient de pression.

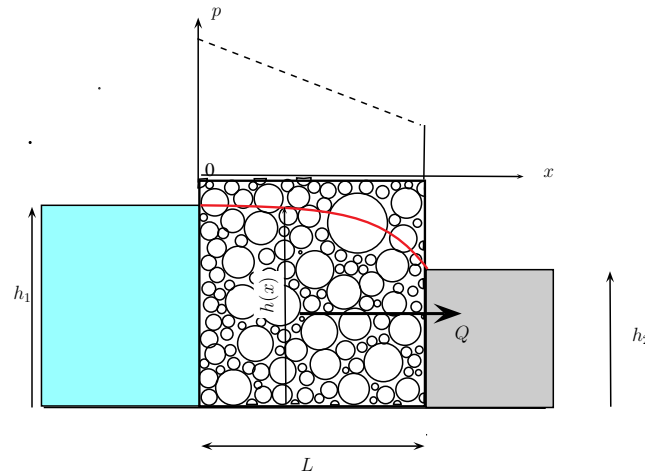


Figure 6.6 : écoulement à travers un massif poreux.

Si on considère un cas idéal tel que l'écoulement d'un fluide entre deux plans parallèles de longueur L et espacés d'une distance d , on montre que la vitesse moyenne u (ou *vitesse débitante*) est reliée au gradient de pression par la relation

$$\frac{\Delta p_g}{L} = -\frac{dp}{dx} = \frac{\mu}{k_0} u,$$

avec $k_0 = d^2/12$ un coefficient de perméabilité de la structure poreuse (appelé *perméabilité intrinsèque*) et p_g la pression généralisée. Ce résultat se généralise empiriquement quand on considère un matériau poreux quelconque (assemblage de réseaux). La loi qui lie vitesse débitante et gradient de pression est connue sous le nom de *loi de Darcy*⁴

$$\mathbf{u} = -\frac{k}{\rho g} \nabla p, \quad (6.31)$$

avec k le coefficient de perméabilité ou de filtrage, appelée *conductivité hydraulique*; on a $k = \rho g k_0 / \mu$. Le terme ρg sert à transformer le terme de pression en équivalent « hauteur d'eau » (équivalent souvent utilisé en ingénierie). On passe parfois le terme ρg sous

4. Henry Philibert Gaspard Darcy (1803–1858) était un hydraulicien français. Ingénieur des Ponts et Chaussées, il a été l'auteur de plusieurs contributions majeures en hydraulique en puisant dans les problèmes qui se posaient à l'ingénieur de l'époque. On lui doit ainsi les premières notions sur la couche limite dans l'écoulement d'un fluide, le développement de l'équation de Darcy-Weisbach (résistance de l'écoulement dans un conduit), la loi de Darcy de l'écoulement en milieux poreux, qui a été la pierre fondatrice de l'hydraulique souterraine, ainsi que des améliorations notables du tube de Pitot pour mesurer les vitesses au sein d'un fluide.

l'opérateur ∇ ; la quantité $p/(\rho g)$ est dimensionnellement équivalente à une hauteur et on l'appelle la *charge hydraulique* H . L'équation de Darcy (6.31) s'écrit donc également

$$\mathbf{u} = -k\nabla H.$$

On note la ressemblance entre cette équation et les lois de Fick et de Fourier utilisées respectivement pour le calcul des gradients de concentration et de température. Avec les notations employées ici, k est homogène à une vitesse [m/s], alors que k_0 est homogène à une surface [m²]. Seul k_0 est intrinsèque au matériau (k dépend du fluide interstitiel). Le tableau 6.1 fournit quelques ordres de grandeur pour k_0 .

Tableau 6.1 : quelques valeurs de perméabilité des milieux poreux.

	k_0 (en μm^2)
sol	0,1–10
roche dure (grès)	$5 \times 10^{-4} - 5$
roche sédimentaire (calcaire)	$2 \times 10^{-3} - 0,05$
sable	20–200

Avec la loi de Darcy, on peut par exemple calculer le débit d'infiltration q (par unité de largeur) à travers un massif poreux (voir figure 6.6) qui sépare deux retenues d'eau (au repos) à des niveaux différents et constants h_1 et h_2 . On suppose que la ligne d'eau est à faible courbure de telle sorte que l'écoulement est à peu près unidirectionnel; cela implique que dans la formule de Darcy (6.31), on a $\nabla p \approx (\partial p/\partial x, 0)$. On suppose également que l'écoulement d'eau est très lent et qu'il n'y a pas d'effet de tension de surface, donc la pression reste hydrostatique aussi bien dans les retenues d'eau que dans le massif: $p = \rho gh(x)$ en tout point du massif. Le débit est ici défini comme le produit de la hauteur d'eau $h(x)$ et de la vitesse débitante u

$$q = uh(x) = \left(-k \frac{\partial h}{\partial x}\right) h(x).$$

Par ailleurs, en régime permanent, le débit est constant, donc l'intégration de l'équation ci-dessus donne

$$qx = -\frac{1}{2}kh^2 + a,$$

avec a une constante d'intégration. Compte tenu des conditions aux limites (en $x = 0$, $h = h_1$), on en déduit que $a = kh_1^2/2$, soit finalement en $x = L$

$$q = \frac{1}{2L}k(h_1^2 - h_2^2).$$

D'autres applications importantes de la formule de Darcy sont données par le pompage d'une nappe (rabattement de nappe) à travers un puits et l'écoulement sous un barrage (stabilité de barrage).

6.5.3 Effet coin d'huile

Considérons une couche d'huile (supposée incompressible) entre deux plans métalliques mobiles (par exemple, huile de lubrification dans un palier de moteur) espacés d'une hauteur variable $h(x)$ et de longueur ℓ . L'espacement h reste très petit devant ℓ : $h(x) \ll \ell$.

La vitesse de déplacement du plan inférieur est constante et égale à u_d ; celle du plan supérieur est nulle. Les échelles typiques du problème sont les suivantes : $U_* = 1$ cm/s (vitesse des plans), $H_* = 1$ mm (espacement des plans), $L_* = \ell = 10$ cm. La viscosité μ d'une huile de type silicone est de l'ordre de 1 Pa·s; sa masse volumique est de l'ordre 1100 kg/m³. Le rapport d'aspect ϵ et le nombre de Reynolds sont petits

$$\epsilon = \frac{H_*}{L_*} = 10^{-2} \text{ et } Re = \frac{\rho U_* H_*}{\mu} = \frac{1,1 \times 10^3 \times 10^{-2} \times 10^{-3}}{1} \approx 10^{-2}.$$

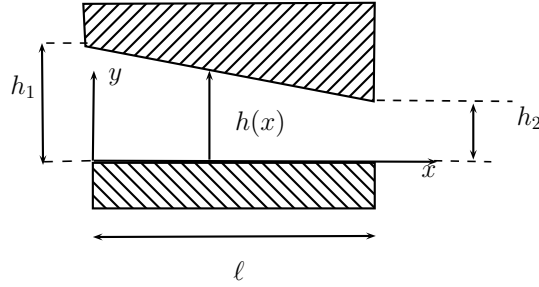


Figure 6.7 : couche de lubrifiant entre deux parois.

Nous introduisons les variables sans dimensions suivantes :

$$\begin{aligned} u &\rightarrow U_* U \text{ et } v \rightarrow V_* V, \\ x &\rightarrow L_* X \text{ et } y \rightarrow H_* Y. \end{aligned}$$

Notons que l'équation de continuité (6.32) implique que $V_* = U_* H_* / L_* = \epsilon U_*$. Pour la pression, on introduit l'échelle $P_* = \mu U_* / (\epsilon L_*)$ (voir *infra*; il faut que le gradient de pression équilibre le gradient de cisaillement); on introduit une pression généralisée (pression du fluide + potentiel gravitaire) sans dimension : $p \rightarrow P P_*$. La projection des équations de Navier-Stokes dans le repère attaché à la partie fixe du palier (quoique l'origine soit attenante à la plaque inférieure qui est mobile) donne pour la conservation de la masse :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad (6.32)$$

et des équations de quantité de mouvement :

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right), \quad (6.33)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right), \quad (6.34)$$

avec p la pression généralisée. On substitue les variables dimensionnelles par les variables sans dimension, ce qui fait apparaître les rapports sans dimension Re et ϵ . Les équations du mouvement sans dimension s'écrivent alors :

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0, \quad (6.35)$$

$$\epsilon Re \frac{dU}{dt} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \epsilon^2 \frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2}, \quad (6.36)$$

$$\epsilon Re \frac{dV}{dt} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \epsilon^2 \frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2}. \quad (6.37)$$

On néglige les termes qui sont petits devant 1, c'est-à-dire ici tous les termes où ϵ et/ou Re apparaissent. La projection sur l'axe x de l'équation (6.36) donne ainsi

$$-\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} = 0,$$

ce qui peut s'intégrer facilement

$$U = -\Gamma Y^2 + aY + b,$$

avec $\Gamma = -\partial P/\partial X$ le gradient de pression motrice sous forme adimensionnelle, a et b deux constantes d'intégration. En repassant sous forme dimensionnelle, nous obtenons :

$$u = -Gy^2 + ay + b,$$

où a et b sont deux constantes d'intégration (mais dimensionnelles) et $G(x) = -\partial p/\partial x$ est le gradient de pression motrice sous forme dimensionnelle. On suppose que G est une fonction de x uniquement. Les conditions aux limites sont

$$\begin{cases} y = 0, u = 0, \\ y = h(x), u = u_d \end{cases}$$

On obtient finalement

$$u(x, y) = \frac{Gh^2(x)}{2\mu} \frac{y}{h} \left(1 - \frac{y}{h}\right) + u_d \left(1 - \frac{y}{h}\right).$$

La conservation du débit entraîne que

$$q = \int_0^{h(x)} u dy = \frac{Gh^3(x)}{12\mu} + \frac{u_d h(x)}{2} = cste$$

ce qui impose que le gradient de pression est

$$G(x) = \frac{12\mu}{h^3(x)} \left(q - \frac{u_d h(x)}{2} \right).$$

Une nouvelle intégration donne le profil de pression motrice

$$p(x) - p_1 = 12\mu \left(\frac{u_d}{2} \int_0^x \frac{d\xi}{h^2(\xi)} - q \int_0^x \frac{d\xi}{h^3(\xi)} \right).$$

Si l'on suppose que le palier baigne dans un bac d'huile, on a $p_1 = p_2 = p_0$, avec p_0 une pression au sein du bac (la pression à droite et à gauche du palier est donc constante et égale à p_0). Donc, si l'on considère le palier sur toute sa longueur, le gradient de pression est nul, ce qui implique que le débit vérifie finalement

$$q = \frac{u_d \int_0^\ell \frac{d\xi}{h^2(\xi)}}{2 \int_0^\ell \frac{d\xi}{h^3(\xi)}}.$$

Pour un profil linéaire de palier

$$h(x) = h_1 + \frac{h_2 - h_1}{\ell} x = h_2 \left(\lambda + \frac{1 - \lambda}{\ell} x \right),$$

avec $\lambda = h_1/h_2 > 1$ le rapport de hauteur, on obtient par intégration

$$q = u_d h_2 \frac{\lambda}{1 + \lambda}.$$

Application numérique. – Considérons que le palier soit en forme de coin avec un angle petit ($\ell = 10$ cm, $\mu = 1$ Pa·s, $u_d = 1$ cm/s, $h_2 = 0,1$ mm). On a donc $\tan |\alpha| = (h_1 - h_2)/\ell = h_2(\lambda - 1)/\ell$ qui doit être petit; par exemple, on prend $\alpha = 0,11^\circ$ (soit $\lambda = 3$). On note p_{ref} la pression de référence $p_{ref} = \mu u_d L / h_2^2 = 100$ kPa. La répartition de pression au sein du coin est donc

$$\frac{p(x) - p_0}{p_{ref}} = \frac{6}{\lambda^2 - 1} \left(\lambda - \frac{h}{h_2} \right) \left(\frac{h}{h_2} - 1 \right),$$

ce qui donne une surpression maximale de

$$\frac{p_{max} - p_0}{p_{ref}} = \frac{3}{2} \frac{\lambda - 1}{\lambda(\lambda + 1)} = 0,25.$$

L'ordre de grandeur de la pression de référence est de 100 kPa, la pression maximale de l'ordre de 25 kPa, ce qui autorise le déplacement de pièces dont le poids peut atteindre des valeurs importantes: un palier de $0,1 \times 0,1$ m² peut ainsi supporter des masses d'environ 250 kg.

6.6 Couche limite

6.6.1 Définition

Dans les écoulements à grande vitesse autour d'obstacle ou près d'une paroi, le nombre de Reynolds de l'écoulement est le plus souvent très grand, ce qui fait que l'écoulement peut être considéré à l'échelle macroscopique comme étant dans un régime turbulent et les effets de la viscosité sont négligeables. Toutefois, près d'une paroi solide, la condition d'adhérence implique que la vitesse doit tendre rapidement vers 0. Si on définit un nombre de Reynolds local à l'aide de la vitesse réelle (et non d'une échelle de vitesse), celui-ci tend également vers 0, ce qui veut dire que très localement, dans le voisinage de la paroi, l'écoulement est dans un régime laminaire et les effets de viscosité deviennent prédominants. Cette zone de faible épaisseur accolée à la paroi s'appelle une *couche limite*. Cette notion a été proposée par Prandtl en 1905 :

- près d'une paroi solide, il existe une couche de très faible épaisseur dans laquelle les forces de viscosité sont prédominantes;
- loin des parois, l'écoulement peut être considéré comme turbulent ou non visqueux.

Cette décomposition permet de traiter un grand nombre de problème en découplant les effets à grande échelle (liés à la turbulence) et ceux intervenant à petite échelle près d'une paroi (et faisant jouer un rôle crucial à la viscosité du fluide).

L'épaisseur δ de la couche limite peut être estimée à l'aide de l'analyse dimensionnelle. Considérons une plaque placée dans un fluide newtonien de masse volumique ρ et viscosité dynamique μ soumis à un champ de vitesse uniforme U loin de la paroi. Près de la paroi se développe une couche d'épaisseur $\delta(x)$, qui varie avec la distance x depuis le bord

d'attaque de la plaque; x et δ sont les deux échelles de longueur du problème et on va supposer que $\epsilon = \delta/x \ll 1$ (la couche est très peu épaisse). L'échelle de vitesse dans ce problème est U . L'échelle de vitesse est $U_* = U$ et l'échelle de temps est $T_* = x/U_*$.

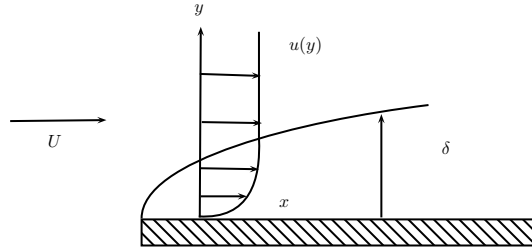


Figure 6.8 : couche-limite le long d'une plaque placée dans un champ de vitesse uniforme.

Dans l'équation de Navier-Stokes, le terme d'inertie est d'ordre

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} \sim \rho u \frac{\partial u}{\partial x} \sim \rho \frac{U^2}{x}.$$

Les termes de viscosité ont les ordres de grandeur suivants

$$\mu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \sim \mu \frac{U}{x^2} = \mu \epsilon^2 \frac{U}{\delta^2} \text{ et } \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \sim \mu \frac{U}{\delta^2}.$$

Comme $\epsilon \ll 1$, on en déduit que $u_{xx} \ll u_{yy}$: les variations normales à la paroi sont prépondérantes par rapport aux variations longitudinales. L'équilibre dynamique implique que les forces de viscosité contrebalancent localement l'inertie du fluide

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} \sim \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \Rightarrow \delta = x \sqrt{\frac{\mu}{\rho U x}},$$

donc si on définit un nombre de Reynolds local sous la forme

$$\text{Re}_x = \frac{\rho U x}{\mu},$$

alors on a

$$\frac{\delta}{x} = \sqrt{\frac{1}{\text{Re}_x}}.$$

L'épaisseur de la couche limite varie comme l'inverse de la racine carrée du nombre de Reynolds local. En réarrangeant les termes, on a aussi

$$\delta \sim \sqrt{\frac{\mu}{\rho U}} x,$$

donc $\delta \propto \sqrt{x}$: la forme de la couche limite est parabolique.

