

Nous constatâmes facilement que le vent s'infléchissait autour de l'île de manière à converger vers la zone de calme ; la partie supérieure de la colonne ascendante était, en quelque sorte, dessinée dans le ciel, par la présence d'un nuage immobile, évidemment au-dessus de la zone de calme. Nous avions relevé un exemple assez remarquable de dépression locale, créée par un obstacle, et qu'une grande élévation rendait sensible au baromètre.

*J.B. Charcot, La seconde croisière du
« Pourquoi-Pas ? » au Groenland, 1931.*

1. Notions d'aérodynamique

Ce chapitre ne constitue pas une présentation générale de l'aérodynamique. Il s'attache seulement à en présenter les principaux concepts qui interviennent dans l'étude du comportement des structures soumises aux actions du vent.

1.1. Rappels de mécanique des fluides

1.1.1. Equations de Navier-Stokes

La mécanique des fluides est régie au plan macroscopique par les équations de Navier-Stokes issues des principes de conservation habituels de la mécanique : conservation de la masse et de la quantité de mouvement. Dans le contexte aérodynamique et du vent à basse altitude, ces équations se simplifient :

- les vitesses rencontrées sont largement inférieures à la vitesse du son et la masse volumique de l'air est supposée constante. C'est l'hypothèse d'incompressibilité ;
- la température de l'air est constante ;
- l'air est un gaz léger dont le poids propre est négligé devant les autres forces.

Ces équations sont complétées par une loi de comportement du fluide. L'air sera considéré comme un fluide newtonien. Cette loi de comportement suppose une relation linéaire entre les contraintes de cisaillement et le gradient de vitesse, via la viscosité μ qui traduit les effets de frottement interne au fluide. Toutes ces hypothèses permettent d'obtenir les équations de l'aérodynamique basse vitesse.

Les équations de Navier-Stokes sont réduites alors à l'équation de continuité et de la quantité de mouvement.

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{u} &= 0 \\ \rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} &= -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{u} + \rho \mathbf{f} \end{aligned} \quad (1.1)$$

où \mathbf{u} est la vitesse, p la pression, ρ la masse volumique, \mathbf{f} l'accélération due aux forces de volume et de surface et t le temps. Ce système d'équations aux dérivées partielles doit être muni de conditions aux limites, notamment sur les parois solides, et initiales.

Dans l'équation de la quantité de mouvement, le membre de gauche constitue la dérivée particulaire de la vitesse représentant l'accélération d'une particule de fluide qui se déplace. Le membre de droite traduit l'effet des contraintes internes et se décompose en un terme de pression hydrostatique, un terme de viscosité dû au frottement interne et un terme d'accélération dû aux forces de volume et de surface. Le terme visqueux constitue un élément important de l'aérodynamique car on ne peut pas le négliger dans un écoulement à proximité d'une paroi solide à cause de la couche limite qui s'y développe.

Ce système non linéaire reste très difficile à résoudre numériquement pour les écoulements complexes rencontrés dans la pratique. Il faut même le considérer impossible à résoudre sans simplifications importantes sur la géométrie ou sur les phénomènes mécaniques traités.

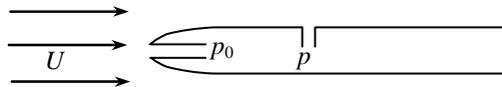


Figure 1.1. Définition des pressions totale p_0 et statique p sur un tube de Prandtl.

1.1.2. Equation de Bernoulli

L'équation de Bernoulli est très utile en aérodynamique. Naturellement elle contient des hypothèses simplificatrices par rapport aux équations de Navier-Stokes :

- fluide non visqueux,
- écoulement irrotationnel, c'est-à-dire $\nabla \times \mathbf{u} = 0$.

Son usage est très courant dans le cas d'un écoulement stationnaire incompressible. Elle permet le long d'une ligne de courant de relier directement la pression statique p et la pression totale p_0 par :

$$\frac{1}{2}\rho|\mathbf{u}|^2 + p = p_0 \quad (1.2)$$

Cette relation est largement utilisée en soufflerie pour calculer la vitesse moyenne à partir de la mesure des pressions statique et totale à l'aide d'un tube de Prandtl (souvent appelé un tube de Pitot double, cf. *figure 1.1*). La pression statique p est la pression mesurée par un orifice placé perpendiculairement à l'écoulement moyen, tandis que la pression totale p_0 est mesurée dans l'axe de la vitesse moyenne. A noter que la pression totale est justement appelée parfois la pression d'arrêt du fait qu'il s'agit d'une pression obtenue à vitesse nulle dans l'axe de l'écoulement. On définit par ailleurs la pression dynamique $q = \rho|\mathbf{u}|^2/2$.

1.1.3. Paramètres adimensionnels

Nous avons mentionné la difficulté à résoudre les équations de Navier-Stokes pour l'aérodynamique. Aussi les essais en soufflerie représentent un moyen d'obtenir des informations fiables sur les écoulements et leurs effets sur les structures. Or il convient de respecter des règles de similitudes afin que le problème simulé en soufflerie sur maquette à échelle réduite, soit bien représentatif du cas réel.

La transformation de l'équation de la quantité de mouvement en une équation liant des grandeurs sans dimension permet de mettre en évidence une partie des paramètres adimensionnels.

On définit donc une liste de grandeurs physiques de référence, par exemple la largeur B du tablier d'un pont en tant que longueur de référence.

Soit

$\tilde{x} = x/B$, $\tilde{\mathbf{u}} = \mathbf{u}/U_{ref}$, $\tilde{p} = p/p_{ref}$, $\tilde{t} = t/t_{ref}$, $\tilde{\rho} = \rho/\rho_{ref}$, $\tilde{\mu} = \mu/\mu_{ref}$, $\tilde{f} = f/g$, où g est l'accélération de la gravité, alors en remplaçant dans l'équation de la quantité de mouvement (1.1), on aboutit à

$$St \tilde{\rho} \frac{\partial \tilde{\mathbf{u}}}{\partial \tilde{t}} + \tilde{\rho}(\tilde{\mathbf{u}} \cdot \nabla)\tilde{\mathbf{u}} - \frac{1}{\gamma M^2} \nabla \tilde{p} + \frac{1}{Re} \nabla^2 \tilde{\mathbf{u}} = \frac{1}{Fr^2} \tilde{\rho} \tilde{f} \quad (1.3)$$

où les tildes indiquent des grandeurs sans dimension. Le coefficient adiabatique γ vaut 1,4 pour l'air considéré comme un gaz parfait.

Le **nombre de Mach** M est le rapport de la vitesse du vent avec la célérité du son :

$$M = \frac{U_{ref}}{c} \quad (1.4)$$

Il traduit les effets de compressibilité. Selon les hypothèses prises plus haut, ce nombre est petit devant 1. A titre indicatif, il est d'usage courant de tenir compte de la compressibilité à partir des nombres de Mach supérieurs à 0,3, soit des vitesses de référence supérieures à 360 km/h. Négliger la compressibilité de l'air pour l'effet du vent sur les structures s'avère tout à fait légitime.

Le **nombre de Strouhal** St est un paramètre fondamental car il représente le rapport de la longueur de référence avec la longueur parcourue par une particule fluide à la vitesse de référence pendant une durée de référence de l'écoulement, soit

$$St = \frac{B}{U_{ref} T_{ref}} \quad (1.5)$$

La signification physique de ce paramètre relative au détachement tourbillonnaire sera détaillée plus loin. Par essence, le nombre de Strouhal est un paramètre lié à l'écoulement ne tenant pas compte d'un couplage avec un mouvement de la structure.