6.6.2 Équation de la couche-limite

Nous reprenons le problème de la couche-limite le long d'une plaque horizontale semi-infinie (voir figure 6.8). L'écoulement est permanent et bidimensionnel au voisinage de la

plaque: $\mathbf{u} = (u, v)$. Le fluide est incompressible, de masse volumique ρ et de viscosité μ . Loin de la paroi le champ de vitesse est uniforme, mais peut éventuellement dépendre de x : $u = u_e(x)$. Les équations du mouvement sont données par les équations de Navier-Stokes, qui compte tenu de nos hypothèses prennent ici la forme suivante

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad (6.38)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p_*}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right), \quad (6.39)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p_*}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right). \quad (6.40)$$

Les conditions aux limites sont les suivantes

$$u(x, 0) = 0, v(x, 0) = 0, \text{ et } \lim_{y \rightarrow \infty} u(x, y) = u_e(x). \quad (6.41)$$

On introduit, comme précédemment, les échelles et variables adimensionnelles suivantes

$$u \rightarrow U_* U \quad v \rightarrow V_* V \quad x \rightarrow L_* X, \text{ et } y \rightarrow H_* Y \\ t \rightarrow \frac{L_*}{U_*} \tau, \text{ et } p \rightarrow \rho U_*^2 P$$

avec U_* , V_* , L_* , et H_* des échelles de vitesse, de longueur, et de hauteur de la couche limite, respectivement. On pose

$$\text{Re} = \frac{\rho U_* L_*}{\mu} \text{ et } \epsilon = \frac{H_*}{L_*}$$

L'équation (6.38) conduit à choisir V_* tel que $V_* = \epsilon U_*$. De plus, la discussion menée au § 6.6.1 conduit à prendre $H_* = L_* \text{Re}^{-1/2}$. Avec ces nouvelles variables, les équations de la couche limite (6.38–6.40) deviennent

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0, \\ U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \text{Re}^{-1} \frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2}, \\ \epsilon^2 \left(U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} \right) = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \text{Re}^{-2} \frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \epsilon^2 \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2}.$$

On déduit qu'au premier ordre en ϵ , on a

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0, \\ U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2}, \\ 0 = -\frac{\partial P}{\partial Y}.$$

La dernière équation montre que dans une couche limite, il n'y a pas de gradient de pression dans la direction y : la pression ne varie pas dans la direction normale à la paroi, ce qui veut dire encore que la pression est gouvernée par l'écoulement externe (loin des parois). L'équation de Bernoulli impose que $\Psi = \frac{1}{2} \rho u_e^2 + p$ soit constant, donc

$$\frac{dp}{dx} = -\rho u_e \frac{du_e}{dx}.$$

Si le champ de vitesse loin de la paroi est totalement uniforme (c'est-à-dire, indépendant de x), alors $dp/dx = 0$. Sous forme dimensionnelle, les équations de la couche-limite pour une plaque sont donc :

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} &= 0, \\ u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} &= -\frac{dp}{dx} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}. \end{aligned}$$

6.6.3 Équation de Blasius

Considérons le cas où effectivement u_e est constant (indépendant de x), les équations de la couche-limite sous forme dimensionnelle sont donc

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad (6.42)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}, \quad (6.43)$$

avec pour conditions aux limites : $u(x, 0) = 0$, $v(x, 0) = 0$, et $\lim_{y \rightarrow \infty} u(x, y) = u_e$. Cette équation peut se résoudre à l'aide de la fonction de courant ψ définie telle que $u = \psi_y$ et $v = -\psi_x$. L'équation de continuité (6.42) est automatiquement satisfaite tandis que l'équation de quantité de mouvement donne :

$$\frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial^2 \psi}{\partial y \partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = \nu \frac{\partial^3 \psi}{\partial y^3} \quad (6.44)$$

alors que les conditions aux limites imposent : $\psi_y(x, 0) = 0$, $\psi_x(x, 0) = 0$, et $\lim_{y \rightarrow \infty} \psi_y(x, y) = u_e$. C'est une équation aux dérivées partielles du troisième ordre, qui peut être simplifiée en recherchant des solutions auto-similaires de la forme

$$\psi = \sqrt{u_e x \nu} f(\eta), \text{ avec } \eta = y \sqrt{\frac{u_e}{\nu x}}$$

Quand on substitue cette forme dans l'équation (6.44), on obtient l'équation de Blasius⁵

$$2f''' + ff'' = 0,$$

avec pour conditions aux limites $f(0) = f'(0) = 0$ et $f'(\infty) = 1$. Il n'existe pas de solution analytique à cette équation, mais comme il s'agit d'une équation différentielle ordinaire, elle est bien plus simple à résoudre numériquement que l'équation originale (6.44); entre autres, une méthode numérique de tir permet de la résoudre. Une fois f déterminé numériquement, on déduit le profil de vitesse (voir figure 6.9)

$$\begin{aligned} u &= \frac{\partial \psi}{\partial y} = u_e f'(\eta), \\ v &= -\frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{1}{2} u_e \sqrt{\frac{\nu}{u_e x}} (\eta f' - f). \end{aligned}$$

5. Heinrich Blasius (1883–1970) était un mécanicien des fluides allemand, élève de Ludwig Prandtl. Il est l'un des créateurs du laboratoire de Göttingen en Allemagne, où des percées substantielles en mécanique des fluides furent réalisées entre les deux guerres mondiales. Son nom est principalement lié à l'équation de la couche limite pour une plaque finie et à son coefficient de frottement. Toute sa vie, il travailla sur les problèmes de couche limite, les lois de similitude, les pertes de charge dans les conduites, et le transfert de chaleur.

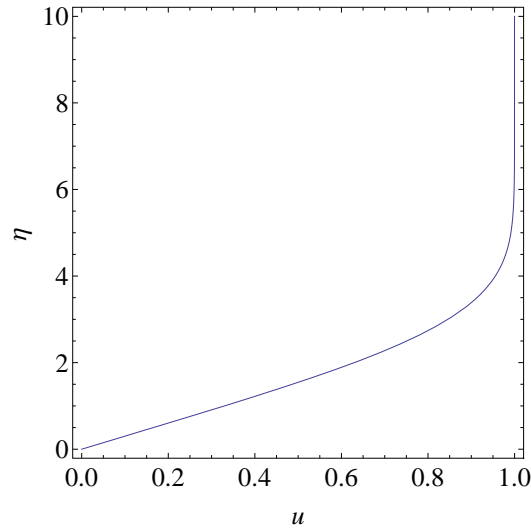


Figure 6.9 : profil de vitesse $u(\eta)$, solution de l'équation de Blasius.

Un problème associé à la détermination du profil de vitesse est la détermination de la contrainte à la paroi et du coefficient de frottement. La contrainte de cisaillement vaut

$$\tau_p = \mu \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0} = \frac{\mu u_e}{x} \sqrt{\text{Re}_x} f''(0),$$

avec $\text{Re}_x = u_e x / \nu$. Le coefficient de frottement pariétal est donc

$$C_f = \frac{\tau_p}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} = \frac{2f''(0)}{\sqrt{\text{Re}_x}} \approx \frac{0,664}{\sqrt{\text{Re}_x}}.$$

6.7 La turbulence ou les limites du modèle newtonien (laminaire)

Reynolds a mis en évidence simplement la turbulence en réalisant l'expérience reportée sur la figure 6.10 : il s'agit d'injecter dans un écoulement le long d'un tube cylindrique un filet d'encre colorée. Si l'écoulement est laminaire, la trajectoire des particules est parallèle à la génératrice du tube ; le filet d'encre reste donc un mince filet, qui peut éventuellement se diluer sous l'effet de la diffusion moléculaire. Dans un écoulement turbulent, en revanche, les trajectoires sont erratiques, ce qui conduit à une dispersion rapide de l'encre et la formation de structures sous forme de volutes, appelées *tourbillons*.

Quand l'inertie augmente, les petites fluctuations de vitesses peuvent être amplifiées à cause de la non-linéarité du terme convectif $\mathbf{u} \nabla \mathbf{u}$ dans la dérivée particulaire, ce qui conduit à une perte de stabilité de l'écoulement. On dit que l'écoulement devient *turbulent*.

Pour mettre cela en évidence dans les équations de Navier-Stokes (6.4), on introduit la *décomposition de Reynolds* de la vitesse en une valeur moyenne et une fluctuation : $\mathbf{u} = \langle \mathbf{u} \rangle + \mathbf{u}'$. Quand on moyenne cette décomposition, les fluctuations disparaissent $\langle \mathbf{u}' \rangle = 0$,

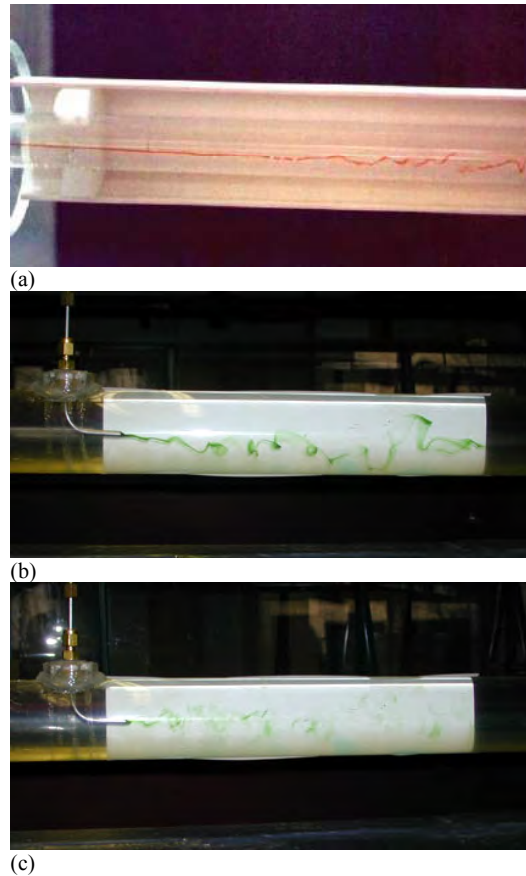


Figure 6.10 : mise en évidence de la turbulence (l'expérience de Reynolds).

où le symbole $\langle \cdot \rangle$ désigne l'opérateur moyenne. Dans les équations de Navier-Stokes, on remplace \mathbf{u} par la décomposition de Reynolds, puis on moyenne les équations ; on part de l'équation (6.4)

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{u}\mathbf{u} \right) = -\nabla p_* + \nabla \cdot \mathbf{T},$$

(p_* est la pression généralisée) pour aboutir à :

$$\rho \left(\frac{\partial \langle \mathbf{u} \rangle}{\partial t} + \nabla \cdot \langle \mathbf{u} \rangle \langle \mathbf{u} \rangle \right) = -\nabla \langle p_* \rangle + \nabla \cdot \bar{\mathbf{T}} - \rho \nabla \cdot \langle \mathbf{u}'\mathbf{u}' \rangle,$$

car $\langle \mathbf{u}'\mathbf{u}' \rangle \neq 0$ *a priori*. Cette dernière équation appelée *équation de Reynolds* est très semblable à la première (Navier-Stokes) si ce n'est qu'un nouveau terme est apparu

$$\Sigma_t = -\rho \langle \mathbf{u}'\mathbf{u}' \rangle.$$

C'est le tenseur de Reynolds (qui représente la turbulence). Ce nouveau tenseur (symétrique) introduit de nouvelles inconnues et il faut donc fournir des relations supplémentaires pour résoudre le système d'équations. On parle de *fermeture* des équations du mouvement. Le régime d'écoulement est caractérisé selon la valeur du nombre de Reynolds :

- $Re \rightarrow 0$: écoulement laminaire ;
- $Re = O(100 - 1000)$: écoulement transitionnel ;

- $Re > Re_c = O(2000)$: écoulement turbulent, turbulence développée;

Les valeurs exactes des seuils de transition dépendent de la géométrie de l'écoulement. Comme le montre la série de clichés des figures 6.11 et 6.12, la transition vers la turbulence se fait assez lentement quand on augmente le nombre de Reynolds. Pour un cylindre les premiers effets se font sentir pour des nombres de Reynolds proches de 1; jusqu'à des nombres de Reynolds de quelques centaines, l'écoulement présente des structures bien organisées (allée de von Kármán) dans le sillage du cylindre. Si l'on prenait une sphère au lieu d'un cylindre, les valeurs des seuils seraient différentes.

La turbulence traduit une perte de stabilité du régime laminaire; elle introduit donc du désordre dans la distribution des vitesses. Une des principales difficultés de l'étude de la turbulence est que, malgré le désordre induit, de nouvelles structures apparaissent. Les écoulements atmosphériques présentent de nombreux exemples de structures turbulentes: forme en spirale des dépressions et ouragans, forme des nuages, etc. L'existence de ces structures explique le caractère non local de la turbulence: ce qui se passe à un endroit donné peut dépendre très fortement de ce qui passe dans un voisinage plus ou moins éloigné. Cela implique que, pour le traitement statistique de la turbulence, il est nécessaire d'introduire des échelles de longueur caractéristiques.

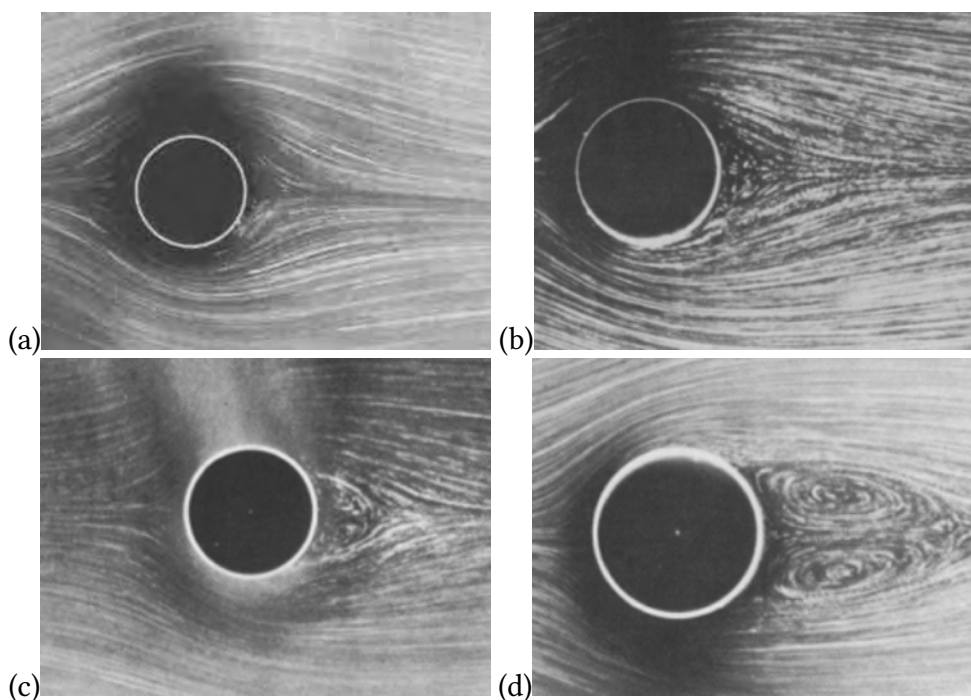


Figure 6.11 : écoulement permanent d'un fluide visqueux (eau) autour d'un cylindre (à base circulaire) pour différentes valeurs du nombre de Reynolds: (a) $Re = 1,54$; (b) $Re = 9,6$; (c) $Re = 13,1$; (d) $Re = 26$. Les lignes de courant sont rendues visibles en ensemençant de la poudre d'aluminium. Au fur et à mesure que le nombre de Reynolds est augmenté, deux vortex se forment à l'arrière du cylindre.

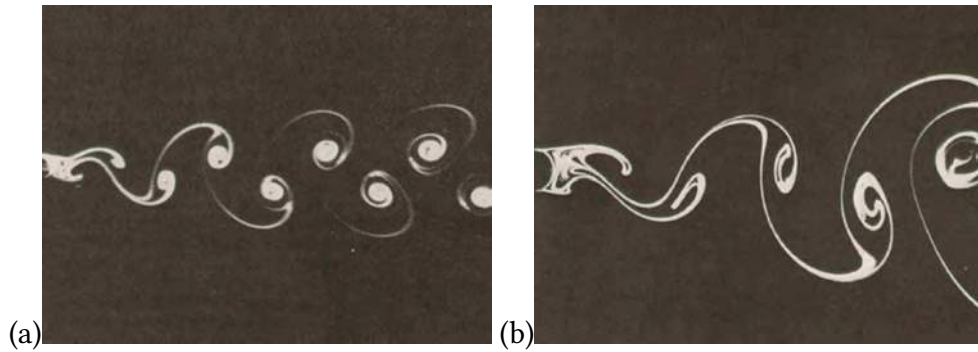


Figure 6.12 : écoulement permanent d'un fluide visqueux (eau) autour d'un cylindre (à base circulaire) pour différentes valeurs du nombre de Reynolds: (a) $Re = 105$; (b) $Re = 140$. Les lignes d'émission sont rendues visibles en émettant une fumée d'un colloïde blanc et en éclairant par un tranche de lumière. C'est un phénomène appelé « allée de von Kármán », qui correspond à la formation de paires de vortex.

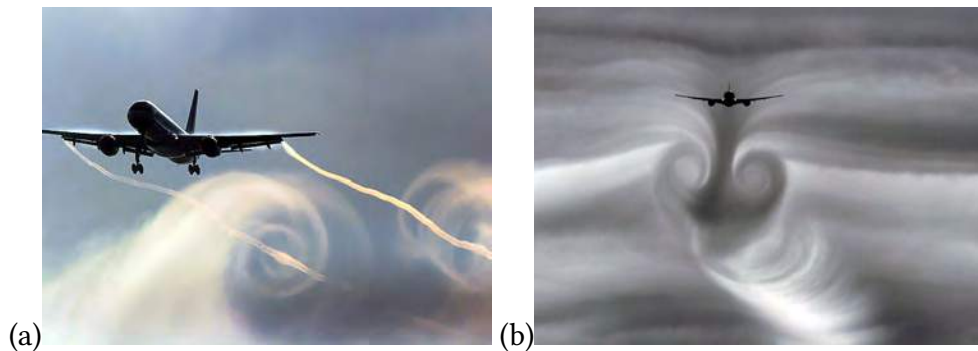


Figure 6.13 : tourbillons générés par des ailes d'avion.

6.8 Moyenne des équations de Navier-Stokes

La clé pour comprendre (un peu) et modéliser la turbulence est liée à la notion de fluctuations de vitesse et de pression: les écoulements turbulents présentent des fluctuations aléatoires des vitesses. En pratique, cela veut dire que si l'on met un tube de Pitot dans une rivière pour mesurer la vitesse locale, on observe que la vitesse fluctue au cours du temps (voir figure 6.17). On décompose alors la vitesse instantanée $u(t)$ en une vitesse moyenne (vitesse moyennée dans le temps) et une fluctuation de vitesse notée u'

$$u(t) = \langle u \rangle + u'(t),$$

avec

$$\langle u \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T u(t) dt,$$

la moyenne temporelle de la vitesse; expérimentalement, la moyenne se calcule en intégrant le signal sur un temps arbitraire T (en général, T doit être choisi suffisamment grand pour que la moyenne soit stationnaire). On a vu que cette décomposition s'appelle *décomposition de Reynolds*.