Par la suite, il ne faudra surtout pas le confondre avec la **fréquence réduite** qui s'utilise lorsque l'on considère une structure en oscillation. Le phénomène traité est très différent bien que l'expression algébrique de la fréquence réduite soit la même que pour le nombre de Strouhal, en remplaçant la durée T_{ref} liée à l'écoulement par la période des oscillations T de la structure.

Le **nombre de Reynolds** Re constitue le paramètre déterminant pour l'effet d'échelle. Il représente physiquement le rapport des forces d'inertie et des forces visqueuses exercées sur une particule fluide, soit :

$$Re = \frac{\rho U_{ref} B}{\mu} = \frac{U_{ref} B}{\nu} \quad (1.6)$$

Pour mesurer un effort sur une structure, respecter l'analogie de Reynolds revient ainsi à respecter la proportion entre les forces de cisaillement liées à la viscosité, et les forces de pression résultant de la vitesse du fluide. De fait, l'analogie de Reynolds introduit la similitude sur les couches limites où s'exercent notamment les efforts de viscosité et d'autres phénomènes plus complexes comme les décollements. Il permet en quelque sorte de garantir que les efforts mesurés sur une maquette pourront s'extrapoler à la structure réelle.

A titre indicatif, en prenant un pont de 30 mètres de large ayant une période propre de 5 secondes, et soumis à un vent de 97 km/h (27 m/s), alors la fréquence réduite

vaudra 0,22 et le nombre de Reynolds $54 \cdot 10^6$. En règle général, l'effet du vent sur les ouvrages s'étudie donc dans des conditions de très grand nombre de Reynolds (en dizaine de millions) et des fréquences réduites assez faibles (autour de l'unité).

Le **nombre de Froude** Fr est le rapport des forces d'inertie avec les forces de gravité. La similitude qu'il établit est souvent négligée sauf pour les ponts suspendus où les forces de pesanteurs jouent un rôle important.

$$Fr = \frac{U_{ref}}{\sqrt{B g}} \quad (1.7)$$

Naturellement, il existe d'autres contraintes de similitude pour des essais en soufflerie : en particulier les paramètres liés à la turbulence et la couche limite atmosphérique doivent être correctement reproduits.

L'**intensité de turbulence** I_u est le rapport entre la moyenne quadratique des fluctuations de la vitesse u et la vitesse moyenne de référence U_{ref} . L'intensité est généralement donnée en pourcentage.

$$I_u = \frac{\sigma_u}{U_{ref}}, \text{ avec } \sigma_u^2 = \frac{1}{T} \int_0^T u^2(t) dt \quad (1.8)$$

On définit de manière identique les intensités de turbulence pour les composantes v et w de la vitesse.

1.1.4. Classification des écoulements

Les écoulements autour des structures se classent en deux catégories principales qui sont conditionnées par la forme générale des structures : profilées ou non profilées.

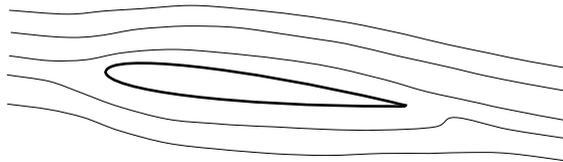


Figure 1.2. Exemple d'un écoulement non décollé autour d'un profil d'aile.

Une structure profilée se caractérise par des formes arrondies, sans arrête vive, et une dimension longitudinale très supérieure à son épaisseur transversale. Le bord de fuite, qui est la partie arrière, est formé de manière à produire une terminaison

sans surface perpendiculaire à l'axe longitudinal. L'archétype en est le profil d'aile d'avion à faible incidence. L'écoulement autour des parois et dans le sillage reste peu perturbé par la présence de la structure comme schématisé *figure 1.2*. On dit dans ce cas que l'écoulement est non décollé, c'est à dire que la vitesse du fluide au voisinage des parois tend à leur rester globalement parallèle.

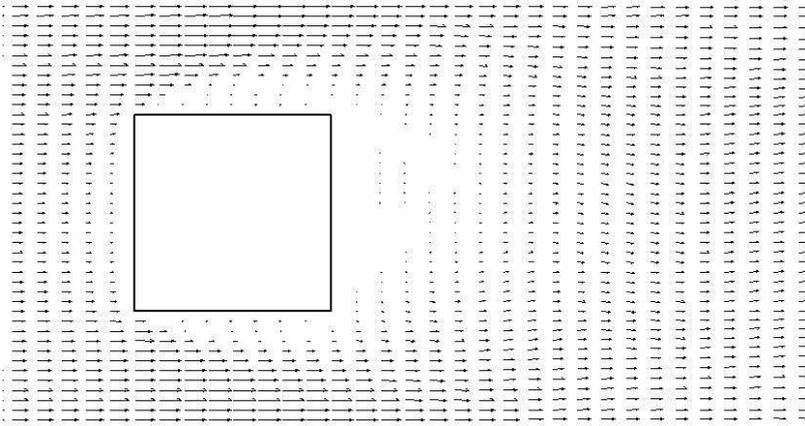


Figure 1.3. Exemple d'un écoulement décollé autour d'un cylindre carré (champ de vitesse moyenne).

Dans le cas des structures soumises au vent, les formes ne sont a priori pas spécialement dessinées selon des critères liés aux écoulements. Elles comportent souvent des arrêtes vives et leur forme générale s'éloigne du profil d'aile idéal. En particulier, le bord de fuite comporte un culot produisant un sillage important comme schématisé *figure 1.3*. Au voisinage des parois, la vitesse peut subir de très fortes perturbations jusqu'à présenter une inversion de sens sous la forme de tourbillons. On dit dans ce cas que la couche limite est décollée parce que l'écoulement principal ne semble plus adhérer à la paroi.

Cette notion de décollement est fondamentale pour appréhender certains phénomènes tels que le détachement de tourbillons ou bien le décrochage. On peut classer les décollements de couche limite en deux catégories, selon que la paroi est à surface courbe ou bien à arrêtes vives (*figure 1.4*). Pour les parois arrondies, le point de décollement est situé à une position qui est souvent instable dans le temps et l'espace.

Dans le cas d'une forme anguleuse, le décollement va au contraire se produire invariablement sur l'arrête. Notons aussi qu'une imperfection de surface placée sur

une forme courbe agit comme une arrête en fixant le point de décollement sur cette imperfection.

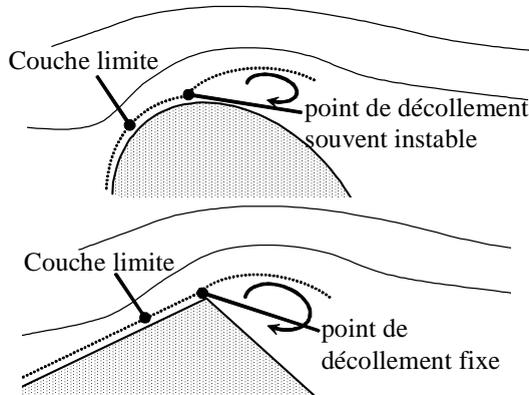


Figure 1.4. Deux types de décollement de couche limite.

En résumé, on peut donc classer les structures en deux catégories aérodynamiques assez distinctes :

- les formes profilées, autour desquelles les écoulements restent attachés, mais qui sont exceptionnelles dans le domaine des structures soumises au vent et sont principalement utilisées en aéronautique.
- les structures non profilées qui produisent à leur voisinage des écoulements très perturbés à cause des décollements. Elles représentent la très grande majorité des ouvrages d'art et de génie civil.

1.2. Les charges aérodynamiques

Les charges aérodynamiques peuvent s'évaluer localement sur une structure à l'aide de la distribution de pression à la paroi, ou bien globalement grâce à un torseur d'efforts.

1.2.1. Définition des actions de pression et de frottement

L'action de la pression s'effectue en vertu du principe de Cauchy selon la normale à la paroi et proportionnellement à la pression statique p . L'effort élémentaire de pression $d\mathbf{F}$ exercé sur un élément de surface ds de vecteur normal unitaire \mathbf{N} s'écrit simplement :

$$d\mathbf{F} = -p \, ds \, \mathbf{N} \quad (1.9)$$

Le signe moins est conventionnel et dépend du sens choisi pour le vecteur \mathbf{N} .

En pratique la pression est rendue adimensionnelle. Comme elle dépend de la vitesse de l'écoulement, on a coutume de la présenter sous la forme d'un coefficient de pression noté C_p donné par :

$$C_p = \frac{p - p_{ref}}{\frac{1}{2} \rho U_{ref}^2} \quad (1.10)$$

Les valeurs de référence utilisées sont des grandeurs moyennes généralement prélevées à l'amont de la maquette par exemple à l'aide d'un tube de Prandtl. La pression de référence choisie en pratique est souvent la pression statique en amont. Ainsi, un coefficient de pression ne pourra jamais avoir une valeur supérieure à 1 car en appliquant le théorème de Bernoulli en stationnaire, la valeur maximale possible de p est la pression d'arrêt p_0 ce qui donne bien un coefficient au maximum égal à 1.

À l'arrière d'une structure non profilée, le coefficient de pression est négatif, sans borne inférieure en théorie. La traînée de ce type de structure est principalement occasionnée par cette forte dépression que l'on appelle l'effet de culot.

Le coefficient de pression est un paramètre relativement indépendant de la vitesse de l'écoulement lié uniquement à la géométrie de la structure. Mais il peut dépendre du nombre de Reynolds à cause notamment des variations de position des points de décollement et de recollement de couche limite sur les structures non profilées. C'est le cas sur un cylindre circulaire comme illustré *figure 1.5*. Ce cas de figure sera détaillé plus loin (§ 1.2.5).

L'action de la pression ne représente pas la totalité l'effort exercé localement par l'air sur la surface d'une paroi solide. En effet, l'écoulement d'un fluide visqueux produit une couche limite caractérisée par un gradient de vitesse à la paroi. Ce gradient est selon l'hypothèse d'un fluide newtonien linéaire avec les contraintes de cisaillement qui en découlent. Il s'ajoute donc à l'effort de pression, normal à la paroi, un terme de frottement, tangentiel qui est dû à la viscosité du fluide. On définit ainsi le coefficient de frottement par

$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2} \rho U_{ref}^2} \quad (1.11)$$

où τ_w est la contrainte tangentielle à la paroi. En pratique pour les structures non profilées, ce terme de frottement est négligeable devant l'action de la pression. L'ordre de grandeur des coefficients de frottement est de 10^{-2} , à comparer à 1 pour

des coefficients de pression (cf. *figure 1.6*). Pour les structures très profilées comme une aile d'avion, le terme de frottement contribue au contraire de manière équivalente à l'effort de traînée de sorte qu'il n'est pas possible de le négliger.

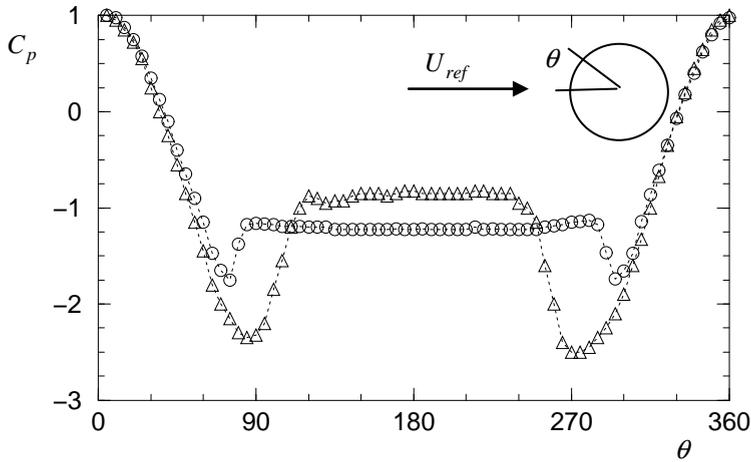


Figure 1.5. Coefficient de pression autour d'un cylindre circulaire.
 \circ , $Re=10^5$; Δ , $Re=36 \cdot 10^5$.

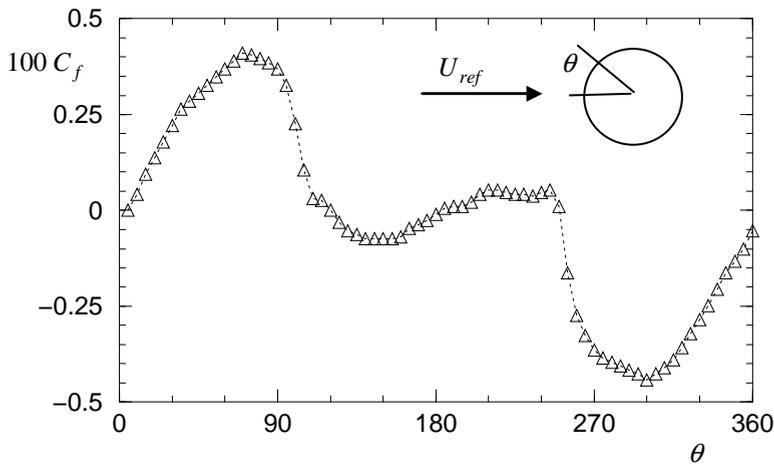


Figure 1.6. Coefficient de friction autour d'un cylindre circulaire à $Re=36 \cdot 10^5$.

1.2.2. Définition des efforts et des moments aérodynamiques

Connaissant la distribution de pression pariétale, il est assez aisé d'en réaliser l'intégration afin d'obtenir des efforts globaux. Mais on peut également être amené à mesurer directement ces efforts à l'aide de balances aérodynamiques. Dans ce cas, il est indispensable de définir au préalable le référentiel dans lequel est représenté le torseur. Les aérodynamiciens ont coutume d'exprimer les efforts dans le trièdre lié au vent (par tradition le trièdre Eiffel), mais pour le calcul des structures, il est souvent plus commode de travailler dans le trièdre lié à la structure (dit le trièdre Lilienthal).

En employant les notations de la *figure 1.7* le trièdre lié au vent d'axes (O, D) et (O, L) est obtenu par rotation d'angle α avec le trièdre lié à la structure d'axes (O, x) et (O, z). Dans le cas tridimensionnel, on peut ajouter l'axe (O, y) perpendiculaire au plan de la figure. Dans tous les cas les trièdres sont directs. L'angle α est l'angle d'incidence.

Le torseur d'efforts tridimensionnel dans le repère structure est constitué de 3 forces et de 3 moments :

- la force de traînée F_x , la force de dérive F_y , la force de portance F_z ,
- le moment de roulis M_x , le moment de tangage M_y et le moment de lacet M_z .

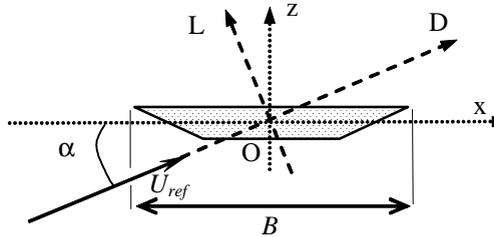


Figure 1.7. Notations pour les trièdres de référence bidimensionnels.

Dans le cas bidimensionnel, en considérant le plan vertical, seuls les forces de traînée et de portance et le moment de tangage sont significatifs.