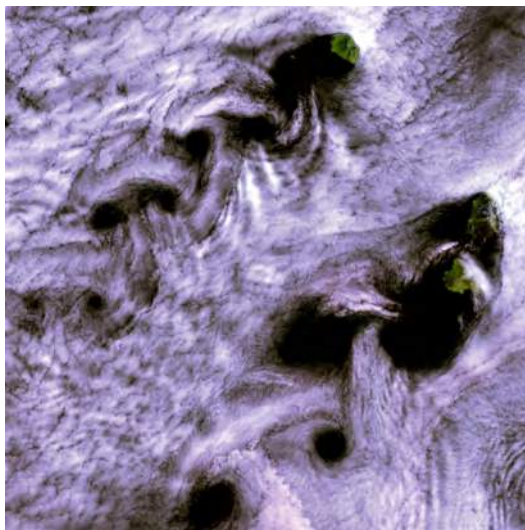


Figure 6.14 : un écoulement turbulent rencontrant un obstacle peut générer des lâchers de tourbillons, appelés allée de von Kármán, ici c'est un mouvement d'air humide au-dessus de l'île de Broutona (Russie, péninsule du Kamtchaka) qui génère les tourbillons de von Kármán [NASA, USGS].



Figure 6.15 : un ouragan (Jane) dans l'hémisphère nord est une structure tourbillonnaire [NASA].

Sur le plan théorique, l'opérateur $u(\mathbf{x}, t) \rightarrow \frac{1}{T} \int_0^T u(\mathbf{x}, t) dt$ s'appelle l'*opérateur moyenne temporelle*; il permet de passer d'une vitesse instantanée $u(\mathbf{x}, t)$ à une vitesse moyenne $\langle u \rangle$ (qui ne dépend plus de la position \mathbf{x}). On peut construire d'autres opérateurs de moyenne : par exemple une moyenne dans l'espace (dite *moyenne spatiale*) ou une *moyenne d'en-*



Figure 6.16 : instabilité de Kelvin-Helmoltz rendue visible par les nuages.

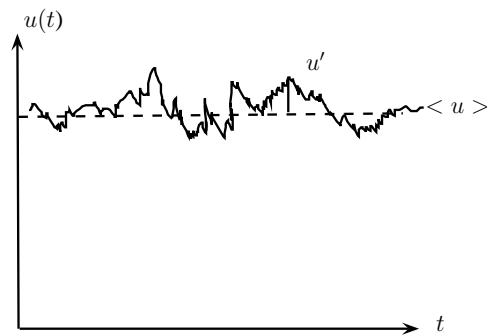


Figure 6.17 : fluctuation de la vitesse instantanée.

semble, où l'on suppose que l'on réalise la même expérience un très grand nombre de fois et qu'on moyenne sur ces « réalisations ». On admet le plus souvent que ces moyennes sont équivalentes entre elles (on parle d'*ergodicité* du système) et qu'on peut les interchanger sans problème. L'opérateur moyenne a plusieurs propriétés intéressantes :

- la moyenne d'une somme est égale à la somme des moyennes : $\langle f + g \rangle = \langle f \rangle + \langle g \rangle$;
- la moyenne d'un produit d'une fonction f par une constante α est : $\langle \alpha f \rangle = \alpha \langle f \rangle$. Attention cela ne marche pas pour deux fonctions non constantes $\langle fg \rangle \neq \langle f \rangle \langle g \rangle$;
- la moyenne est invariante par elle-même : $\langle \langle f \rangle \rangle = \langle f \rangle$. On tire de cette relation et de la précédente que $\langle f \langle g \rangle \rangle = \langle f \rangle \langle g \rangle$;
- la moyenne d'une fluctuation est nulle $\langle u' \rangle = 0$;
- mais la moyenne du carré d'une fluctuation n'est pas nulle : $\langle u'^2 \rangle > 0$ (sauf si $u' = 0$) ;
- on peut intervertir les opérations de moyenne et de différentiations (grâce à l'ergo-

dicité du système)

$$\begin{aligned}\left\langle \frac{\partial f}{\partial x} \right\rangle &= \frac{\partial \langle f \rangle}{\partial x}, \\ \left\langle \frac{\partial f}{\partial t} \right\rangle &= \frac{\partial \langle f \rangle}{\partial t};\end{aligned}$$

- mais attention cela ne marche pas avec la dérivée matérielle à cause du terme convectif (non linéaire)

$$\left\langle \frac{df}{dt} \right\rangle \neq \frac{d\langle f \rangle}{dt}.$$

Examinons en effet ce que vaut la moyenne d'une dérivée matérielle. On utilise la décomposition de Reynolds: $f = \langle f \rangle + f'$ et $\mathbf{u} = \langle \mathbf{u} \rangle + \mathbf{u}'$. Examinons le terme convectif de la dérivée matérielle

$$\begin{aligned}\mathbf{u} \cdot \nabla f &= (\langle \mathbf{u} \rangle + \mathbf{u}') \cdot \nabla (\langle f \rangle + f), \\ &= \langle \mathbf{u} \rangle \cdot \nabla \langle f \rangle + \langle \mathbf{u} \rangle \cdot \nabla f' + \mathbf{u}' \cdot \nabla \langle f \rangle + \mathbf{u}' \cdot \nabla f'.\end{aligned}$$

Moyennons maintenant cette équation à l'aide de l'opérateur moyenne spatiale :

$$\begin{aligned}\langle \mathbf{u} \cdot \nabla f \rangle &= \langle \langle \mathbf{u} \rangle \cdot \nabla \langle f \rangle \rangle + \langle \langle \mathbf{u} \rangle \cdot \nabla f' \rangle + \langle \mathbf{u}' \cdot \nabla \langle f \rangle \rangle + \langle \mathbf{u}' \cdot \nabla f' \rangle, \\ &= \langle \mathbf{u} \rangle \cdot \nabla \langle f \rangle + \langle \mathbf{u}' \cdot \nabla f' \rangle,\end{aligned}$$

où l'on s'est servi des relations vues plus haut. On trouve que la moyenne de la dérivée matérielle vaut donc

$$\begin{aligned}\left\langle \frac{df}{dt} \right\rangle &= \left\langle \frac{\partial f}{\partial t} \right\rangle + \langle \mathbf{u} \cdot \nabla f \rangle, \\ &= \left\langle \frac{\partial f}{\partial t} \right\rangle + \langle \mathbf{u} \rangle \cdot \nabla \langle f \rangle + \langle \mathbf{u}' \cdot \nabla f' \rangle, \\ &= \frac{d\langle f \rangle}{dt} + \langle \mathbf{u}' \cdot \nabla f' \rangle.\end{aligned}$$

À cause du caractère non linéaire de la convection, il apparaît donc un produit $\langle \mathbf{u}' \cdot \nabla f' \rangle$ supplémentaire.

Avec ces outils en main, on va donc pouvoir moyenner maintenant les équations de Navier-Stokes. L'objectif est de fournir une équation du mouvement moyen, c'est-à-dire une équation pour les champs moyens $\langle \mathbf{u} \rangle$ et $\langle p \rangle$. On part de la formulation suivante des équations de Navier-Stokes pour un fluide newtonien incompressible

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{u} &= 0, \\ \rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{u}\mathbf{u} \right) &= \rho \mathbf{g} - \nabla p + 2\mu \Delta \mathbf{u},\end{aligned}$$

où l'on rappelle que l'on a $\mathbf{u}\nabla \mathbf{u} = \nabla \cdot \mathbf{u}\mathbf{u}$, où $\mathbf{u}\mathbf{u}$ désigne le produit tensoriel de \mathbf{u} par \mathbf{u} . On introduit ensuite la décomposition de Reynolds pour la vitesse et la pression

$$p = \langle p \rangle + p' \text{ et } \mathbf{u} = \langle \mathbf{u} \rangle + \mathbf{u}'.$$

On substitue ces relations dans les équations de Navier-Stokes

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \langle \mathbf{u} \rangle + \nabla \cdot \mathbf{u}' &= 0, \\ \rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial t} + \frac{\partial \langle \mathbf{u} \rangle}{\partial t} + \nabla \cdot (\langle \mathbf{u} \rangle \langle \mathbf{u} \rangle + \mathbf{u}'\mathbf{u}' + \mathbf{u}'\langle \mathbf{u} \rangle + \langle \mathbf{u} \rangle \mathbf{u}') \right) &= \rho \mathbf{g} - \nabla \langle p \rangle - \nabla p' + 2\mu (\Delta \langle \mathbf{u} \rangle + \Delta \mathbf{u}').\end{aligned}$$

L'étape suivante est de prendre la moyenne temporelle, ce qui permet d'aboutir à la forme suivante

$$\nabla \cdot \langle \mathbf{u} \rangle = 0,$$

$$\rho \left(\frac{\partial \langle \mathbf{u} \rangle}{\partial t} + \nabla \cdot (\langle \mathbf{u} \rangle \langle \mathbf{u} \rangle + \mathbf{u}' \mathbf{u}') \right) = \rho \mathbf{g} - \nabla \langle p \rangle + 2\mu \Delta \langle \mathbf{u} \rangle.$$

On note que les équations moyennées de Navier-Stokes, appelées encore *équations de Reynolds*, sont très proches des équations originelles si ce n'est qu'un nouveau terme apparaît dans les équations au niveau de l'accélération convective: $\rho \nabla \cdot \mathbf{u}' \mathbf{u}'$. Comme ce terme se présente sous la forme d'une divergence (comme le tenseur des contraintes), il peut s'interpréter comme une contrainte. On introduit donc un nouveau tenseur, appelé *tenseur de Reynolds*: $\Sigma_t = -\rho \langle \mathbf{u}' \mathbf{u}' \rangle$. Si on écrit ce tenseur dans une base cartésienne, on a une matrice symétrique

$$\Sigma_t = -\rho \langle \mathbf{u}' \mathbf{u}' \rangle = -\rho \begin{bmatrix} \langle u' u' \rangle & \langle u' v' \rangle \\ \langle u' v' \rangle & \langle v' v' \rangle \end{bmatrix}.$$

Ce tenseur de Reynolds représente les contraintes effectives générées par la turbulence du fluide; pour cette raison, on l'appelle aussi tenseur des contraintes turbulentes. En effet, pour l'écoulement moyen, le mouvement erratique des particules de fluide génère une dissipation supplémentaire par rapport à un écoulement purement laminaire qui aurait le même champ de vitesse et de pression. Le premier effet de la turbulence est donc d'induire une dissipation d'énergie supplémentaire.

La principale difficulté réside dans le calcul du tenseur de Reynolds Σ_t . On peut se dire que puisqu'on vient d'obtenir un jeu d'équations pour le mouvement moyen, on peut faire de même et dériver un jeu d'équations pour \mathbf{u}' et p' . On peut en effet obtenir un jeu d'équations gouvernant les fluctuations simplement en soustrayant aux équations de Navier-Stokes les équations de Reynolds. Toutefois, ce nouveau jeu d'équations n'est pas fermé. Tous les modèles théoriques de calcul de Σ_t ont été à ce jour voués à l'échec et en pratique, il faut recourir à des équations de fermeture empiriques, c'est-à-dire des relations qui permettent de calculer de façon plus ou moins implicite Σ_t en fonction des caractéristiques de l'écoulement. Il n'existe malheureusement pas d'équation de fermeture universelle. À chaque type de problème, il existe en général une équation de fermeture plus ou moins complexe, dont l'expérience a montré qu'elle pouvait fournir une approximation correcte. On va ici présenter la plus simple d'entre elle (le modèle dit de *longueur de mélange*), qui fournit une bonne approximation de ce qui se passe pour des écoulements près d'une paroi solide. C'est cette géométrie que l'on va rencontrer le plus souvent dans les applications en hydraulique.

6.9 Problème de fermeture

Les équations de fermeture sont plus ou moins empiriques et plus ou moins complexes. Les plus simples sont des fermetures algébriques où l'on écrit directement une relation entre grandeur fluctuante et grandeur moyenne, par exemple en cisaillement simple (écoulement près d'une paroi):

$$\tau = \mu_t \frac{d\langle u \rangle}{dy},$$

avec μ_t la viscosité turbulente. Les fermeture algébriques dépendent du problème traité. Ainsi :

- loi de paroi $\nu_t = \mu_t/\rho = \ell_m^2 \frac{d\langle u \rangle}{dy}$, $\ell_m = \kappa y$ est la *longueur de mélange* introduite par Prandtl⁶ et qui représente la taille caractéristique des structures turbulentes près de la paroi, et où $\kappa \approx 0,4$ est la constante de von Kármán. La contrainte de cisaillement s'exprime alors comme

$$\tau = \rho \kappa^2 y^2 \left(\frac{d\langle u \rangle}{dy} \right)^2,$$

où l'on notera par rapport à la loi en régime laminaire : une dépendance quadratique vis-à-vis de la vitesse et une dépendance vis-à-vis de la profondeur y ;

- pour un jet $\nu_t = \ell \bar{u}$.

On remarque ainsi que pour une paroi, le modèle de la longueur de mélange prévoit que la contrainte de cisaillement dépend du carré du taux de cisaillement $d\langle u(y) \rangle/dy$ et n'est donc plus une fonction linéaire de $d\langle u(y) \rangle/dy$ comme pour le régime laminaire, ce qui montre que la dissipation d'énergie (rappelons que la puissance dissipée s'écrit $\Phi = \tau d\langle u(y) \rangle/dy$) croît très rapidement avec la vitesse moyenne. Comme on le montre au § 6.10, cette dépendance a également une profonde influence sur le profil de vitesse, puisque celui-ci devient logarithmique à proximité de la paroi.

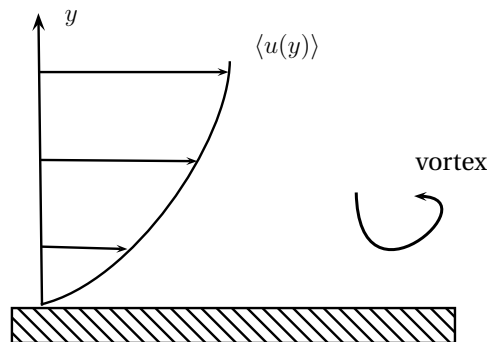


Figure 6.18 : turbulence près d'une paroi.

6.10 Exemple d'application : écoulement sur un plan incliné

On considère un écoulement permanent uniforme d'un fluide newtonien incompressible le long d'un plan infini. La hauteur d'écoulement est h .

6. Ludwig Prandtl (1875–1953) est un mécanicien allemand. Chercheur et enseignant à la réputation internationale bien établie, Prandtl est l'instigateur de l'école de Göttingen en mécanique des fluides, qui attira parmi les meilleurs scientifiques de l'époque. Les fondements de la théorie de la couche limite y furent établis. La théorie de la longueur de mélange fut développée par Prandtl sur la base d'une analogie entre le mouvement turbulent et la cinétique des gaz.

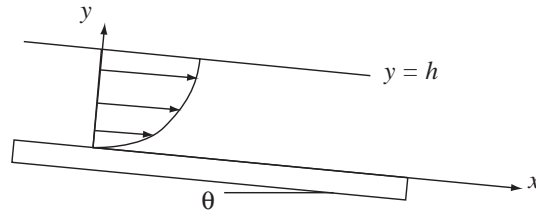


Figure 6.19 : écoulement en régime permanent le long d'une plaque infinie inclinée d'un angle θ .

Étape 1: recherche des symétries

L'écoulement est bidimensionnel. Il y a invariance par translation selon x et invariance par t (écoulement permanent). On en déduit que la vitesse selon x s'écrit donc $u(y)$. Il n'y a pas de vitesse selon y : $v = 0$.

Étape 2: équations du mouvement

Les équations de Navier-Stokes s'écrivent

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0,$$

qui est systématiquement vérifiée. La projection selon x des équations de conservation de la quantité de mouvement donne

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \rho g \sin \theta - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right),$$

soit après simplification

$$0 = \rho g \sin \theta - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \frac{d^2 u}{dy^2}. \quad (6.45)$$

On fait de même pour la projetée selon y

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\rho g \cos \theta - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right),$$

soit après simplification

$$0 = -\rho g \cos \theta - \frac{\partial p}{\partial y}. \quad (6.46)$$

Les conditions aux limites;

- cinématique : condition d'adhérence au fond

$$u = 0; \quad (6.47)$$

- dynamique : contrainte nulle à la surface libre $\Sigma \cdot e_y = 0$ (pression atmosphérique négligée)

$$p = 0 \text{ et } \sigma_y = 2\mu \frac{du}{dy} = 0 \text{ en } y = h. \quad (6.48)$$

Étape 3 : résolution des équations en régime laminaire

En régime laminaire, la viscosité est constante. L'équation (6.46) montre que la pression est hydrostatique

$$p = \rho g \cos \theta (h - y).$$

On déduit donc l'équation (6.45) de la quantité de mouvement selon (x) que

$$\rho g \sin \theta = -\mu \frac{d^2 u}{dy^2},$$

qui s'intègre facilement :

$$u(y) = -\frac{\rho g \sin \theta}{2\mu} y^2 + \alpha y + \beta,$$

avec α et β des constantes d'intégration. La condition aux limites (6.47) au fond implique que

$$\beta = 0,$$

tandis que la condition aux limites (6.48) à la surface libre

$$u'(h) = -\frac{\rho g \sin \theta}{\mu} h + \alpha = 0.$$

Le champ de vitesse s'écrit donc

$$u(y) = \frac{\rho g \sin \theta}{2\mu} (2hy - y^2).$$

Le profil de vitesse est donc parabolique.

Étape 4 : résolution des équations en régime turbulent

Si on fait l'expérience avec du miel de masse volumique 1100 kg/m^3 , de viscosité $\mu = 10 \text{ Pa}\cdot\text{s}$, sur un plan incliné de 30° et pour une hauteur h de 5 cm , on trouve que la vitesse moyenne vaut

$$\bar{u} = \frac{1}{h} \int_0^h u(y) dy = \frac{1}{3} \frac{\rho g \sin \theta}{\mu} h^2 \approx 45 \text{ cm/s}$$

et donc le nombre de Reynolds vaut à peu près

$$\text{Re} = \frac{1100 \times 5 \times 10^{-2} \times 0,45}{10} = 2,47.$$

L'écoulement est donc laminaire et on peut appliquer les équations de Navier-Stokes. Que se passe-t-il si on prenait de l'eau ($\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$ et $\mu = 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$) à la place du miel ? Pour les mêmes conditions expérimentales, la vitesse de l'écoulement serait en théorie de

$$\bar{u} = 4087 \text{ m/s},$$

soit un nombre de Reynolds de

$$\text{Re} = \frac{1000 \times 5 \times 10^{-2} \times 4087}{10^{-3}} = 2,4 \times 10^8.$$

L'écoulement est donc turbulent et on ne peut plus appliquer les équations de Navier-Stokes.

On va donc écrire les équations de la turbulence dans le cas du modèle très simple de la *longueur de mélange* de Prandtl. La contrainte de cisaillement dans un régime permanent uniforme s'écrit d'après l'équation (6.6)

$$0 = \rho g \sin \theta - \frac{\partial \tau}{\partial y}, \quad (6.49)$$

(où la contrainte de cisaillement est notée $\tau = T_{xy}$) car la contrainte normale selon x est nulle ($T_{xx} = 0$) et le gradient longitudinal de pression est nul car h ne dépend pas de x (soit $\partial_x p = 0$). En intégrant cette équation avec pour condition aux limites à la surface libre $\tau = 0$ en $y = h$ (l'air n'exerce pas de frottement sur la surface libre de l'écoulement), on déduit la relation

$$\tau = \rho g \sin \theta (h - y).$$

Remarquons au passage que cette relation est générale et valable pour tout écoulement permanent uniforme ; elle est indépendante de la loi de comportement utilisée pour décrire la rhéologie du fluide. Le modèle de Prandtl donne par ailleurs la relation

$$\tau = \mu_t \frac{d\bar{u}}{dy},$$

avec μ_t la viscosité turbulente

$$\mu_t = \rho (\kappa y)^2 \frac{d\langle u \rangle}{dy},$$

où $\kappa \approx 0,41$ est la constante de von Kàrmàn et $\langle u(y) \rangle$ est la vitesse moyenne (dans le temps). L'équation du mouvement est donc

$$\rho g \sin \theta (h - y) = \rho (\kappa y)^2 \left(\frac{d\langle u \rangle}{dy} \right)^2, \quad (6.50)$$

soit

$$\frac{d\langle u \rangle}{dy} = \frac{\sqrt{g \sin \theta}}{\kappa} \sqrt{\frac{h}{y^2} - \frac{1}{y}},$$

dont l'intégration donne

$$\langle u \rangle = 2 \frac{\sqrt{g \sin \theta}}{\kappa} \left(\sqrt{h - y} - \sqrt{h} \operatorname{arctanh} \left[1 - \frac{y}{h} \right] \right) + c,$$

avec c une constante d'intégration. On note que le profil de vitesse n'est plus parabolique (voir figure 6.20) et diverge vers $-\infty$ quand $y \rightarrow 0$. Pour éviter cela, on impose une condition d'adhérence à une hauteur $y = y_0$. Notons que malgré cela, l'intégrale du champ de vitesse existe et vaut

$$\int_0^h d\langle u(y) \rangle dy = \frac{2}{3} \frac{\sqrt{gh^3 \sin \theta}}{\kappa}.$$

La vitesse moyenne est alors

$$\bar{u} = \frac{1}{h} \int_0^h d\langle u(y) \rangle dy = \frac{2}{3} \frac{\sqrt{gh \sin \theta}}{\kappa}.$$

Une application numérique pour l'eau nous donne une vitesse moyenne de 80 cm/s à comparer avec les 4087 m/s obtenus précédemment.

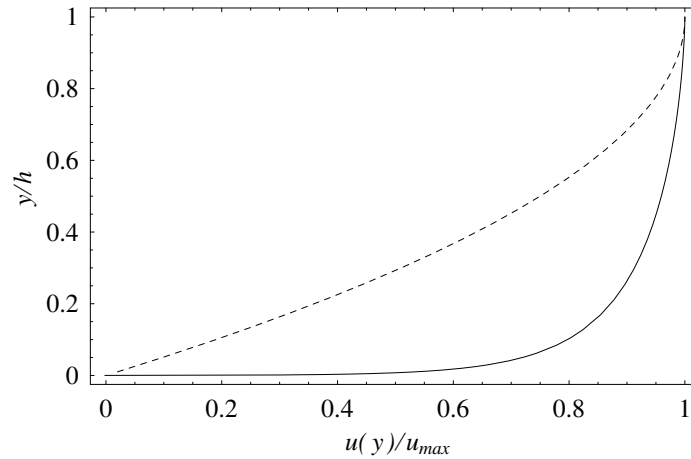


Figure 6.20 : profils de vitesse sous forme adimensionnelle pour un écoulement en régime permanent le long d'une plaque infinie inclinée d'un angle θ : écoulement turbulent (ligne continue) avec $y_0 = 10^{-4}$ m et $c = 4,29$; écoulement laminaire (ligne discontinue). u_{max} est la vitesse à la surface libre.

Remarque 1. On réalise souvent l'intégration du profil de vitesse (6.50) en supposant que dans la contrainte de cisaillement, si on est suffisamment près du fond, alors $y \ll h$ (ce qui revient à supposer que la contrainte est constante et égale à la contrainte pariétale $\tau_p = \rho g h \sin \theta$). Ce faisant, on simplifie l'intégration puisque

$$\frac{d\langle u \rangle}{dy} \approx \frac{\sqrt{gh \sin \theta}}{\kappa} \frac{1}{y},$$

soit

$$\langle u \rangle = \frac{1}{\kappa} \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \ln y + C,$$

avec C une constante d'intégration. C'est pour cette raison que l'on parle de *profil de vitesse logarithmique* pour décrire un écoulement turbulent près d'une paroi. À noter qu'avec cette loi, la vitesse serait infinie en $y = 0$. Le modèle cesse d'être valide en fait très près de la paroi, où il existe une couche dite très fine « sous-couche visqueuse », qui fait la jonction entre l'écoulement turbulent (zone logarithmique) et paroi solide.

Remarque 2. On a vu au chapitre 4 que la dissipation d'énergie au sein d'un fluide s'écrit

$$\Phi = \text{tr}(\mathbf{D} \cdot \mathbf{T}),$$

ce qui donne ici pour une expérience en cisaillement simple :

$$\Phi = \tau \dot{\gamma},$$

avec $\tau = \rho g (h - y) \sin \theta$ la contrainte de cisaillement et $\dot{\gamma} = du/dy$ le taux de cisaillement (gradient de vitesse). Pour un fluide newtonien en régime laminaire on a donc :

$$\Phi = \rho g (h - y) \sin \theta \frac{\rho g \sin \theta}{\mu} (h - y) = \frac{(\rho g \sin \theta)^2}{\mu} (h - y)^2,$$

ce qui montre que la dissipation se produit partout dans l'écoulement, avec une valeur maximale au fond puis une diminution régulière jusqu'à la surface libre.

Pour le régime turbulent, la dissipation d'énergie s'écrit

$$\Phi = \rho g (h - y) \sin \theta \frac{\sqrt{g \sin \theta}}{\kappa} \sqrt{\frac{h}{y^2} - \frac{1}{y}} = \rho \frac{(g \sin \theta)^{3/2}}{\mu} \frac{(h - y)^{3/2}}{y},$$

qui montre que Φ est très grand ($\Phi \rightarrow \infty$ quand $y \rightarrow 0$) dans la couche logarithmique, puis tend rapidement vers 0 au-dessus de la couche logarithmique. Comme le montre la figure 6.21, quasiment toute l'énergie se dissipe dans la couche pariétale au fond.

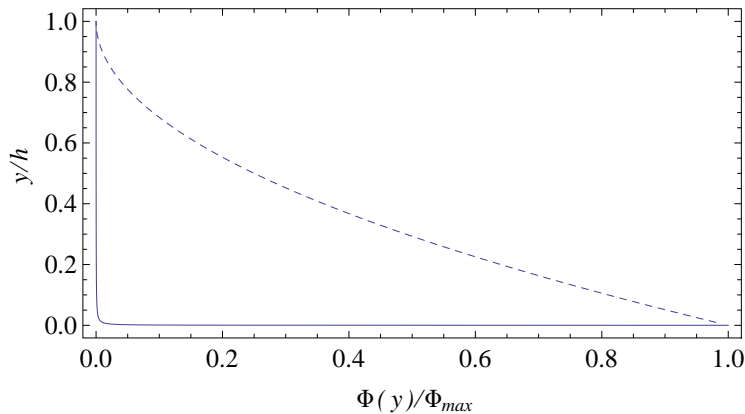


Figure 6.21 : profils de dissipation sous forme adimensionnelle pour un écoulement en régime permanent le long d'une plaque infinie inclinée d'un angle θ : écoulement turbulent (ligne continue) avec $y_0 = 10^{-4}$ m et $c = 4,29$; écoulement laminaire (ligne discontinue). Φ_{max} est la valeur maximale prise par la dissipation d'énergie.



Écoulements turbulents en charge

7.1 Introduction



EN A VU au chapitre 4 le théorème de Bernoulli, qui énonce que l'énergie

$$E = \rho g z + \rho \frac{u^2}{2} + p$$

se conserve le long d'une ligne de courant lorsque l'écoulement est permanent et non visqueux (c'est-à-dire sans dissipation d'énergie). Au chapitre 5, nous avons généralisé ce résultat en introduisant la *charge*, c'est-à-dire la traduction de l'énergie en équivalent de hauteur d'eau

$$H = \frac{E}{\rho g}.$$

Dans les écoulements réels, l'énergie (ou la charge) ne se conserve pas à cause des dissipations d'énergie. En hydraulique à surface libre, on a ainsi montré que la variation linéaire de charge

$$j_f = -\frac{dH}{dx}$$

traduit la dissipation d'énergie et qu'on peut la relier aux variables d'écoulement \bar{u} et h à l'aide de lois empiriques telles que la loi de Manning-Strickler.

On va ici suivre un raisonnement similaire pour les écoulements en charge, c'est-à-dire les écoulements dans des conduites où le fluide est mis en mouvement en appliquant une différence de pression (ou bien une différence de charge). Contrairement à l'hydraulique des rivières où le moteur de l'écoulement est la force de gravité, c'est ici le gradient de pression (de part et d'autre des extrémités de la conduite) qui commande le mouvement ; cette différence de pression peut être causée par des moteurs (pompes) ou bien par la pression hydrostatique. L'équation de perte de charge va s'écrire dans ce contexte :

$$\Delta H = H_1 - H_2 = f \frac{L}{D_h} \frac{\bar{u}^2}{2g},$$

où H_2 est la charge à la sortie de la conduite, H_1 celle à l'entrée de la conduite, L la longueur de la conduite, D_h son diamètre hydraulique, \bar{u} la vitesse débitante, f le coefficient de frottement qui est une fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement $Re = D_h \bar{u} / \nu$. Contrairement au cas des rivières, il est ici possible de calculer la dissipation d'énergie de façon relativement fine et donc $f(Re)$ pour un certain nombre de régimes d'écoulement

dans des conduites de géométrie simple. On va commencer ce chapitre en examinant comment l'énergie est dissipée pour des conduites simples. On abordera ensuite le calcul pratique des pertes de charge. Enfin, on verra que des pertes de charge supplémentaires dites « pertes de charges singulières » sont à prendre en compte lorsque la conduite présente des changements de caractéristiques importants (direction, section d'écoulement, etc.).

7.2 Écoulement permanent uniforme lisse

On considère un *écoulement de Poiseuille plan* (appelé aussi écoulement parallèle) entre deux plans parallèles et immobiles, dont l'entrefer est $2b$ (voir figure 7.1). Le fluide est mu par un gradient de pression $\partial_x p$.

7.2.1 Équations du mouvement

On rappelle qu'en turbulence, on peut obtenir un jeu d'équations dites moyennées en faisant la décomposition de Reynolds : $u = \langle u \rangle + u'$, avec u' la fluctuation de vitesse et $\langle u \rangle$ la vitesse moyennée (dans le temps).

Le jeu d'équations (outre l'équation de continuité) à résoudre est :

$$\rho \left(\frac{\partial \langle \mathbf{u} \rangle}{\partial t} + \langle \mathbf{u} \rangle \nabla \langle \mathbf{u} \rangle \right) = -\nabla \langle p_* \rangle + \nabla \cdot \langle \mathbf{T} \rangle - \rho \nabla \cdot \langle \mathbf{u}' \mathbf{u}' \rangle, \quad (7.1)$$

avec \mathbf{u} le champ de vitesse instantanée (u, v, w les composantes dans un repère cartésien), $\langle \mathbf{T} \rangle$ le tenseur des contraintes visqueuses : $\langle \mathbf{T} \rangle = 2\mu \langle \mathbf{D} \rangle$ avec $\langle \mathbf{D} \rangle$ le tenseur des taux moyens de déformation $\langle \mathbf{D} \rangle = (\nabla \langle \mathbf{u} \rangle + \nabla \langle \mathbf{u} \rangle^\dagger)/2$.

Simplifications pour la suite du calcul :

- Le tenseur de Reynolds $\Sigma_t = -\rho \langle \mathbf{u}' \mathbf{u}' \rangle$ est remplacé par une équation de fermeture algébrique de type *longueur de mélange* proposée par Prandtl (voir § 6.9) avec

$$\Sigma_t = -\rho \langle \mathbf{u}' \mathbf{u}' \rangle = 2\mu_t \langle \mathbf{D} \rangle, \quad (7.2)$$

avec μ_t la viscosité turbulente (ce n'est pas une constante, mais une fonction de du/dy ou de u) et \mathbf{D} le tenseur des taux moyens de déformation. Ce modèle est parfois dit pseudo-laminaire car il est très proche structurellement du modèle newtonien.

- Le tenseur des contraintes visqueuses est toujours :

$$\langle \mathbf{T} \rangle = 2\mu \langle \mathbf{D} \rangle.$$

Notons qu'il existe des modèles de turbulence qui sont bien moins rudimentaires que le modèle empirique de longueur de mélange. Une meilleure précision et une plus grande généralité peuvent être obtenues en considérant des équations différentielles supplémentaires. Un modèle énergétique comme le modèle $k - \ell$ revient à faire l'hypothèse d'une viscosité turbulente définie comme

$$\nu_t = \frac{\mu_t}{\rho} = \ell \sqrt{k},$$



avec k l'énergie cinétique turbulente¹

$$k = \frac{1}{2} (\langle u'^2 \rangle + \langle v'^2 \rangle + \langle w'^2 \rangle),$$

qui représente l'énergie cinétique de la turbulence. Pour s'en convaincre, il suffit de calculer la moyenne de l'énergie cinétique instantanée :

$$\frac{1}{2} \rho \langle \mathbf{u}^2 \rangle = \frac{1}{2} \rho \langle (\langle \mathbf{u} \rangle + \mathbf{u}')^2 \rangle = \frac{1}{2} \rho \langle \mathbf{u} \rangle^2 + \rho k.$$

k est déterminé en résolvant une équation supplémentaire dite de conservation de l'énergie cinétique turbulente (non reportée dans ce cours), qui s'obtient à partir de l'équation quantité de mouvement de Navier-Stokes en la multipliant par \mathbf{u}' , puis en la moyennant. Cette équation n'est pas « fermée », c'est-à-dire il faut encore des hypothèses supplémentaires pour la résoudre. Un autre modèle populaire est le modèle $k - \epsilon$, selon lequel $\nu_t = C_\mu k^2 / \epsilon$ avec $\epsilon = \nu \langle \nabla \mathbf{u}' : \nabla \mathbf{u}' \rangle$ la *dissipation turbulente* et C_μ une constante. Ces modèles de turbulence sont couramment implémentés dans les codes de calcul industriel de type FLUENT ou OpenFoam.

7.2.2 Phénoménologie

Il faut distinguer les parois *lisses* et les parois *rugueuses*. En effet, la présence de rugosité :

- modifie fortement la turbulence près de la paroi ;
- pose le problème de la définition de la localisation du point origine $y = 0$.

On montre que la solution comporte trois parties traduisant un effet spécifique de la turbulence :

- Très près de la paroi, la vitesse est très faible, donc le nombre de Reynolds local $Re = uy/\nu$ est petit : $Re \rightarrow 0$; l'écoulement est localement *laminaire*. On parle de *sous-couche visqueuse*. Le jeu d'équations à résoudre est le même que précédemment. Au premier ordre, on peut mettre la solution sous la forme :

$$\boxed{u = u_* \xi},$$

avec u_* la *vitesse de frottement*, appelée encore *vitesse de cisaillement* :

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}}, \text{ et } \xi = y \frac{u_*}{\nu}$$

La vitesse de frottement est la traduction de la contrainte pariétale en termes de vitesse alors que ξ est une ordonnée « sans dimension ». Expérimentalement on observe que la sous-couche visqueuse s'étend sur $0 < \xi < 3$.

Preuve. Par intégration des équations de Navier-Stokes (voir exercices), on peut montrer que la vitesse s'écrit :

$$u = \frac{1}{2\mu} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right) y(y - 2b),$$

1. Notons que l'appellation est un peu trompeuse car il s'agit d'une énergie cinétique par unité de masse, ρ n'intervenant pas dans la définition de k .

donc au premier ordre en y , on a :

$$u \approx \frac{1}{2\mu} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right) y(-2b) = \frac{1}{\mu} \tau_p y.$$

On pose $u_*^2 = \tau_p / \rho$ et $y = \mu \xi / (\rho u_*)$ et on retrouve la formulation précédente. \square

- Au fur et à mesure qu'on s'éloigne, Re croît, l'écoulement devient turbulent. La turbulence est influencée fortement par la paroi (fort cisaillement de vitesse). On va montrer que le profil de vitesse est logarithmique. On parle de *zone logarithmique*. Cette loi est valable pour $25 < \xi < 500$ avec la contrainte supplémentaire $y/b < 0,2$ (il n'y a pas un strict recouvrement avec la zone visqueuse). Note : Pour $3 < \xi < 25$, il s'agit d'une zone de transition, la vitesse se calcule de façon numérique (pas d'approximation analytique).
- Loin des parois, l'influence des parois est moindre. La turbulence est à peu près homogène. On parle de *zone centrale*. Cette zone s'étend à partir de $y/b > 0,2$.