Les efforts aérodynamiques sont généralement donnés sous forme de coefficients sans dimension, ce qui permet facilement de transposer un effort mesuré sur une maquette à un effort sur l'ouvrage réel. On définit donc les coefficients de force par :

$$C_x = \frac{F_x}{\frac{1}{2} \rho U_{ref}^2 S} ; C_y = \frac{F_y}{\frac{1}{2} \rho U_{ref}^2 S} ; C_z = \frac{F_z}{\frac{1}{2} \rho U_{ref}^2 S} \quad (1.12)$$

où S est une surface de référence, par exemple la surface du tablier d'un pont.

Lorsque les efforts sont donnés dans un contexte bidimensionnel, on raisonne sur des efforts par unité de longueur et la surface de référence S est remplacée habituellement par la largeur B de la structure ou la corde c s'il s'agit d'un profil d'aile. Cependant, on doit porter une attention toute particulière à la longueur effectivement prise comme référence pour le calcul des coefficients sans dimension. Il arrive parfois que le coefficient de traînée soit défini à l'aide de l'épaisseur ce qui peut conduire à des erreurs importantes.

Les coefficients de traînée et de portance en axes vent seront notés C_D et C_L respectivement.

Les coefficients de moment sont donnés par

$$C_{\ell} = \frac{M_x}{\frac{1}{2} \rho U_{ref}^2 S B} ; C_M = \frac{M_y}{\frac{1}{2} \rho U_{ref}^2 S B} ; C_N = \frac{M_z}{\frac{1}{2} \rho U_{ref}^2 S B} \quad (1.13)$$

En deux dimensions, seul le coefficient de tangage C_M est utilisé et caractérise le moment de torsion par unité de longueur. En général, on choisira l'axe passant par le milieu de la structure pour définir le moment de tangage.

De même que pour les forces, la longueur de référence choisie pour les coefficients de moment peut être différente de la largeur B , en particulier on trouve parfois des coefficients basés sur la demi largeur. Il faut en pratique systématiquement contrôler les grandeurs de référence avant d'utiliser des coefficients dans un calcul.

En résumé, pour une section bidimensionnelle de largeur B , le torseur des coefficients par unité de longueur sera donc dans le repère de la structure :

$$\begin{aligned} C_x &= \frac{F_x}{\frac{1}{2} \rho U_{ref}^2 B} = C_D \cos \alpha - C_L \sin \alpha \\ C_z &= \frac{F_z}{\frac{1}{2} \rho U_{ref}^2 B} = C_D \sin \alpha + C_L \cos \alpha \\ C_M &= \frac{M_y}{\frac{1}{2} \rho U_{ref}^2 B^2} \end{aligned} \quad (1.14)$$

Lorsque l'incidence du vent α est non nulle, il n'est pas surprenant d'aboutir parfois à un coefficient C_x qui soit négatif. Cela ne veut pas dire que la résistance

au vent est négative, ce qui n'aurait pas de sens physique. En fait c'est la résultante des efforts parallèles à la direction du vent, C_D , qui doit rester toujours positive.

Il convient maintenant de discuter de différents points remarquables qui seront utilisés par la suite car la grande part des notions utilisées jusque maintenant est issue du milieu aéronautique et s'applique habituellement au profil d'aile ; leur extension à des structures non profilées comme des tabliers de pont nécessite des précautions.

1.2.3. Le centre de poussée

Le centre de poussée (pressure centre) se définit habituellement comme le point d'application des efforts aérodynamiques, le plus souvent en ne tenant compte que de la force de portance. Sa position est liée à la façon dont la pression pariétale se répartit de part et d'autre de l'axe longitudinal de l'aile ou du tablier. Sa position se déduit facilement à l'aide du moment de tangage et de la portance, cf. *figure 1.8*

$$\frac{x_p}{B} = -\frac{C_M}{C_z} \quad (1.15)$$

où x_p est la distance entre le centre de poussée et le point de référence du moment de tangage.

La position de ce point n'est pas fixe en fonction de l'angle d'incidence. En général pour un profil d'aile, sa position par rapport au bord d'attaque est environ au 3/4 de corde à incidence nulle, et tend à se déplacer vers l'avant jusqu'à 30 % de la corde lorsque l'incidence augmente.

Pour un profil non symétrique, il existe un angle d'incidence pour lequel la portance s'annule : il n'existe plus à proprement parler de centre de poussée, alors que dans le même temps le moment de tangage n'est pas nécessairement nul.

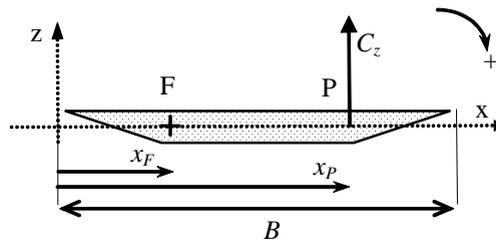


Figure 1.8. Centre de poussée P et foyer aérodynamique F d'une section bidimensionnelle (le point de référence est pris au bord d'attaque de la section).

Le centre de poussée doit être considéré comme un point de référence relié aux efforts aérodynamiques statiques. Il n'intervient donc pas directement dans les problèmes de stabilité des vibrations sous écoulement, au contraire du foyer aérodynamique.

1.2.4. Le foyer aérodynamique

Le foyer aérodynamique (aerodynamic centre) est défini comme le point qui n'entraîne pas de modification du moment de tangage pris par rapport à ce point, lorsque l'angle d'incidence varie. Notons $\frac{x_F}{B}$ la distance relative entre le foyer et le point de référence choisi pour définir le moment de tangage C_M . Il s'agit généralement du milieu de la section pour un tablier de pont, où du bord d'attaque pour un profil d'aile. On peut écrire le coefficient de moment de tangage pris par rapport au foyer, à l'aide de la force de portance qui s'applique au centre de poussée, cf. *figure 1.8*, soit

$$C_{MF} = -\frac{x_P - x_F}{B} C_z \quad (1.16)$$

qui donne en utilisant l'expression du centre de poussée

$$C_{MF} = C_M + \frac{x_F}{B} C_z. \quad (1.17)$$

Pour trouver la position du foyer on dérive cette expression par rapport à l'angle d'incidence et on annule le résultat, ce qui conduit à

$$\frac{x_F}{B} = -\frac{\partial C_M}{\partial \alpha} / \frac{\partial C_z}{\partial \alpha} = -\frac{\partial C_M}{\partial C_z} \quad (1.18)$$

en admettant que la position du foyer soit fixe ou varie très peu, c'est-à-dire $\frac{\partial x_F}{\partial \alpha} \cong 0$. En fait cette dernière condition est arbitraire, mais l'expérience montre en pratique qu'elle est vérifiée tant que l'incidence ne varie pas trop.

Par exemple, *figure 1.9* et *1.10*, on constate qu'entre -5 et $+5^\circ$ d'incidence, ce tablier de pont possède un foyer dont la position est pratiquement fixe. Du reste, il est toujours possible de réévaluer systématiquement la position du foyer à l'aide des gradients de portance et de tangage pris à l'incidence de travail.

Remarquons aussi que nous avons négligé l'effet de la force de traînée. Ceci résulte du fait que l'épaisseur des sections, profil d'aile ou tablier, est généralement petite devant leur largeur. Le moment induit par la force de traînée est donc généralement

très petit devant celui engendré par la portance. Cela pourrait ne pas toujours être le cas, notamment dans le cas de pylônes ou de gratte-ciel dont les rapports d'aspect de leur section se rapprochent de l'unité.