Les deux premières sous-couches forment la *couche interne*, entièrement dominée par la paroi, de la *couche-limite*. Le reste s'appelle la *couche externe*; cette notion n'a ici pas beaucoup de sens car la zone centrale correspond à la rencontre des deux couches limites.

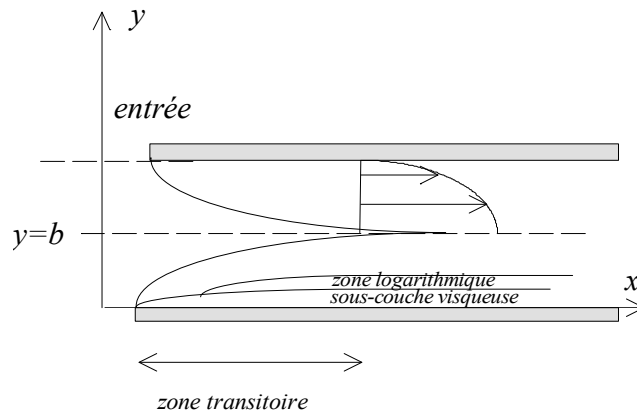


Figure 7.1 : structuration de l'écoulement en sous-couches.

7.2.3 Zone logarithmique

On intègre l'équation (7.1) en ne considérant que la projection de Navier-Stokes sur x . En régime pleinement établi (les termes inertiels sont donc nuls) et en négligeant les contraintes visqueuses par rapport aux contraintes turbulentes, l'équation résultante traduit l'équilibre entre le terme de divergence des contraintes $\rho \nabla \cdot \langle \mathbf{u}'\mathbf{u}' \rangle$ (dissipation visqueux) et le gradient de pression motrice :

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_t \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right) = \frac{\partial \langle p_* \rangle}{\partial x},$$

où l'on a employé un modèle de fermeture de type longueur de mélange (7.2). On tire

$$\mu_t \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} = \frac{\partial \langle p_* \rangle}{\partial x} y + c,$$

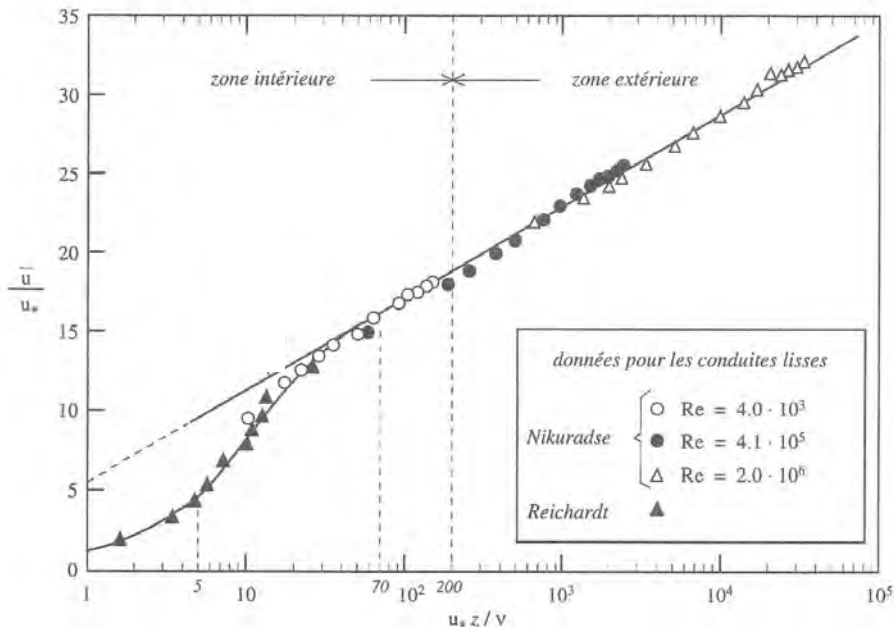


Figure 7.2 : profil de vitesse à la paroi. Données expérimentales.

où c est une constante. En négligeant la sous-couche visqueuse, on peut relier le taux de cisaillement moyen et la contrainte pariétale: en $y = 0$, $\nu_t \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} = \tau_p / \rho$ (définition de la contrainte de cisaillement), avec $\nu_t = \mu_t / \rho$ la viscosité cinématique turbulente. On déduit:

$$\nu_t \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p_* \rangle}{\partial x} y + \frac{\tau_p}{\rho},$$

Très près de la paroi, on peut négliger le terme linéaire $\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} y$ devant le terme de frottement qui est très grand, soit au premier ordre:

$$\nu_t \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \approx \frac{\tau_p}{\rho}.$$

La loi de fermeture est ici: $\nu_t = (\kappa y)^2 d \langle u \rangle / dy$, soit

$$\frac{d \langle u \rangle}{dy} = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \frac{1}{\kappa y}.$$

Soit

$$\langle u \rangle = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \frac{1}{\kappa} \ln y + c = \frac{u_*}{\kappa} \ln y + c.$$

La constante d'intégration c est calculée de telle sorte qu'il y ait un bon raccordement avec la couche laminaire.

$$\frac{\langle u \rangle}{u_*} = 2,5 \ln \xi + 5,5,$$

car $1/\kappa \approx 2,5$. C'est le **profil de vitesse logarithmique** (valable pour $25 < \xi < 500$), que l'on retrouve assez fréquemment en régime turbulent près d'une paroi.

7.2.4 Zone centrale

Dans la zone centrale, il y a moins de cisaillement. La loi *ad hoc* de fermeture employée pour la paroi n'est plus valable, on emploie :

$$\nu_t = 0,080bu_*$$

(saturation de la viscosité turbulente). Il faut intégrer les équations de Navier-Stokes turbulentes (en remplaçant ν par ν_t) pour la zone centrale et ajuster la constante d'intégration pour qu'il y ait continuité avec la zone logarithmique. On note u_m la vitesse maximale atteinte en $y = b$ (symétrie du problème). On montre que :

$$\frac{u_m}{u_*} = 2,5 \ln \xi_r + 5,5,$$

avec $\xi_r = 0,2bu_*/\nu$ l'ordonnée de la transition zone centrale/logarithmique. Le profil de vitesse s'écrit finalement dans la zone centrale

$$\frac{u_m - \langle u \rangle(y)}{u_*} = 6,3 \left(1 - \frac{y}{b}\right)^2,$$

pour $0,2b < y < 1,8b$.

7.2.5 Synthèse

On peut sommer les différentes contributions. La contribution de la sous-couche visqueuse est négligeable. Finalement le débit s'écrit :

$$q = 2\ell bu_* \left(2,5 \ln \frac{bu_*}{\nu} + 3,21\right),$$

et la vitesse de frottement

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} = \left(-\frac{b}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}\right)^{1/2}.$$

Comme pour l'écoulement laminaire, la contrainte pariétale s'écrit :

$$\tau_p = -b \frac{\partial p}{\partial x}.$$

Cette propriété importante interviendra dans le calcul des pertes de charge. En effet, la dissipation s'écrit :

$$\Phi = \tau_p \bar{u} = b \frac{\partial p}{\partial x} u_* \left(2,5 \ln \frac{bu_*}{\nu} + 3,21\right)$$

soit encore en remplaçant le gradient de pression

$$\Phi = \rho u_*^3 \left(2,5 \ln \frac{bu_*}{\nu} + 3,21\right).$$

Si l'on compare au régime laminaire, la dissipation d'énergie ne dépend plus de la viscosité et devient une fonction assez complexe de la vitesse de cisaillement u_* (ou bien de la vitesse moyenne \bar{u} , calcul que nous ne reportons pas ici).

Remarque : écoulement de Poiseuille cylindrique

Pour un écoulement de Poiseuille, le raisonnement est identique et on aboutit à la formule du débit :

$$q = \pi R^2 u_* \left(2,5 \ln \frac{Ru_*}{\nu} + 2,04 \right),$$

et à la vitesse de frottement

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} = \left(-\frac{R}{2\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \right)^{-1/2}.$$

7.3 Écoulement permanent uniforme rugueux**7.3.1 Équations du mouvement ; effet de la rugosité**

Les équations sont les mêmes que précédemment, mais il se pose le problème de définir où se situe $y = 0$. Expérimentalement cela correspond à l'ordonnée où $u = 0$. Il existe une relation empirique entre la taille caractéristique des rugosités k_s et l'incrément δ de la longueur de mélange dans la loi de fermeture : $\ell_m = \kappa(y + \delta)$ (rappelons $\nu_t = \ell_m^2 du/dy$) :

$$\delta = \begin{cases} 0,036k_s & \text{pour } k_s > 3,1\nu/u_* \rightarrow \text{rugueux} \\ 0 & \text{pour } k_s < 3,1\nu/u_* \rightarrow \text{lisse} \end{cases}$$

On introduit également une sorte de nombre de Reynolds lié à la rugosité

$$k_s^+ = \frac{k_s u_*}{\nu}$$

pour séparer le **régime turbulent rugueux** du **régime turbulent lisse**.

La taille caractéristique de la rugosité peut également être définie comme la moyenne quadratique $k_s = \sqrt{\overline{y_s(x)^2}}$ où $y_s(x)$ est le profil de la surface par rapport au plan moyen². En pratique, comme un état de surface reste difficile à réaliser simplement, on introduit la notion de « rugosité équivalente de sable », c'est-à-dire le diamètre de grains de sable (de même taille) uniformément répartis sur une surface parfaitement lisse et qui produiraient une perte de charge équivalente à celle causée par la rugosité d'une conduite industrielle. Le problème de l'échelle rugosité est surtout délicat dans le domaine de transition $3 < k_s^+ < 70$ car il est alors vraisemblable qu'il faille plusieurs échelles de longueur pour décrire l'état de surface de la conduite ; les formules empiriques peuvent être imprécises dans ce domaine de transition.

7.3.2 Calcul du débit pour des canalisations rugueuses

La présence d'une rugosité a pour effet d'augmenter la turbulence de paroi (d'où l'effet sur la longueur de mélange). La conséquence directe est une modification de la vitesse dans la zone logarithmique :

$$\frac{\langle u \rangle}{u_*} = 2,5 \ln \frac{y}{k_s} + 8,34.$$

2. On a donc $\overline{y_s(x)} = 0$

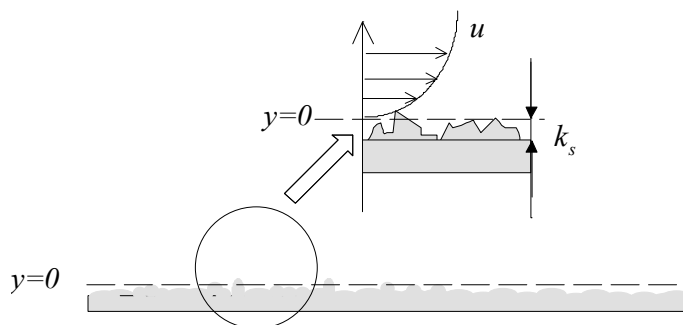


Figure 7.3 : micro-rugosité des parois.

En revanche, il n’y a pas de modification du profil de vitesse dans la zone centrale. Le débit s’écrit alors pour une canalisation plane rectangulaire (Poiseuille plan) :

$$q = 2\ell b u_* \left(2,5 \ln \frac{b}{k_s} + 6,04 \right),$$

et pour un écoulement dans un conduit circulaire (Poiseuille circulaire) :

$$q = \pi R^2 u_* \left(2,5 \ln \frac{R}{k_s} + 4,87 \right).$$

7.4 Dissipation d’énergie dans les conduites en régime établi

Jusqu’à présent, on a supposé qu’on appliquait un gradient de pression et on calculait le débit résultant à travers une section de géométrie connue. En pratique, on a rarement besoin d’un tel niveau de calcul et on se contente de formules approchées. Ces formules sont fondées sur l’utilisation du théorème de Bernoulli et la notion de coefficient de frottement.

7.4.1 Bilan d’énergie en régime laminaire

Bilan d’énergie dans une conduite longue

On a vu que l’équation de Bernoulli généralisée en régime permanent et appliquée sur un volume de contrôle V (de frontière $C \cup S$) s’écrit³ :

$$\underbrace{\int_S \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} \left(\frac{\rho |\mathbf{u}|^2}{2} + p \right) dS}_{\text{flux d'énergie}} = \underbrace{\int_S \mathbf{n} \cdot (\mathbf{u} \cdot \mathbf{T}) dS}_{\text{puissance dissipée à la frontière}} - \underbrace{\int_V \mathbf{T} : \mathbf{D} dV}_{\Phi, \text{ puissance dissipée dans le volume}}$$

3. Cette équation est la formulation intégrale – sur un volume de contrôle fixe – de l’équation de conservation de l’énergie cinétique (4.21) vue au chap. 4. Outre l’intégration sur le volume de contrôle, on fait l’hypothèse de régime permanent, donc $\partial_t k = 0$. À noter que la pression est une pression généralisée, incluant donc le potentiel gravitaire.

où nous rappelons que p est ici la pression généralisée. La condition d'adhérence à la paroi fait que le membre de gauche et le premier terme du membre de droite sont nuls le long de la surface C composant la conduite.

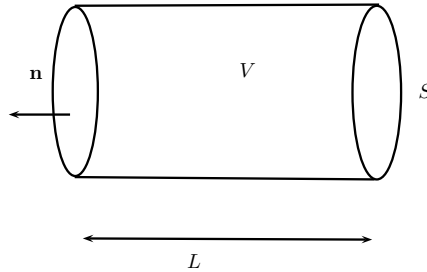


Figure 7.4 : volume de contrôle pour une conduite.

On s'intéresse à des écoulements établis dans des conduits assez longs, ce qui implique :

- la longueur de la canalisation (cylindrique) L est bien plus grande que la longueur d'établissement

$$\frac{L_e}{D} = \begin{cases} 0,06\text{Re} & \text{pour un régime laminaire,} \\ 0,63\text{Re}^{1/4} & \text{pour un régime turbulent,} \end{cases}$$

avec $\text{Re} = \bar{u}D/\nu$ le nombre de Reynolds de l'écoulement, D le diamètre de la conduite, \bar{u} la vitesse débitante (ou vitesse moyenne).

- la section ne change pas avec x ;
- l'écoulement est établi : $\partial \mathbf{u} / \partial x = 0$;
- la composante selon y (r en coordonnées cylindriques) de la vitesse est nulle : $\mathbf{u} = (u, 0, 0)$. La pression généralisée est considérée comme constante dans une section droite.

Si S_1 et S_2 sont l'entrée et la sortie de la conduite, alors on peut simplifier l'équation

$$-\int_{S_1} \left(\frac{\rho u^2}{2} + p \right) u dS + \int_{S_2} \left(\frac{\rho u^2}{2} + p \right) u dS = -\int_V \Phi dV,$$

avec $\Phi = \mathbf{T} : \mathbf{D}$ la fonction de *dissipation interne*. En effet, la puissance dissipée $\int_S \mathbf{n} \cdot (\mathbf{uT}) dS$ aux frontières S est globalement nulle si le débit est constant. La constance de la pression sur une section et l'invariance du débit q (volumique) amènent - après avoir divisé par q - à l'équation de conservation de la *charge* :

$$p_1 - p_2 = \frac{\rho}{2q} \underbrace{\left(\int_{S_2} u^3 dS - \int_{S_1} u^3 dS \right)}_0 + \frac{1}{q} \int_V \Phi dV.$$

Dans une conduite en régime établi, la différence de pression motrice équivaut à la dissipation d'énergie (aux pertes de charge).

Les pertes de charge

Les termes sont homogènes à des pressions. On peut les rendre aussi homogènes à des hauteurs en divisant par ρg : c'est la pratique courante en hydraulique. On introduit quelques grandeurs :

- *puissance totale dissipée* par frottement (visqueux) : $\mathcal{P}_\mu = \int_V \Phi dV$ [W] (Watt);
- *charge hydraulique* en [Pa] ($1 \text{ Pa} = 1 \text{ N/m}^2 = 1 \text{ J/m}^3$):

$$X = p + \frac{\rho}{2q} \int_S u^3 dS,$$

ou bien en [m] (usage en hydraulique)

$$H = \frac{p}{\rho g} + \frac{1}{2qg} \int_S u^3 dS,$$

L'équation de conservation de la charge s'écrit (alors avec ces notations) sous la forme abrégée :

$$H_1 = H_2 + \frac{1}{\rho g} \frac{\mathcal{P}_\mu}{q}.$$

La quantité

$$\Delta H = \frac{1}{\rho g} \frac{\mathcal{P}_\mu}{q}$$

s'appelle la *perte de charge*. Elle est exprimée ici en [m] ou parfois en [mCE] « mètres de colonne d'eau ». Pour retrouver l'énergie totale dissipée, il suffit de calculer : $\mathcal{P}_\mu = \rho g \Delta H q$. On introduit aussi la *perte de charge unitaire* [m/ml], c'est-à-dire la variation de perte de charge par longueur de canalisation L . On écrit ainsi :

$$\frac{dH}{dx} = \frac{\Delta H}{L} = \frac{p_1 - p_2}{L} = -\frac{\partial p}{\partial x}. \quad (7.3)$$

Pertes de charge et coefficient de frottement

Il faut maintenant relier la pression aux frottements aux parois. Si le régime est établi, on montre simplement à partir de l'équation de conservation de la quantité de mouvement⁴ :

$$\rho \int_S (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) \mathbf{u} dS = - \int_S p \mathbf{n} dS + \int_A \mathbf{T} \cdot \mathbf{n} dS,$$

que l'on a :

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{p_2 - p_1}{L} = \frac{1}{V} \int_A \tau_p dS = \frac{A}{V} \bar{\tau}_p = \frac{1}{\mathcal{L}} \bar{\tau}_p, \quad (7.4)$$

avec $V = S \times L$ le volume de fluide compris entre les sections S_1 et S_2 (entrée et sortie de la conduite); A est la surface du tube C entre les sections S_1 et S_2 . $\bar{\tau}_p$ est la valeur moyenne de la pression sur cette surface. La longueur \mathcal{L} vérifie

$$\mathcal{L} = \frac{V}{A} = \frac{\text{section} \times L}{\text{périmètre} \times L} = \frac{D_h}{4}$$

4. C'est la formulation intégrale de l'équation de conservation de la quantité de mouvement (4.14), où l'on suppose que le régime est permanent, donc $\partial_t \mathbf{u} = 0$. Le théorème de Green-Ostrogradski permet d'écrire $\int_V \rho \mathbf{u} \nabla \cdot \mathbf{u} dV = \rho \int_S (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) \mathbf{u} dS$.

et sera le plus souvent introduite sous la forme d'un diamètre hydraulique D_h . Il s'agit de la dimension caractéristique de la canalisation. Pour :

- une conduite circulaire :

$$D_h = 2R,$$

- une conduite rectangulaire :

$$D_h = 4 \frac{\ell b}{2\ell + 2b} = 2 \frac{\ell b}{\ell + b}.$$

À noter quand $b \ll \ell$, $D_h \approx 2b$.