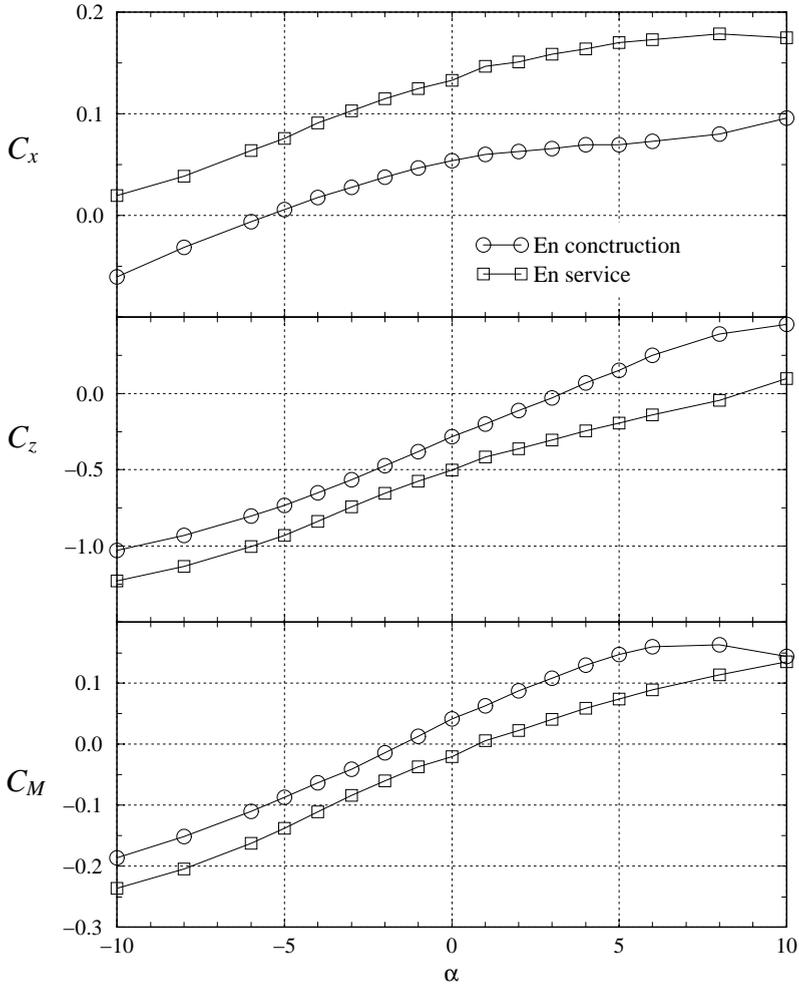


Figure 1.9. Coefficients aérodynamiques stationnaires d'un tablier profilé (type Millau).

Pour un profil d'aile mince, le foyer se situe environ au $1/4$ de corde par rapport au bord d'attaque et reste à cette position tant que le régime d'écoulement n'est pas décroché (angle d'incidence faible).

Pour un tablier de pont, on ne peut pas prédire a priori sa position, mais connaissant les évolutions des coefficients aérodynamiques avec l'incidence, on peut toujours calculer la position d'un foyer pour une incidence donnée. Pour un tablier bien profilé, le foyer s'écarte généralement assez peu de la position rencontrée sur un profil d'aile, cf. *figure 1.10*, c'est-à-dire au $1/4$ de corde.

Dans un contexte d'étude de stabilité aéroélastique, le foyer constitue le point de référence dominant car on peut montrer (cf. chapitre 3) qu'il est le point d'application des efforts aéroélastiques.

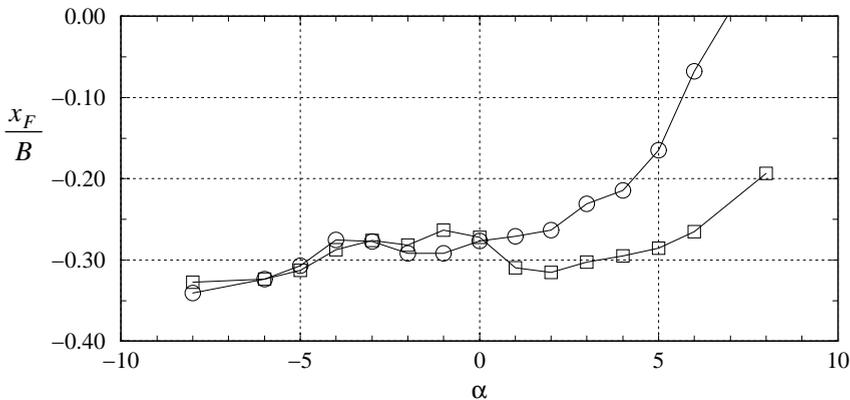


Figure 1.10. Position du foyer aérodynamique par rapport au milieu d'un tablier profilé (type Millau).

1.3. Le détachement tourbillonnaire

1.3.1. Description générale

L'existence d'un détachement, ou d'un échappement de tourbillons à l'arrière d'un obstacle placé dans un écoulement est relativement connue du public. Sur un plan historique, le phénomène a été étudié au début du 20^{ème} siècle expérimentalement par Henri Bénard en France et théoriquement par Theodor Von Kármán en Allemagne. Aussi, le nom de tourbillons de Bénard-Kármán est largement utilisé. Bien qu'à l'origine l'obstacle employé était une plaque plane placée perpendiculairement à l'écoulement, ces tourbillons ont été largement étudiés à l'arrière du cylindre circulaire (*figure 1.11*).

En pratique, les tourbillons se détachent alternativement de chaque côté de l'obstacle pour former une rue de tourbillons alternés. Ce phénomène dépend du nombre de Reynolds car il prend naissance au sein de la couche limite, ou dans la couche de cisaillement pour les formes anguleuses.

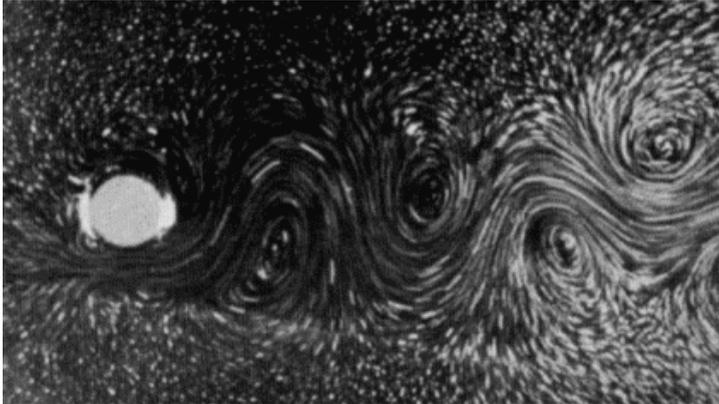


Figure 1.11. Tourbillons alternés derrière un cylindre circulaire à faible Re

D'une manière générale, les obstacles non profilés présentant une symétrie plus ou moins forte sont sujets à l'échappement tourbillonnaire. Sur des surfaces courbes, comme un cylindre circulaire, il existe une instabilité spatio-temporelle du point de décollement de la couche limite de part et d'autre du cylindre. Lorsque les formes sont anguleuses, le point de décollement est fixé sur l'arrête mais la couche de cisaillement subit également des instabilités qui induisent le déclenchement des tourbillons.

Dans le cas du dimensionnement des structures, le paramètre le plus important de ce phénomène est la fréquence à laquelle se détachent les tourbillons car ils génèrent sur l'obstacle des forces de portance fluctuantes quasi sinusoïdales.

Le point important est la très grande sensibilité au nombre de Reynolds de l'effort de portance instationnaire. Ce point est illustré *figure 1.12* : on constate en particulier qu'au-delà de $2 \cdot 10^5$, le Reynolds critique, les efforts instationnaires engendrés par le détachement tourbillonnaire alterné deviennent quasiment négligeables. Quelques auteurs ont découvert qu'à très grand nombre de Reynolds, le détachement tourbillonnaire peut se réorganiser et engendrer des efforts significatifs. Cela reste malgré tout des configurations marginales particulièrement rares.

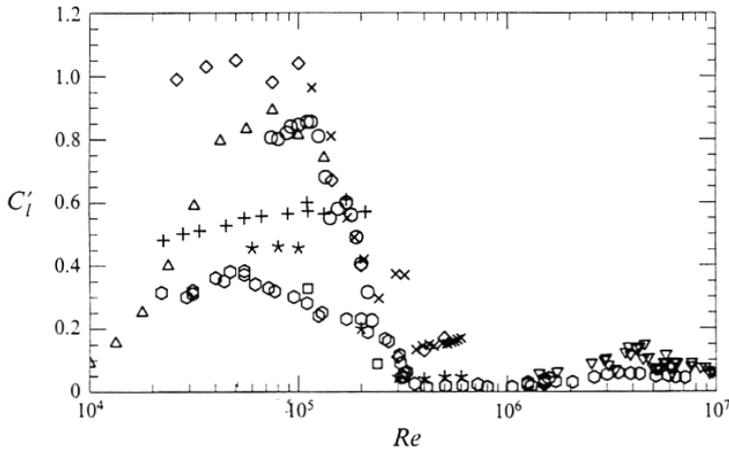


Figure 1.12. Ecart-type de la portance engendrée par les tourbillons alternés derrière un cylindre circulaire en fonction du nombre de Reynolds par différents auteurs [Blackburn & Melbourne 1996].

1.3.2. Le nombre de Strouhal

On note X la distance entre 2 tourbillons d'une même rangée et U_c la vitesse d'avancement à laquelle ils sont convectés par l'écoulement amont de vitesse U (figure 1.13). La fréquence f_t du détachement tourbillonnaire est le nombre de tourbillons d'une même rangée lâchés pendant une seconde, soit

$$f_t = U_c / X \quad (1.19)$$

L'obstacle possédant une dimension transversale D (le diamètre d'un cylindre circulaire), la fréquence sans dimension du détachement tourbillonnaire est le nombre de Strouhal tel que

$$St = \frac{f_t D}{U} = \frac{U_c D}{U X} \quad (1.20)$$

Cette expression est similaire à la définition (1.5), en remplaçant ici le diamètre du cylindre par la longueur de référence B de la structure, et la fréquence de lâcher de tourbillons par l'inverse de la période de référence T_{ref} .

En pratique, le rapport entre la vitesse de convection des tourbillons et la vitesse de l'écoulement amont est une constante de l'ordre de 0.5, valeur qui reste valable quel que soit l'obstacle.

En revanche, la distance X varie en fonction du nombre de Reynolds et de la forme de l'obstacle. Pour un cylindre circulaire, cette distance est de l'ordre de 2,5 fois le diamètre et il s'ensuit donc d'après l'expression (1.20) que le nombre de Strouhal est proche de 0,2. Le *tableau 2.2* au chapitre suivant donne des valeurs de nombre de Strouhal pour différentes sections d'obstacle.

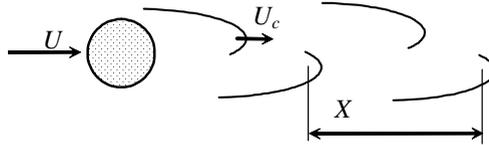


Figure 1.13. Morphologie des tourbillons alternés.

1.3.3. Modification du détachement tourbillonnaire classique

Pour une section donnée, le nombre de Strouhal dépend de l'écoulement amont et notamment de la direction du vent. Généralement les changements de fréquence de l'échappement des tourbillons sont associés aux modifications de la morphologie de l'écoulement.

On rencontre trois types de tourbillons alternés (*figure 1.14*) en fonction du rapport longueur sur épaisseur :

- Pour des formes proches du carré, les tourbillons sont produits au bord d'attaque et se développent dans le sillage. C'est l'allée tourbillonnaire classique de Bénard-Kármán qui induit les efforts les plus élevés.
- Lorsque la dimension longitudinale de l'obstacle augmente les tourbillons précédents vont alternativement recoller directement l'arrière de l'obstacle ou le sillage proche. Cette morphologie conduit généralement à des efforts inférieurs aux tourbillons de Bénard-Kármán.
- Enfin si l'obstacle est nettement plus large que son épaisseur, ce qui est souvent le cas des tabliers, alors on constate habituellement la génération d'une seconde série de tourbillons au bord de fuite, les tourbillons de bord d'attaque étant quant à eux recollés latéralement à l'intérieur de la zone cisailée. Les efforts induits sont généralement faibles.

Un autre point important de l'échappement tourbillonnaire est son aspect tridimensionnel. En effet, toutes les descriptions et remarques précédentes sont relatives à des sections cylindriques bidimensionnelles. Or, pour le dimensionnement des structures il importe de connaître la longueur de corrélation

de ces tourbillons le long de l'axe longitudinal des cylindres, c'est à dire la longueur moyenne le long du cylindre sur laquelle les tourbillons sont en phase.

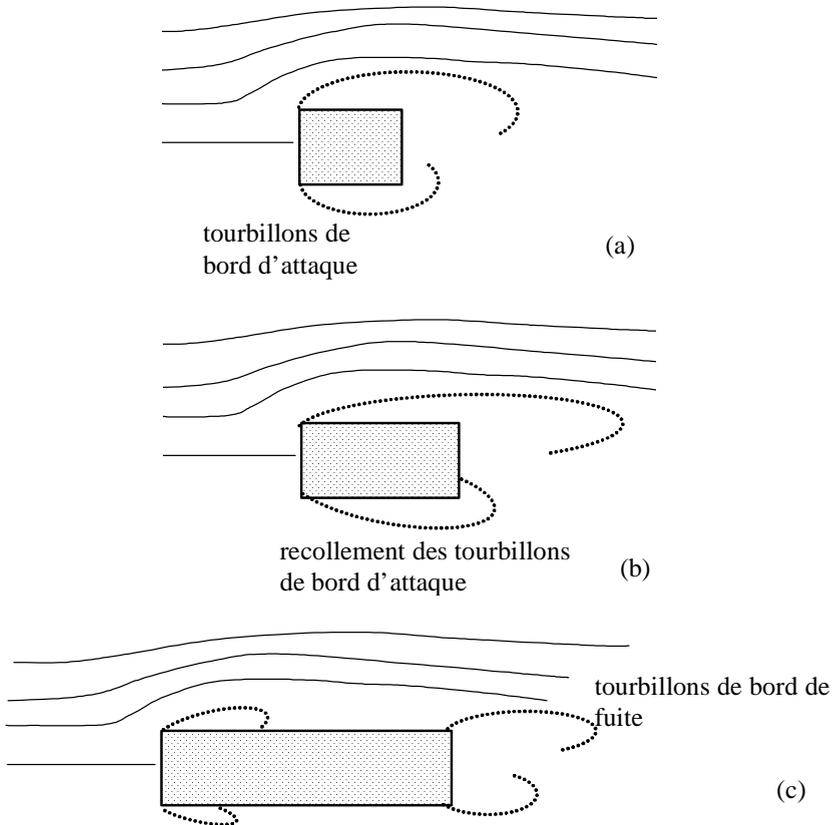


Figure 1.14. Les trois types de tourbillons alternés

L'expérience montre qu'en pratique, tant que la structure reste immobile dans l'écoulement, la longueur de corrélation de l'échappement tourbillonnaire est de l'ordre de 3 à 4 fois le diamètre (ou la dimension transversale). Comme précisé auparavant, le nombre de Reynolds joue un rôle important comme illustré sur la figure 1.15. Cette figure montre par ailleurs qu'une forte intensité de turbulence amont aura tendance à diminuer la longueur de corrélation, ce qui diminue d'autant les efforts induits sur les structures.