Attention le nombre de Reynolds de l'écoulement (à ne pas confondre avec un nombre de Reynolds local) est défini avec le diamètre hydraulique :



$$\text{Re} = \frac{\bar{u} D_h}{\nu},$$

avec \bar{u} la vitesse débitante.

Enfin, il reste à relier la contrainte à la paroi à une vitesse ; par convention et usage, c'est la vitesse débitante \bar{u} qui sert de vitesse caractéristique. Pour cela on introduit un coefficient de frottement C_f - dit *coefficient de Fanning* - sous la forme :

$$\bar{\tau} = \frac{1}{2} C_f \rho \bar{u}^2.$$

♣ **Exemple.** - Par exemple en combinant l'équation du débit pour une conduite rectangulaire

$$q = -\frac{2}{3} \frac{\ell b^3}{\mu} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right),$$

avec la relation donnant la contrainte pariétale :

$$\tau = -b \frac{\partial p}{\partial x},$$

on tire : $\tau_p = 3\mu\bar{u}/b$, soit :

$$C_f = \frac{24}{\text{Re}}.$$

Pour une conduite circulaire, on a :

$$C_f = \frac{16}{\text{Re}}.$$

□

Calcul en pratique des pertes en ligne en régime laminaire

Un problème courant est : connaissant les caractéristiques de la canalisation et le débit, quelle est la perte de charge en ligne (ou unitaire) ?

Dans le cas général, pour une canalisation de longueur L , on obtient en combinant les équations (7.3-7.4) :

$$-\frac{dH}{dx} = -\frac{\Delta H}{L} = \frac{\tau_p}{\rho g \mathcal{L}} = \frac{4C_f \bar{u}^2}{D_h 2g} \quad [\text{m/m}],$$

$$\Delta H = f \frac{L}{D_h} \frac{\bar{u}^2}{2g} \quad [\text{m}], \quad (7.5)$$

avec $f = 4C_f$ le *coefficient de perte de charge en ligne*⁵ (coefficient de Darcy-Weisbach). Ainsi on pose pour une conduite circulaire :

$$f = \frac{64}{\text{Re}},$$

qui donne la droite à gauche dans le diagramme de Moody (voir figure 7.5). Notez que dH/dx est homogène à une pente et pour cette raison, est parfois *pente d'énergie*.

Notons qu'en général, on considère que la rugosité de la conduite ne joue pas de rôle pour les écoulements laminaires : **en régime laminaire, la perte de charge est indépendante de la rugosité**. Cela n'est toutefois vrai que pour des conduites industrielles classiques où les aspérités sont aléatoirement réparties et de petite taille. Il est possible pour certaines conduites spécialement usinées d'obtenir une diminution des pertes de charge en régime laminaire. On parle d'*effet de peau de requin* (shark skin effect) de façon générale pour décrire ce type de phénomène que le régime soit turbulent ou laminaire ; les mécanismes sont néanmoins différents car dans le cas laminaire, la réduction de perte de charge est obtenue en créant des zones de recirculation entre les aspérités de telle sorte que le fluide a tendance à glisser le long des parois. En régime laminaire, cette diminution de frottement obtenue par usinage des parois est relativement faible (de l'ordre de 1 %), alors qu'en régime turbulent, des diminutions de plus de 10 % peuvent être réalisées par usinage (ou par l'ajout de polymères).

7.4.2 Bilan d'énergie en régime turbulent

Perte de charge en régime turbulent

On peut établir une équation de Bernoulli valable pour le régime turbulent ; la principale différence avec le régime laminaire est que l'équation n'est valable que pour les valeurs moyennes de vitesse et que la fonction de dissipation Φ est nettement plus complexe car il faut tenir compte des fluctuations de vitesse comme mécanisme supplémentaire de dissipation d'énergie.

En multipliant par la vitesse moyenne $\langle \mathbf{u} \rangle$ l'équation de conservation de la quantité de mouvement

$$\rho \left(\frac{\partial \langle \mathbf{u} \rangle}{\partial t} + \langle \mathbf{u} \rangle \nabla \langle \mathbf{u} \rangle \right) = -\nabla \langle p_* \rangle + \nabla \cdot \langle \mathbf{T} \rangle - \rho \nabla \cdot \langle \mathbf{u}' \mathbf{u}' \rangle,$$

avec p_* la pression généralisée, on tire l'équation généralisée de Bernoulli. En régime permanent, cette équation s'écrit :

$$\int_S \langle \mathbf{u} \rangle \cdot \mathbf{n} \left(\frac{\rho |\langle \mathbf{u} \rangle|^2}{2} + \langle p_* \rangle \right) dS = \int_S \langle \mathbf{u} \rangle \cdot ([2\mu \langle \mathbf{D} \rangle - \rho \langle \mathbf{u}' \mathbf{u}' \rangle] \cdot \mathbf{n}) dS - \int_V \Phi dV,$$

5. On trouve aussi la notation $\Lambda = 4C_f = f$ dans certains ouvrages.

avec $\Phi = [2\mu\langle\mathbf{D}\rangle - \rho\langle\mathbf{u}'\mathbf{u}'\rangle] : \langle\mathbf{D}\rangle$ la fonction de dissipation interne. Il y a peu de différences, du point de vue de la structure de l'équation, avec l'équation de Bernoulli pour le cas laminaire. Comme précédemment, on utilise les mêmes hypothèses et on introduit :

– la charge hydraulique :

$$H = \frac{1}{\rho g q} \int_S \langle\mathbf{u}\rangle \cdot \mathbf{n} \left(\frac{\rho|\langle\mathbf{u}\rangle|^2}{2} + \langle p_* \rangle \right) dS = \frac{1}{\rho g q} \int_S \bar{u} \left(\frac{\rho|\langle\bar{u}\rangle|^2}{2} + \langle p_* \rangle \right) dS$$

– la puissance dissipée :

$$\mathcal{P}_\mu = \int_S \langle\mathbf{u}\rangle \cdot ([2\mu\langle\mathbf{D}\rangle - \rho\langle\mathbf{u}'\mathbf{u}'\rangle] \cdot \mathbf{n}) dS - \int_V \Phi dV.$$

L'équation de Bernoulli s'écrit alors sous la forme simple :

$$\Delta H = H_1 - H_2 = \frac{1}{\rho g q} \mathcal{P}_\mu \propto q^n,$$

avec $n \approx 1,75$ pour une conduite lisse et $n = 2$ pour une conduite rugueuse (corrélation expérimentale). La relation de conservation de la quantité de mouvement donne :

$$-\frac{dH}{dx} = -\frac{1}{\rho g} \frac{\partial \langle p_* \rangle}{\partial x} = \text{cte} = \frac{1}{\rho g q} \frac{d\mathcal{P}_\mu}{dx}.$$

Comme pour le cas laminaire, on introduit une contrainte pariétale sous la forme :

$$\bar{\tau}_p = -\mathcal{L} \frac{\partial \langle p_* \rangle}{\partial x} = -\rho g \mathcal{L} \frac{dH}{dx},$$

avec $\mathcal{L} = D_h/R$ la longueur caractéristique de la conduite (introduite pour le cas laminaire). La relation entre perte de charge et coefficient de frottement s'écrit comme pour le cas laminaire [voir équation (7.5)] :

$$\Delta H = 4C_f \frac{L}{D_h} \frac{\bar{u}^2}{2g} = f \frac{L}{D_h} \frac{\bar{u}^2}{2g},$$

avec \bar{u} la vitesse débitante et

$$4C_f = f,$$

le coefficient de frottement. Notons qu'en régime turbulent, on préfère relier le débit à la vitesse de frottement u_* (plutôt qu'au gradient de vitesse comme en laminaire). Notons qu'on a :

$$\frac{1}{2} C_f = \frac{\tau_p}{\rho \bar{u}^2} = \left(\frac{u_*}{\bar{u}} \right)^2,$$

ou souvent (par usage)

$$\frac{1}{\sqrt{C_f/2}} = \frac{1}{\sqrt{f/8}} = \frac{\bar{u}}{u_*}.$$

Calcul pratique de f en régime turbulent

Expérimentalement, on observe que pour les écoulements turbulents, f dépend

– uniquement du nombre de Reynolds Re si la conduite est *lisse* (ou hydrauliquement lisse);



- uniquement de la rugosité relative k_s/R ou k_s/b si la conduite est *rugueuse* (ou hydrauliquement rugueuse);
- à la fois de Re et k_s dans le régime de transition lisse/rugueux.

La séparation entre régime lisse et rugueux se fait à l'aide du nombre sans dimension $k_s^+ = k_s u_* / \nu$ (voir § 7.3.1). Pour les conduites circulaires industrielles, on introduit souvent la distinction suivante :

- si $k_s^+ < 5$, le régime est *lisse*;
- si $k_s^+ > 70$, il est (pleinement) *rugueux*. La viscosité n'est alors plus importante, ce qui explique que f devienne indépendant du nombre de Reynolds;
- lorsque $5 \leq k_s^+ \leq 70$ on parle de *régime rugueux transitionnel*.

Il existe trois stratégies classiques pour calculer f :

- on utilise une formule de type Nikuradse en supposant que le régime est turbulent lisse ou turbulent rugueux, puis on vérifie l'hypothèse de départ;
- on utilise une formule de type Colebrook, qui est valable pour une large gamme d'écoulements (lisses et rugueux);
- on se sert de l'abaque de Moody.

Méthode 1 : formulation à la Nikuradse

Le tableau 7.1 récapitule les formules de Nikuradse⁶. Ce sont des équations implicites en C_f ou f , qui dépendent du régime turbulent (lisse ou rugueux) et de la géométrie de la conduite. Ces formules ne sont pas démontrées ici, mais peuvent être obtenues à partir des équations vues précédemment.

Tableau 7.1 : coefficient de frottement selon le régime turbulent et la géométrie de la conduite.

	<i>rectangulaire</i>	<i>circulaire</i>
lisse	$\frac{1}{\sqrt{C_f/2}} = 2,5 \ln \left(\text{Re} \sqrt{C_f/2} \right) - 0,25$	$\frac{1}{\sqrt{C_f/2}} = 2,5 \ln \left(\text{Re} \sqrt{C_f/2} \right) + 0,31$
rugueux	$\frac{1}{\sqrt{C_f/2}} = 2,5 \ln \frac{b}{k_s} + 6,04$	$\frac{1}{\sqrt{C_f/2}} = 2,5 \ln \frac{R}{k_s} + 4,87$

En pratique :

- on fait l'hypothèse que l'écoulement est hydrauliquement lisse ou rugueux;
- on calcule f en fonction du type de régime (lisse ou rugueux) et des données du problème (nombre de Reynolds, caractéristiques géométriques de la conduite, rugosité);
- on calcule la vitesse de frottement $u_* = \bar{u} \sqrt{f/8}$, puis le nombre de Reynolds associé à la rugosité $k_s^+ = u_* k_s / \nu$, et enfin on vérifie la pertinence de l'hypothèse initiale.

6. Johann Nikuradse (1894–1979) était un mécanicien des fluides allemand. Il était originaire de Géorgie (Russie), mais fit son doctorat en Allemagne sous la direction de Prandtl au Kaiser-Wilhelm Institut à Göttingen. On lui doit principalement les formules qui portent son nom et qui décrivent les écoulements turbulents rugueux/lisses dans une conduite. Il introduit aussi la notion de rugosité effective k_s . À cause de ses acquantances avec le régime nazi, sa réputation a été fortement ternie après la seconde guerre mondiale.

Notons que les formules telles que celles de Nikuradse ne sont valables que pour les régimes asymptotiques : turbulence lisse $k_s^+ < 3 - 5$ et turbulence rugueuse $k_s^+ > 70$.

Notons qu'aujourd'hui, il existe des formules plus précises que les formules établies par Nikuradse. Ainsi, la *formule de McKeon* (2005) permet de calculer le coefficient de frottement avec une précision inférieure à 1,25 %

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 0,83 \ln(\text{Re} \sqrt{f}) - 0,537,$$

qui valable pour $31 \times 10^3 \leq \text{Re} \leq 35 \times 10^6$.

Méthode 2 : formulation à la Colebrook

Pour les conduites circulaires, on peut utiliser la *formule de Colebrook*⁷ (1939) valable quelle que soit la rugosité (pour $Re > 2300$):

$$\frac{1}{\sqrt{C_f/2}} = -2,56 \ln \left(0,27 \frac{k_s}{2R} + \frac{0,887}{Re \sqrt{C_f/2}} \right),$$

ou encore

$$\boxed{\frac{1}{\sqrt{f}} = -0,91 \ln \left(0,27 \frac{k_s}{2R} + \frac{2,51}{\sqrt{f} Re} \right).}$$

Cette formule a l'avantage de donner un résultat relativement précis sans se soucier de la nature du régime turbulent (lisse/rugueux), mais la précision peut être faible pour le régime transitionnel $5 < k_s^+ < 70$.

Méthode 3 : abaque de Moody-Stanton

On peut également utiliser les données expérimentales synthétisées dans le diagramme de Moody-Stanton (1944) valable pour les conduites industrielles.

7. Cyril Colebrook (1910–1997) était un ingénieur hydraulicien anglais. Il fit toute sa carrière dans le cabinet Binnie and Partners à Londres. Son nom est associé à la formule de Colebrook ou Colebrook-White pour calculer le coefficient de frottement pour un écoulement turbulent dans une conduite rugueuse.

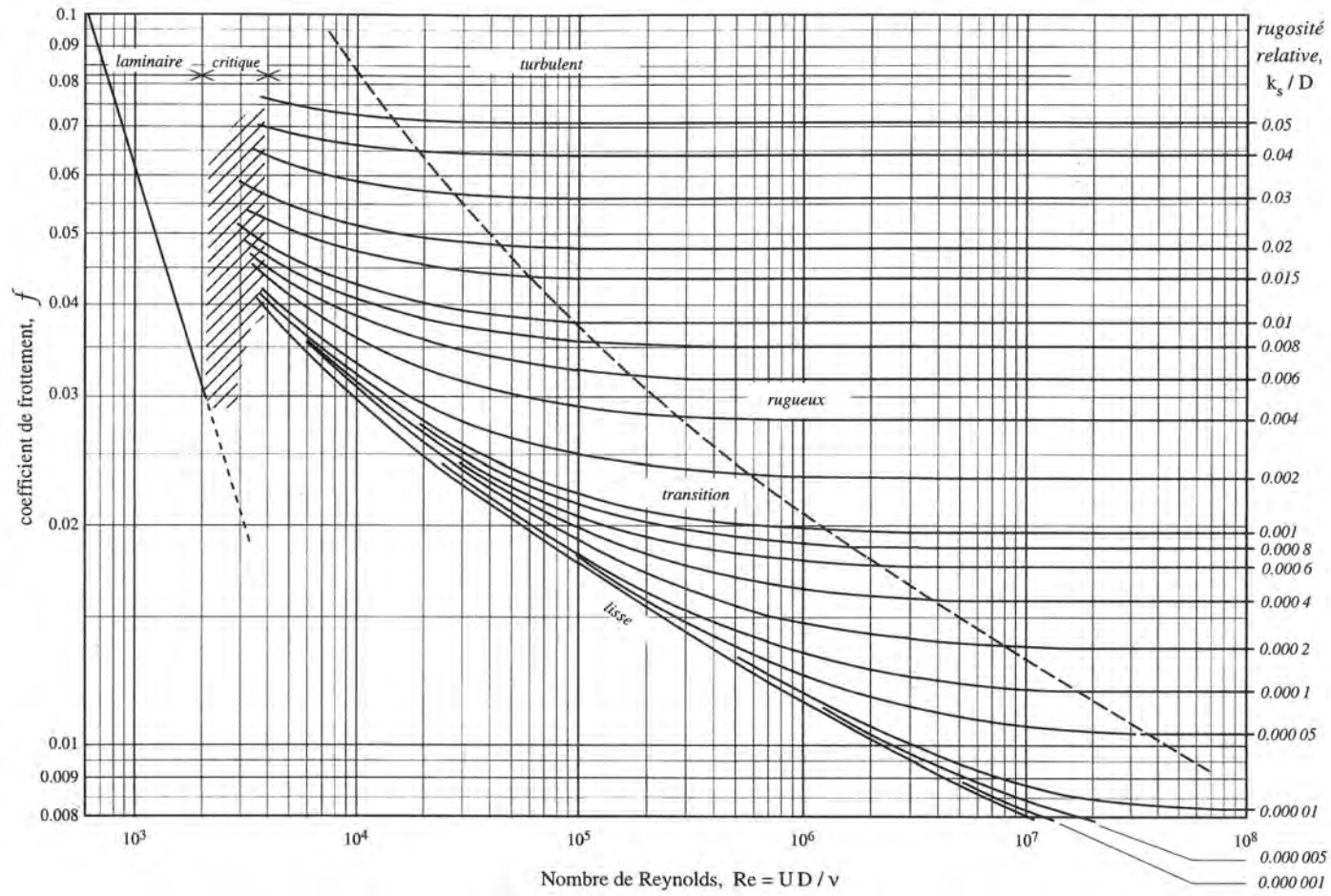


Figure 7.5 : diagramme de Moody.

7.5 Pertes de charge singulières

7.5.1 Problématique

Les pertes de charge singulières traduisent les pertes d'énergie au niveau d'un changement rapide dans une conduite (changement de section, arrivée dans un réservoir, etc.). Une singularité induit à la fois une dissipation locale d'énergie, mais également une modification de l'écoulement à l'amont et à l'aval de la singularité (modification des lignes de courant). Les résultats suivants ne sont pertinents que pour des singularités suivies et/ou précédées de canalisations suffisamment longues (40–50 diamètres de conduite) ou bien d'un réservoir de grandes dimensions.

Les pertes de charge singulières sont introduites sous la forme :

$$\Delta H_s = \zeta \frac{\bar{u}^2}{2g} \text{ [m]},$$

avec ζ le coefficient de perte de charge singulière. Le problème est de savoir dans quelle section il faut prendre la vitesse débitante. On se souviendra qu'une perte de charge est une perte d'énergie.

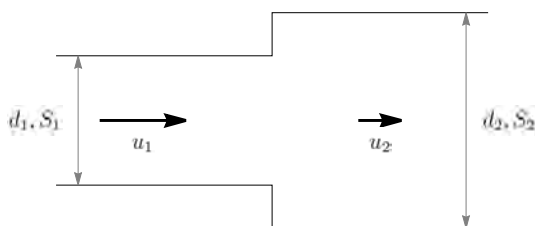


Figure 7.6 : exemple de perte de charge singulière : élargissement brutal.

7.5.2 Principales formules de perte de charge singulière

On ne donne ici que les formules pour des conduites cylindriques. Toutes ces formules sont empiriques et à considérer avec prudence car, selon les formules et les auteurs, des variations significatives sont possibles. On prendra garde également que la formule de pertes de charge peut s'exprimer en fonction de la vitesse à l'aval ou à l'amont selon la géométrie considérée.

- *Élargissement brutal* d'une section S_1 (section amont) à une section S_2 (à l'aval) :

$$\Delta H_s = \zeta \frac{\bar{u}_1^2}{2g} \text{ [m]},$$

avec :

- si l'écoulement est laminaire

$$\zeta = 2 - \frac{8 S_1}{3 S_2} + \frac{2 S_1^2}{3 S_2^2},$$

- pour un écoulement turbulent (profil de vitesse uniforme), on suivra la formule de Borda-Carnot :

$$\zeta = \left(1 - \frac{S_1}{S_2}\right)^2. \quad (7.6)$$

- *Entrée dans un réservoir.* Le coefficient de perte de charge se déduit en prenant $S_2 \rightarrow \infty$:

$$\zeta = 1. \quad (7.7)$$

- *Rétrécissement brutal* (contraction) d'une section S_1 (section amont, diamètre d_1) à une section S_2 (à l'aval, diamètre d_2) (Padet, 1991) :

$$\Delta H_s = \zeta \frac{\bar{u}_2^2}{2g} \text{ [m]},$$

avec

$$\zeta = \left(1 - \frac{1}{0,59 + 0,41(S_2/S_1)^3}\right)^2 \quad (7.8)$$

pour un écoulement turbulent. Des auteurs ont toutefois reporté des valeurs $\zeta > 0,5$ quand $\beta = d_2/d_1 \rightarrow 0$, et en théorie selon Kirchoff, le coefficient $\zeta = \pi/(\pi + 2) = 0,611$ quand $\beta \rightarrow 0$. La formule de Benedict *et al.* (1966) est censée être plus précise pour les petites valeurs de rapport β (voir aussi la comparaison des deux équations à la figure 7.7) (Rennels & Hudson, 2012) :

$$\zeta = 0,0696(1 - \beta^5)\lambda^2 + (\lambda - 1)^2 \quad (7.9)$$

avec $\lambda = 1 + 0,622(1 - 0,215\beta^2 - 0,785\beta^5)$.

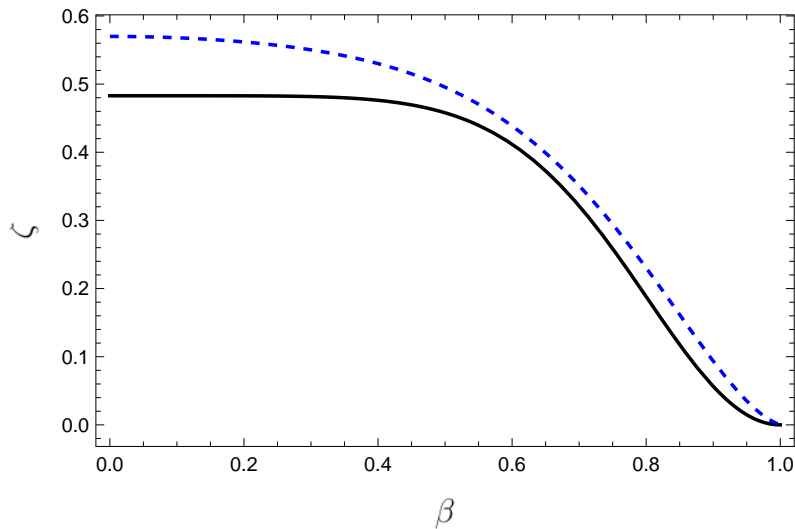


Figure 7.7 : coefficient de perte de charge pour une contraction selon l'équation (7.8) (trait continu) ou l'équation (7.9) de Benedict *et al.* (1966) (trait discontinu).

- *Entrée dans une canalisation* (contraction) : c'est un cas particulier de contraction où l'on considère que l'eau entre dans une canalisation depuis un réservoir (où l'eau est immobile). On pourra prendre

$$\zeta = 0,5 \quad (7.10)$$

pour des bords droits et un réservoir de grande taille par rapport à la conduite. C'est la *formule de Borda*⁸ pour une canalisation à bord vif. Toutefois, de nos jours, pour rester consistant avec les contractions classiques, on préfère opter pour l'équation (7.9), qui donne $\zeta = 0,57$ pour un réservoir infini.

- *Changement de direction*: au niveau du coude (changement de direction θ exprimé en degrés, avec un rayon de courbure R_c), il y a une perte de charge donnée par la *formule de Weisbach*⁹

$$\zeta = \frac{\theta}{90} \left(0,13 + 1,85 \left(\frac{R}{R_c} \right)^{7/2} \right),$$

avec R le rayon de la conduite. Pour un coude sans rayon de courbure, on peut employer la variante suivante :

$$\zeta = \sin^2 \frac{\theta}{2} + 2 \sin^4 \frac{\theta}{2}.$$

Pour un coude à angle vif ($R_c \rightarrow 0$) d'angle 90° , on peut prendre $\zeta = 1,3$.

8. Jean-Charles Borda (1733–1799) aurait pu être un héros de roman. Tour à tour, magistrat, officier dans l'armée française, puis la marine royale, il devint directeur de l'École Navale. Il s'intéressa à divers problèmes de mécanique des fluides ayant trait aux applications militaires : résistance de l'air sur un projectile, résistance de l'eau sur une coque, écoulement à travers des orifices, la roue à aube, etc.

9. Julius Weisbach (1806–1871) était un professeur allemand de mathématiques appliquées et de mécanique à l'université de Freiberg. Il a également mené un grand nombre d'expériences pour déterminer les pertes de charge singulières pour diverses configurations. Son nom est également associé à la formule de Darcy-Weissbach pour les pertes de charge régulières.

7.6 Pompage

7.6.1 Propriétés d'une pompe

Les pompes sont des organes mécaniques permettant d'injecter de l'énergie (sous la forme de pression) à un écoulement en charge. Il existe d'autres appareils avec une fonction similaire (extracteur, ventilateur, accélérateur), mais le plus souvent avec des surpressions faibles (moins de 0,1 bar). La plupart des pompes sont constituées d'un arbre tournant à la vitesse nominative ω , et elles ne sont conçues que pour tourner à cette vitesse ou pour une plage de vitesses fixée. Il existe plusieurs fonctions caractérisant le fonctionnement d'une pompe :

- la *courbe caractéristique* est la relation entre la charge H fournie par la pompe (exprimée ici en m, souvent en Pa en génie industriel) et le débit Q . Cette courbe est une fonction décroissante de Q à cause de la dissipation d'énergie dans la pompe (voir figure 7.8). La charge à débit nul s'appelle la *hauteur de fermeture* : elle correspond à la hauteur d'eau que la pompe est capable de supporter à débit nul. Au-delà d'un certain débit Q_{max} , toute l'énergie de la pompe est dissipée sous forme de chaleur et la pompe ne fournit plus de pression. En pratique, les pompes fonctionnent de façon optimale tant que $Q \leq 0,7Q_{max}$;
- la *courbe de puissance utile* est la relation entre la puissance fournie au fluide $P_u = \rho g Q H$ et le débit ;
- la *courbe de rendement* (global) η fait appel au rapport entre la puissance utile P_u et la puissance électrique ou thermique fournie à la pompe. On définit aussi un rendement hydraulique η_b comme le rapport entre la charge $H(Q)$ fournie par la pompe et celle qu'elle fournirait en l'absence de dissipation interne.

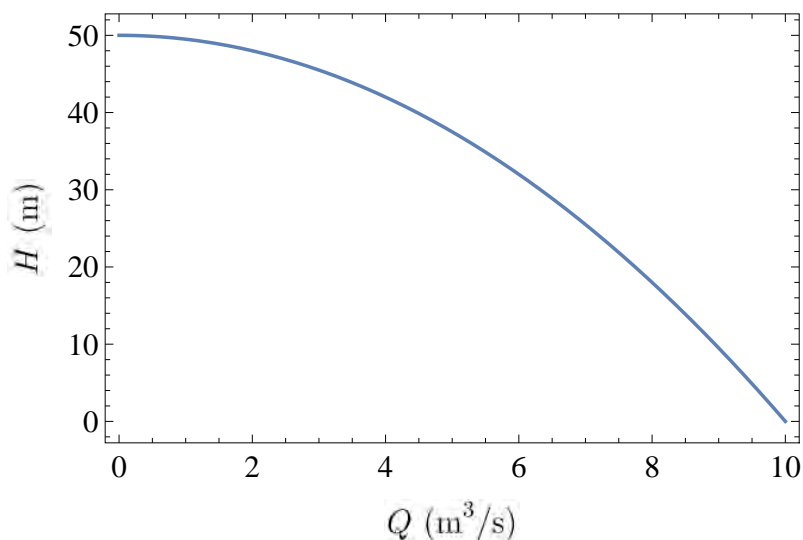


Figure 7.8 : courbe caractéristique d'une pompe.

7.6.2 Calcul du point de fonctionnement d'une pompe

Considérons une pompe montée sur une canalisation (avec éventuellement plusieurs dispositifs montés en série). Cette canalisation va être caractérisée par des pertes de charge régulières H_r et singulières H_s qui sont des fonctions du débit transitant dans cette conduite. Les pertes de charge singulières inclut notamment les dissipations internes dans la pompe ($\zeta \sim 0,3$). Si la canalisation comporte I tronçons de longueur L_i et diamètre D_i ainsi que J pertes de charge singulières, alors on a :

$$H_{r,i} = f \frac{L_i}{D_i} \frac{\bar{u}_i^2}{2g} \text{ et } H_{s,j} = \zeta_j \frac{\bar{u}_j^2}{2g}, \quad (7.11)$$

(avec $\bar{u}_i = 4Q/(\pi D_i^2)$) et la perte de charge totale est

$$\Delta H = \sum_{i=1}^I H_{r,i} + \sum_{j=1}^J H_{s,j}. \quad (7.12)$$

Le point d'intersection de la courbe $H(Q)$ avec la courbe de perte de charge $\Delta H(Q)$

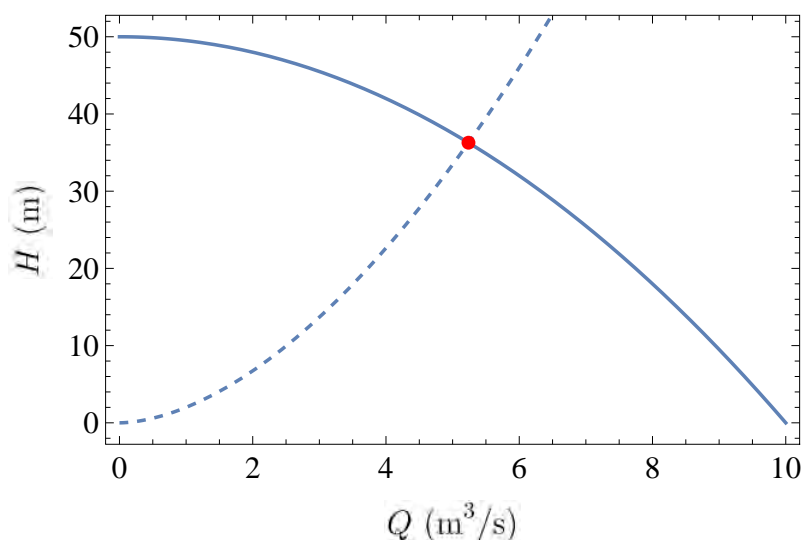


Figure 7.9 : point de fonctionnement d'une pompe. C'est le point d'intersection de la courbe caractéristique $H(Q)$ (courbe continue) et de la perte de charge ΔH (courbe discontinue).

7.7 Application

7.7.1 Vidange d'un réservoir

On considère une conduite de vidange d'un réservoir de hauteur (d'eau) h_0 . La conduite est lisse et de diamètre D . Sa longueur totale est L . La chute de dénivellation est notée h_1 . On cherche à calculer le débit à la sortie de la conduite.

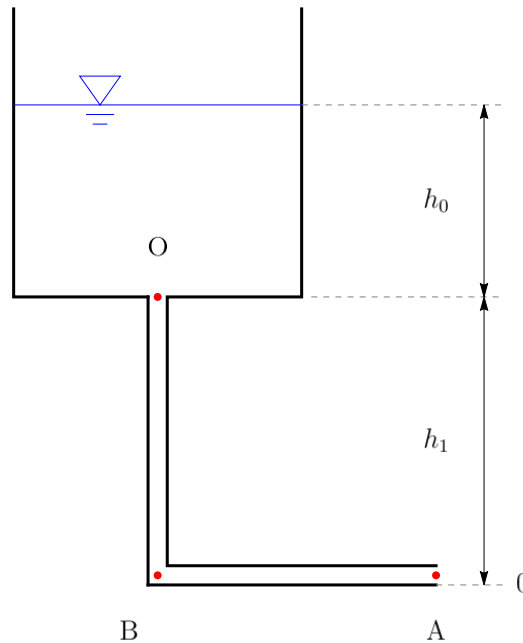


Figure 7.10 : écoulement en charge dans un conduit de vidange d'une retenue.

Pour cela on applique le théorème de Bernoulli entre la surface libre et la sortie de la conduite au point B :

$$H_0 = H_B + \Delta H,$$

où la perte de charge ΔH comprend à la fois :

- les pertes de charge réparties

$$\Delta H_r = \frac{\bar{u}^2}{2g} \frac{f}{D} L,$$

- les pertes de charge singulières dues à l'entrée dans la canalisation en O et le coude en A :

$$\Delta H_s = (\zeta_A + \zeta_O) \frac{\bar{u}^2}{2g}.$$

En détaillant, on a à la surface libre (point O') :

$$H_O = z_O + \frac{\bar{u}^2}{2g} + \frac{p_O}{\rho g} = h_1 + h_0,$$

tandis qu'à la sortie (point B) on a :

$$H_B = z_B + \frac{\bar{u}^2}{2g} + \frac{p_B}{\rho g} = \frac{\bar{u}^2}{2g}.$$

On en déduit que la vitesse moyenne est solution de l'équation :

$$h_1 + h_0 = \frac{\bar{u}^2}{2g} + \frac{\bar{u}^2}{2g} \left(\frac{f}{D}L + \zeta_A + \zeta_O \right).$$

On déduit facilement que :

$$\bar{u} = \left(\frac{2g(h_0 + h_1)}{1 + \frac{f}{D}L + \zeta_A + \zeta_O} \right)^{1/2}.$$

Le débit est simplement $Q = S\bar{u}$, avec $S = \pi D^2/4$. Si les coefficients de perte de charge sont des constantes, cette équation se calcule très simplement. Si le coefficient de frottement f est fonction du nombre de Reynolds, il faut résoudre une équation non linéaire ou bien procéder par tâtonnement.

Application numérique

On prend $D = 1$ m, $L = 1000$ m, $k_s/D = 10^{-5}$, $h_0 = 10$ m, et $h_1 = 10$ m. On emploie la formule de Colebrook

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -0,91 \ln \left(0,27 \frac{k_s}{2R} + \frac{2,51}{\sqrt{f}Re} \right).$$

On a vu par ailleurs : $\zeta_O = 0,5$ et $\zeta_A = 1,3$. En programmant avec Mathematica, on trouve que la vitesse vaut 5,85 m/s, soit un débit de 4,6 m³/s.

```

d = 1;
L = 1000;
v = 10 ^ (-6);
ks = d / 10 ^ 5;
g = 9.81;
h0 = h1 = 10; vit = Sqrt[(h0 + h1) * 2 * g]
FindRoot[
  {u == ((2 g (h0 + h1)) / (1 + (f / d) L + 0.5 + 1.3)) ^ (1 / 2),
   1 / Sqrt[f] == -0.91 Log[0.27 (ks / d) + 2.51 / (Sqrt[f] * Rey)], Rey == u (d / v)},
  {{u, vit}, {f, 0.01}, {Rey, vit (d / v)}}]
Out[12]= 19.8091
Out[13]= {u -> 5.85811, f -> 0.0086344, Rey -> 5.85811 * 10^6}

```

Figure 7.11 : exemple de résolution de calcul de f et de \bar{u} avec un logiciel de calcul.

7.7.2 Remplissage d'un réservoir

Supposons maintenant que l'on veuille pomper de l'eau dans le réservoir. En B, on place une pompe qui aspire l'eau et la remonte dans le réservoir. Quelle est la puissance fournie par la pompe et quel est le débit si sa courbe caractéristique est $H_p = 70 - Q^2/2$?