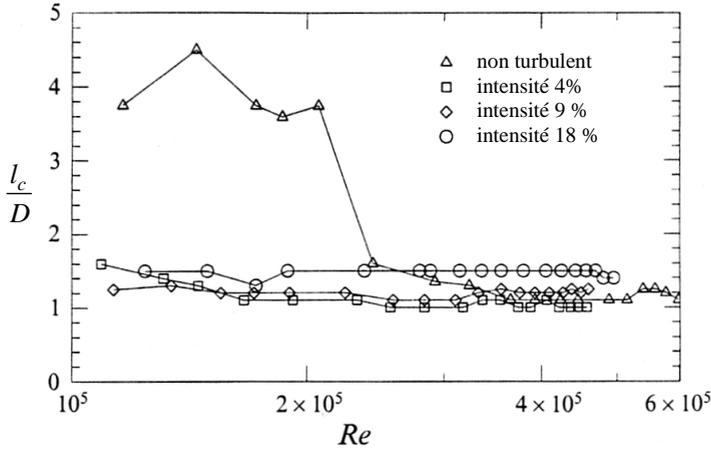


Figure 1.15. Longueur de corrélation des tourbillons alternés le long de l'axe longitudinal d'un cylindre circulaire lisse pour différentes intensités de turbulence [Blackburn & Melbourne 1996].

1.4. Influence du nombre de Reynolds et de la turbulence

L'influence du nombre de Reynolds et de la turbulence de l'écoulement amont est très importante sur la morphologie des sillages et par conséquent sur distribution des pressions à la surface des structures et les efforts globaux correspondants. Les paramètres de la turbulence et le nombre de Reynolds sont interdépendants et engendrent des effets, d'une part sur la couche limite le long de la structure et d'autre part sur ses points de recollement.

1.4.1. Effets du nombre de Reynolds sur la couche limite

Lorsque le nombre de Reynolds est assez bas, et que la turbulence amont est faible, la couche limite reste laminaire. Si on augmente le nombre de Reynolds, ou bien si la turbulence amont est forte, cette couche limite devient turbulente.

Le long d'un corps non profilé, le décollement de couche limite est inévitable. Or une couche limite turbulente possède la propriété d'adhérer plus longtemps sur les parois qu'une couche limite laminaire. Sur une surface convexe, comme illustré *figure 1.16* le décollement d'une couche limite laminaire se produira avant le sommet de la surface, tandis qu'une couche limite turbulente se séparera plus loin, car elle résiste mieux au gradient de pression adverse.

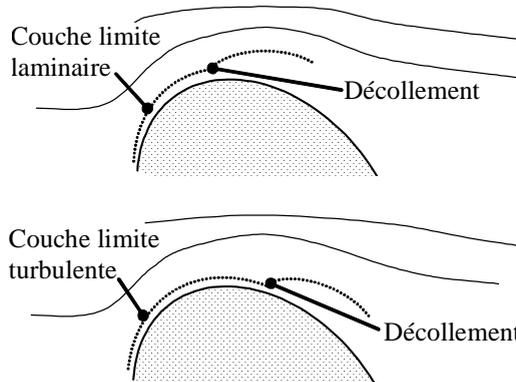


Figure 1.16. Décollement d'une couche limite laminaire ou turbulente.

Nous avons déjà mentionné le fait que la traînée des corps non profilés était principalement produite par l'effet de culot. Aussi la traînée produite par un décollement de couche limite laminaire sera plus forte, puisque la zone de séparation est plus grande, que pour une couche limite turbulente.

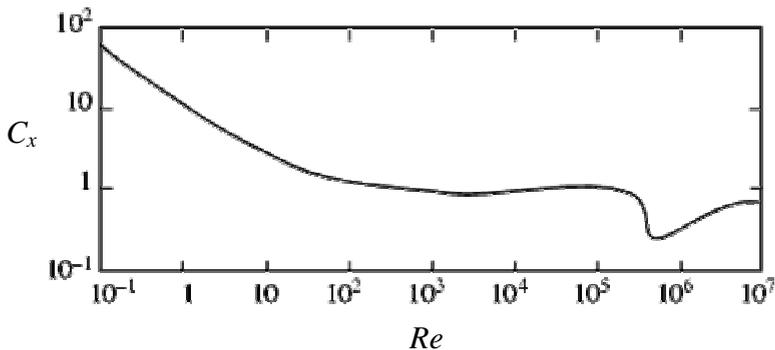


Figure 1.17. Evolution du coefficient de traînée d'un cylindre circulaire lisse en fonction du nombre de Reynolds

C'est exactement ce qui se produit sur un cylindre circulaire lisse autour d'un nombre de Reynolds de $2 \cdot 10^5$, comme on peut le constater *figure 1.17*. Juste en dessous de cette valeur, la traînée vaut environ 1,2, lorsque la couche limite est laminaire, pour tomber ensuite à 0,5 puis 0,7 lorsque la couche limite devient turbulente. La différence entre les distributions de pression pariétale résultantes a été illustrée précédemment *figure 1.5*.

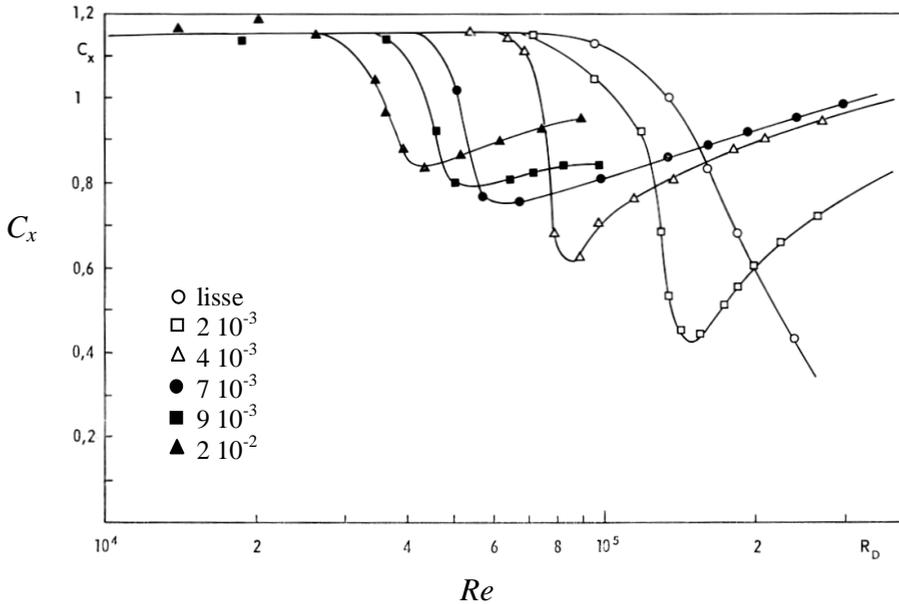


Figure 1.18. Evolution du coefficient de traînée d'un cylindre circulaire en fonction du nombre de Reynolds pour différentes rugosités de surface ϵ/D [Széchenyi 1974].

En général, la couche limite qui se développe à la surface d'une paroi est d'abord laminaire, puis devient turbulente. La position de la zone de transition est influencée par le nombre de Reynolds mais aussi par la présence de rugosités à la surface des parois. Ces rugosités de surface agissent alors comme des déclencheurs de la turbulence dans la couche limite, ce que l'on peut qualifier d'effet « balle de golf ».