Si on néglige la perte de charge singulière de la pompe, alors la perte de charge de la conduite que doit compenser la pompe est

$$\Delta H(Q) = \left(\frac{f}{D}L + \zeta_A + \zeta_O \right) \frac{4Q^2}{2g\pi D^2}.$$

Dans le cas présent, elle est la même que l'écoulement aille de O vers A (turbinage) ou de A vers O (pompage). Cela n'est pas toujours le cas car certaines singularités se comportent différemment selon le sens de l'écoulement.

Le théorème de Bernoulli entre les points A et O donne :

$$H_O + \Delta H(Q) = H_A + H_p.$$

La perte de charge se place maintenant dans le membre de gauche de l'équation de Bernoulli car l'écoulement se fait de A vers O. Détaillons les charges en O et A pour l'exemple traité ici :

- en O: $H_O = h_0 + h_1 + \bar{u}^2/(2g)$ (altitude h_1 , pression h_0 , vitesse dans la conduite $\bar{u} = 4Q/(\pi D^2)$);
- en A: $H_A = \bar{u}^2/(2g)$ (altitude 0, pression 0, vitesse dans la conduite \bar{u}).

La seule difficulté ici est que le coefficient de frottement f est une fonction implicite de Q . Le point de fonctionnement est obtenu en recherchant le point d'intersection :

$$H_p(Q) = \Delta H(Q) + h_0 + h_1.$$

On trouve: $Q_{fonc} = 6,6 \text{ m}^3/\text{s}$ et $H_p(Q_{fonc}) = 28,4 \text{ m}$. La puissance fournie par la pompe est $P_u = \rho Q_{fonc} g H_p(Q_{fonc}) = 1,83 \text{ MW}$.

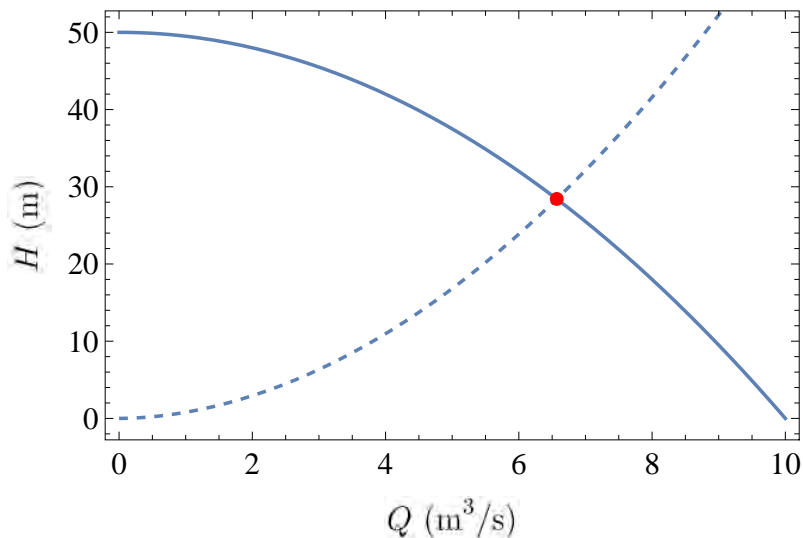


Figure 7.12 : point de fonctionnement de la pompe. La différence d'altitude $\Delta h = h_1 + h_0$ entre O et A a été retirée à la courbe caractéristique de la pompe.



Bibliographie

- BARENBLATT, G. I. 1996 *Scaling, Self-Similarity, and Intermediate Asymptotics*. Cambridge: Cambridge University Press.
- BENEDICT, R. P., CARLUCCI, N. A. & SWETZ, S. D. 1966 Flow losses in abrupt enlargements and contractions. *J. Eng. Power* **88**, 73–81.
- BENJAMIN, T. B. 1968 Gravity currents and related phenomena. *J. Fluid Mech.* **31**, 209–248.
- BERNARD, C. J. M. 1927 *Cours de restauration des montagnes*. Nancy: École Nationale des Eaux et Forêts.
- CHOW, V. T., ed. 1959 *Open-Channel Hydraulics*. New York: Mc Graw Hill.
- CHURCH, M. 2006 Bed material transport and the morphology of alluvial river channels. *Annu. Rev. Earth. Planet. Sci.* **34**, 325–354.
- COLEMAN, S. E. & MELVILLE, B. W. 1996 Initiation of bed forms on a flat sand bed. *J. Hydraul. Eng.* **122**, 301–310.
- DOOGE, J. C. I. 1992 The Manning formula in context. In *Channel flow resistance: centennial of Manning's formula* (ed. B. C. Yen), pp. 136–185. University of Virginia, Charlottesville: Water Resources Publications Littleton, CO.
- GAUCKLER, P. 1867 Etudes théoriques et pratiques sur l'écoulement et le mouvement des eaux. *C. R. Acad. Sci. Paris* **64**, 818–822.
- GIOIA, G. & BOMBARDELLI, F. A. 2002 Scaling and similarity in rough channel flows. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 014501.
- GRAF, W. H. & ALTINAKAR, M. S. 1993 *Hydraulique fluviale*, vol. 2. Lausanne: Presses polytechniques et universitaires romandes.
- HAGEN, G. 1881 Neuere Beobachtung über die gleichförmige Bewegung des Wassers. *Zeitschrift für Bauwesen* **31**, 221–223.
- HAGER, W. H. 2001 Gauckler and the GMS formula. *J. Hydraul. Eng.* **127** (8), 635–638.
- HAGER, W. H. & SCHLEISS, A. 2009 *Constructions hydrauliques: écoulements stationnaires*, vol. Traité de génie civil 15. Lausanne: Presses Polytechniques et Universitaires Romandes.
- HELLER, V. 2011 Scale effects in physical hydraulic engineering models. *J. Hydraul. Res.* **49**, 293–306.
- HEY, R. D. 1979 Flow resistance in gravel-bed rivers. *J. Hydraul. Div. ASCE* **105** (4), 365–379.
- JÄGGI, M. 1984 Abflußberechnung in kiesführenden Flüssen. *Wasserwirtschaft* **74** (5), 263–267.
- JEROLMACK, D. & MOHRIG, D. 2005 Interactions between bed forms: Topography, turbulence, and transport. *J. Geophys. Res.* **110**, F02014.
- JULIEN, P. Y. 1994 *Erosion and Sedimentation*. Cambridge: Cambridge University Press.
- KAMPHUIS, J. W. 1974 Determination of sand roughness for fixed beds. *J. Hydraul. Res.* **12** (2), 193–203.

- KEULEGAN, G. H. 1938 Laws of turbulent flows in open channels. *J. Res. Natl Bur. Stand.* **21**, 707–741.
- MALVERTI, L., LAJEUNESSE, E. & MÉTIVIER, F. 2008 Small is beautiful: Upscaling from microscale laminar to natural turbulent rivers. *J. Geophys. Res.* **113**, F04004.
- PADET, J. 1991 *Fluides en écoulement*. Paris: Masson.
- POULIQUEN, O. 1999 On the shape of granular front down rough inclined planes. *Phys. Fluids* **11**, 1956–1958.
- POWELL, R. W. 1962 Another note on Manning's formula. *J. Geophys. Res.* **67** (9), 3634–3635.
- RENNELS, D. C. & HUDSON, H. M. 2012 *Pipe Flow—A Practical and Comprehensive Guide*. Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons.
- STRICKLER, A. 1924 Beiträge zur Frage der Geschwindigkeitsformel und der Rauigkeitszahlen für Ströme, Kanäle und geschlossene Leitungen. *Schweizerische Bauzeitung* **83-84** (23), 265–268.
- VAN DYKE, M. 1982 *Album of Fluid Motion*. Stanford: Parabolic Press.
- VISCHER, D. L. 1987 Strickler formula, a Swiss contribution to hydraulics A short note on the 100th anniversary of Strickler's birth. *Wasser, Energie, Luft* **79** (7-8), 139–142.
- WILLIAMS, G. P. 1970 Flume width and water depth effects in sediment-transport experiments. *Tech. Rep.* Professional Paper 562-H. USGS.
- WONG, M. & PARKER, G. 2006 Reanalysis and correction of bed-load relation of Meyer-Peter and Müller using their own database. *J. Hydraul. Eng.* **132**, 1159–1168.



Index

- adimensionalisation, 155
- analyse
 - dimensionnelle, 37, 164
- angle
 - de contact, 16, 18, 20
- auto-similarité, 23

- baromètre, 54
- barrage, 87, 116, 117, 205
- berge, 81
- bief, 79

- calorie, 27
- canal
 - prismatique, 114
- charge
 - hydraulique, 160
- charge hydraulique, 94, 100, 159, 192
- cheval-vapeur, 28
- chute, 116, 119
- coefficient
 - de Darcy-Weisbach, 103, 193
 - de Fanning, 193
 - de frottement, 100, 167, 193, 195
 - de Manning, 110
 - de perméabilité, 160
 - de traînée, 38, 158
- coefficient de frottement, 192
- compressible, 6
- condition
 - adhérence, 145
 - aux limites, 145
 - d'adhérence, 164
 - non-pénétration, 145
- conductivité hydraulique, 159
- conjugaison, 126
- conservation
 - de l'énergie cinétique, 62
 - de la masse, 60
 - de la quantité de mouvement, 62
- constante
 - de von Kármán, 175
- contraction, 200
- contrainte, 67
 - de cisaillement, 7, 145, 179
 - normale, 145
- couche
 - externe, 186
 - interne, 186
 - limite, 6, 30, 157, 164, 186
 - logarithmique, 180
 - visqueuse, 180
- courbe
 - caractéristique, 203
 - de puissance, 203
 - de remous, 79, 126
 - de rendement, 203
 - de tarage, 107
- courbe de remous, 98, 113
- courbe maîtresse, 46

- diagramme
 - de Moody, 198
- diamètre
 - hydraulique, 193
- dispersion, 5
- dissipation
 - d'énergie, 180
- dissipation turbulente, 184
- divergence, 69
- dune, 111, 135, 137
- débit
 - d'étiage, 81
 - de plein bord, 107
 - de pointe, 81
 - dominant, 81
- débitance, 104
- décomposition de Reynolds, 168, 171
- dérivée
 - matérielle, 58
- déversoir, 140

- échelle, 41, 155
- écoulement
 - de Couette, 147
 - de Hele-Shaw, 6
 - de Stokes, 6
 - laminaire, 190
 - Poiseuille cylindrique, 189
 - Poiseuille plan, 184, 189
 - potentiel, 6
 - turbulent, 185, 190
- effet
 - peau de requin, 194
- effet Weissenberg, 9
- élargissement, 117, 200
- émulsion, 5
- énergie
 - interne, 70
 - interne massique, 70
 - piézométrique, 94
 - spécifique, 94
 - énergie cinétique turbulente, 184
- entrée, 201
- équation
 - d'Euler, 62, 66, 157
 - d'état, 3
 - de Bernoulli, 62, 72, 92, 98, 194
 - de Blasius, 167
 - de Bresse, 113
 - de Cauchy, 66
 - de Colebrook, 197
 - de conjugaison, 124
 - de continuité, 66
 - de Gromeka-Lamb, 68
 - de l'énergie cinétique, 71
 - de l'énergie interne, 71
 - de la charge, 192
 - de la couche-limite, 165
 - de McKeon, 197
 - de Navier-Stokes, 66, 68, 143, 144
 - de Navier-Stokes moyennée, 174
 - de Newton, 68
 - de Prandtl, 179
 - de Rankine-Hugoniot, 67
 - de Reynolds, 168, 169, 174
 - de Stokes, 157, 158
 - du mouvement, 144
- ergodicité, 171
- expérience
 - de Couette, 146, 151
 - de Newton, 148
 - de Reynolds, 168
 - de Trouton, 148
- fermeture, 175
- fluide
 - newtonien, 7, 66
 - non newtonien, 7, 66
 - non visqueux, 62
 - parfait, 6, 62, 66, 157
- flux de chaleur, 70
- fonction
 - de dissipation, 71, 180
- de courant, 167
- force
 - de traînée, 38
 - de Van der Waals, 2
 - de viscosité, 29
- formule
 - de Borda, 111, 201
 - de Borda-Carnot, 200
 - de Colebrook, 103
 - de Jäggi, 99, 101, 108
 - de Leibniz, 59
 - de Meyer-Peter, 101, 108
 - de Parker, 104
 - de Raudkivi, 108
 - de Sugio, 112
 - de Torricelli, 74
 - de Weisbach, 201
 - de Weissbach, 202
- frottement, 192
- Gauckler, 98, 101
- gaz, 2
- gel, 5
- glissement, 145
- Hagen, 98
- hauteur
 - critique, 96, 113, 119
 - d'écoulement, 79
 - de fermeture, 203
 - normale, 79, 99, 107, 113
- Hele-Shaw, 6
- incompressible, 6
- inertie, 29
- invariance, 23, 25
- isochore, 6
- Lennard-Jones, 2

- libre parcours moyen, 8
- ligne
 - de courant, 73
- liquide, 2
- lisse, 195
- lit
 - majeur, 81
 - mineur, 81
- loi
 - d'échelle, 25
 - d'écoulement, 100
 - de Boyle-Mariotte, 3
 - de Chézy, 98, 101, 103, 107
 - de Coles, 107
 - de comportement, 6, 66, 143
 - de Darcy, 159
 - de Darcy-Weisbach, 101, 103, 104
 - de Fick, 159
 - de frottement, 100
 - de Gauckler-Manning-Strickler, 101
 - de Jurin, 21
 - de Keulegan, 103
 - de Laplace, 19
 - de Manning-Strickler, 98, 104
 - de Pascal, 51
 - de sillage, 107
 - de Stokes, 38, 158
 - de tarage, 100
 - de Van der Waals, 3
 - des gaz parfaits, 3
- longueur
 - d'établissement, 191
 - de dune, 111
 - de mélange, 105, 175, 179, 184, 189
 - de ressaut, 124
- Manning, 98
- manomètre, 54
- modèle
 - de Prandtl, 184
 - de Prandtl-Kolmogorov, 184
 - de turbulence $k - \ell$, 184
 - de turbulence $k - \epsilon$, 184
- mouillant, 15
- mouille, 88, 109
- moyenne
 - d'ensemble, 171
 - temporelle, 171
- nombre
 - adimensionnel, 29
 - capillaire, 29
 - de capillarité, 29
 - de Déborah, 6
 - de Froude, 29, 79, 95, 113
 - de Mach, 29
 - de Prandtl, 29
 - de Péclet, 29
 - de Reynolds, 29, 38, 156, 164, 185, 193
 - de Reynolds particulière, 158
 - de Schmidt, 29
 - de similitude, 29
 - de Stokes, 29
 - sans dimension, 23, 38
- non-glissement, 145
- non-pénétration, 145
- obstacle, 134
- opérateur
 - biharmonique, 158
- paroi
 - lisse, 185, 189, 195
 - rugueuse, 185, 189, 195
- pascal, 7
- pavage, 108
- pente
 - critique, 119
 - d'énergie, 193
 - de frottement, 100, 113
- perméabilité, 159
- perte de charge, 92, 111, 192
 - d'un ressaut, 124
 - régulière, 100
 - singulière, 200
- Pitot, 76
- point
 - critique, 1
- poiseuille, 7
- pompe, 203
- poreux, 159
- potentiel
 - de Lennard-Jones, 2
 - gravitaire, 62, 67, 72
- pression, 1, 49
 - généralisée, 68, 72
- principe
 - de la thermodynamique, 70
- prismatique, 114
- produit

- tensoriel, 66
- puissance
 - dissipée, 194
 - utile, 203
- puissance dissipée, 192
- périmètre mouillé, 79
- rendement, 203
- ressaut, 58, 68, 79, 119, 121, 126, 128
- rhéofluidifiant, 9
- rhéoépaississant, 9
- ripisylve, 81
- rivière, 79
 - alluviale, 87
 - torrentielle, 79
- rugosité, 110
- rugueux, 195
- régime
 - critique, 96
 - de transition, 169
 - fluvial, 79, 96, 119
 - graduellement varié, 79
 - laminaire, 29, 164, 169
 - permanent, 79
 - rapidement varié, 79
 - subcritique, 29, 96
 - subsonique, 29
 - supercritique, 29, 96
 - supersonique, 29
 - torrentiel, 79, 96, 119
 - turbulent, 29, 164, 169
 - uniforme, 79
- rétrécissement, 200
- section d'écoulement, 79
- seuil, 88, 109, 126, 128, 140
 - dénoyé, 141
 - noyé, 141
- seuil de contrainte, 9
- similitude, 23, 155
 - complète, 40
 - incomplète, 40
- singularité, 126, 140
- auto-similaire, 167
- sous-couche
 - visqueuse, 180, 186
- stokes, 7
- Strickler, 98
- structure, 111
- surface libre, 2
- suspension, 5
- système
 - fermé, 58
 - ouvert, 58
- sédimentation, 158
- température, 1
- tenseur
 - de Reynolds, 105, 169, 174
 - des contraintes, 67
 - des extra-contraintes, 67
- tensiomètre, 18
- tension
 - capillaire, 15
 - de surface, 15
- théorie
 - cinétique, 3, 8
 - de la couche limite, 164
 - de la similitude, 23
- théorème
 - de Bernoulli, 62, 92, 98, 134, 157
 - de l'énergie cinétique, 70
 - de Reynolds, 61, 64
 - de transport, 64
 - de Vaschy-Buckingham, 33
- tirant d'eau, 79
- torrent, 79
- transformation
 - affine, 25
 - isomorphe, 25
- tube de Pitot, 76
- turbulence, 168, 189
- vanne, 117, 128
- viscosité, 7
 - cinématique, 7, 29
 - dynamique, 7
 - turbulente, 188
 - élongationnelle, 147
- vitesse
 - agitation thermique, 4
 - de cisaillement, 185
 - de frottement, 185, 195
 - débitante, 159
- volume
 - de contrôle, 58, 64
 - de contrôle arbitraire, 65
 - de contrôle fixe, 65
 - de contrôle matériel, 64, 65
 - matériel, 64

von Kármán, 75

vorticité, 68

zone

centrale, 186, 188

logarithmique, 105, 186, 189