Cette propriété est largement utilisée en soufflerie pour parer à l'effet d'échelle sur les maquettes. Ainsi on peut, à l'aide de rugosités artificielles, déclencher prématurément un régime de couche limite turbulente malgré un nombre de Reynolds relativement faible. Ce comportement est bien illustré de nouveau sur le cylindre circulaire, cf. *figure 1.18*, où par exemple une rugosité de surface d'épaisseur moyenne valant 2 % du diamètre permet d'atteindre le régime critique pour un nombre de Reynolds de $3 \cdot 10^4$ au lieu de $2 \cdot 10^5$.

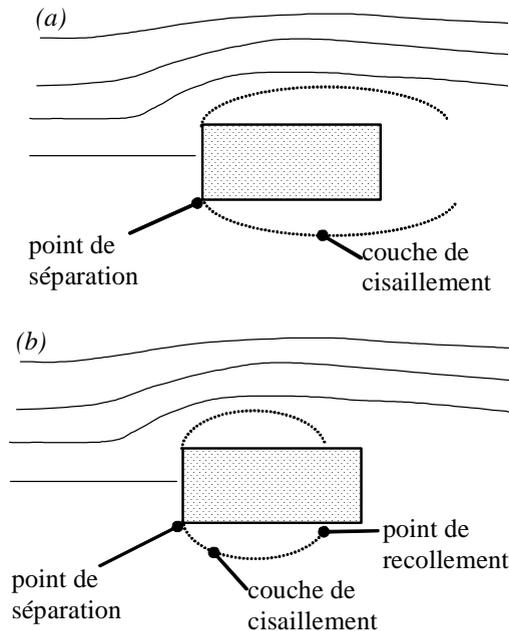


Figure 1.19. Cylindre rectangulaire en écoulement faiblement (a) ou fortement (b) turbulent.

1.4.2. Effets de la turbulence amont

La turbulence de l'écoulement amont a également une influence sur l'emplacement du point de recollement des couches de cisaillement et les conséquences peuvent être très importantes en aéroélasticité. Par exemple, pour un rectangle de faible allongement *figure 1.19(a)* en écoulement faiblement turbulent, les lignes de séparation ne recollent pas sur l'arrière du rectangle. Cette configuration conduit notamment à un gradient de portance négatif, un élément important dans la stabilité aéroélastique.

Si pour le même rectangle on augmente le taux de turbulence amont, *figure 1.19(b)*, les lignes de séparation rejoignent l'arrière du rectangle en créant un point de recollement. Dans ce cas, la dérivée de la portance par rapport à l'angle d'incidence change de signe, comme illustré *figure 1.20* (cf. aussi *tableau 2.1* au chapitre suivant).

En résumé, il faut retenir que le nombre de Reynolds et les caractéristiques turbulentes agissent principalement dans la couche limite sur les points de

transition laminaire/turbulent et sur la position des décollements et des recollements. Il en résulte des modifications notables sur les efforts engendrés. Compte tenu de ces éléments il est absolument nécessaire de correctement prendre en compte les caractéristiques de l'écoulement amont, en l'occurrence celles du vent atmosphérique.

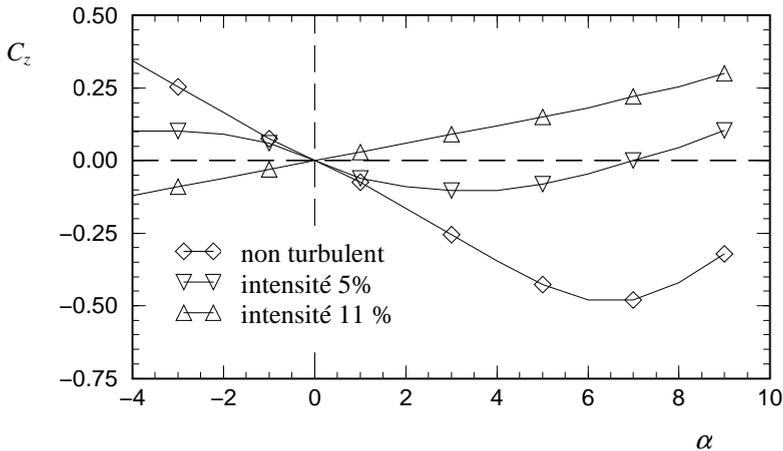


Figure 1.20. Effet de la turbulence sur le coefficient de portance d'un rectangle de rapport 2:1.

1.5. Le vent turbulent

Pour l'étude de l'action du vent sur les ouvrages d'art ou de génie civil, il convient de connaître les propriétés du vent auquel sera soumise la structure envisagée. Or la vitesse du vent dans les basses couches atmosphériques varie en temps et en espace et il faut donc en tenir compte pour le calcul de la structure. Dans ce paragraphe on présente les concepts principaux utilisés plus loin et le lecteur est invité à se reporter à la littérature spécialisée pour approfondir ces notions.

La turbulence du vent est décrite habituellement par un petit nombre de paramètres, selon une approche pragmatique, en donnant des expressions simples à utiliser pour les calculs des effets du vent.

Dans la pratique, les données de référence fondamentales sont fournies par une norme, l'Eurocode munie de son annexe nationale. C'est le cas principalement de la vitesse moyenne et sa modulation selon le type de terrain et le relief. Pour les

données plus complexes, comme l'intensité de turbulence, elles sont fixées par cahier des charges, le plus souvent à l'aide d'évaluations météorologiques.

Les composantes du vent atmosphérique se décomposent en une vitesse moyenne et des vitesses turbulentes qui sont illustrées sur la *figure 1.21*. En pratique il est rare d'avoir à prendre en compte l'ensemble des composantes turbulentes en même temps. Pour le tablier horizontal présenté sur la figure, la composante latérale du vent $v(t)$ n'a pas d'intérêt particulier. A l'inverse, lorsque l'on a affaire à une structure verticale comme les pylônes d'un pont, c'est la composante verticale $w(t)$ qui sera négligée.

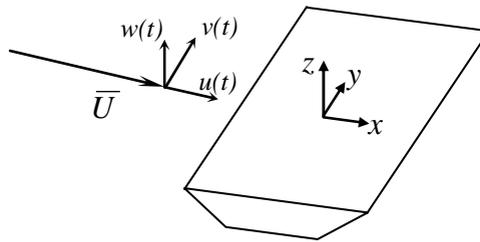


Figure 1.21. Composantes du vent turbulent

1.5.1. La vitesse moyenne

S'agissant du vent turbulent, il faut être conscient que la notion de vitesse moyenne revêt un caractère relatif dans le sens où il s'agit d'une moyenne intégrée sur une certaine durée. Il convient de distinguer les fluctuations du vent selon des échelles de temps différentes, une durée longue de l'ordre du jour et correspondant aux variations météorologiques, et une durée plus courte de l'ordre de la minute reliée à la turbulence atmosphérique.

En général, la vitesse moyenne du vent est intégrée sur 10 minutes et elle varie le long de la verticale en fonction du frottement au sol engendré par les différentes natures de terrain. C'est la couche limite atmosphérique dont le profil de vitesse moyenne est généralement pris sous forme logarithmique :

$$\bar{U}(z) = U_{ref} k_t(z_0) \ln \left[\frac{z}{z_0} \right] \quad (1.21)$$

où la hauteur de rugosité z_0 et le coefficient de rugosité k_t dépendent de la nature du terrain et des obstacles qui s'y trouvent. La vitesse de référence U_{ref} est fixée par la zone géographique et par convention pour un terrain plat de type rase campagne. Le *tableau 1.1* donne les coefficients associés aux 5 classes de terrain telles que

préconisées par le document d'application national de l'Eurocode. En pratique, la hauteur de rugosité varie de 5 mm au dessus de plans d'eau à 2 m dans les zones de forte urbanisation. Le rapport entre la vitesse de référence et la vitesse à 10 m de hauteur est indiqué dans la dernière colonne pour illustration.

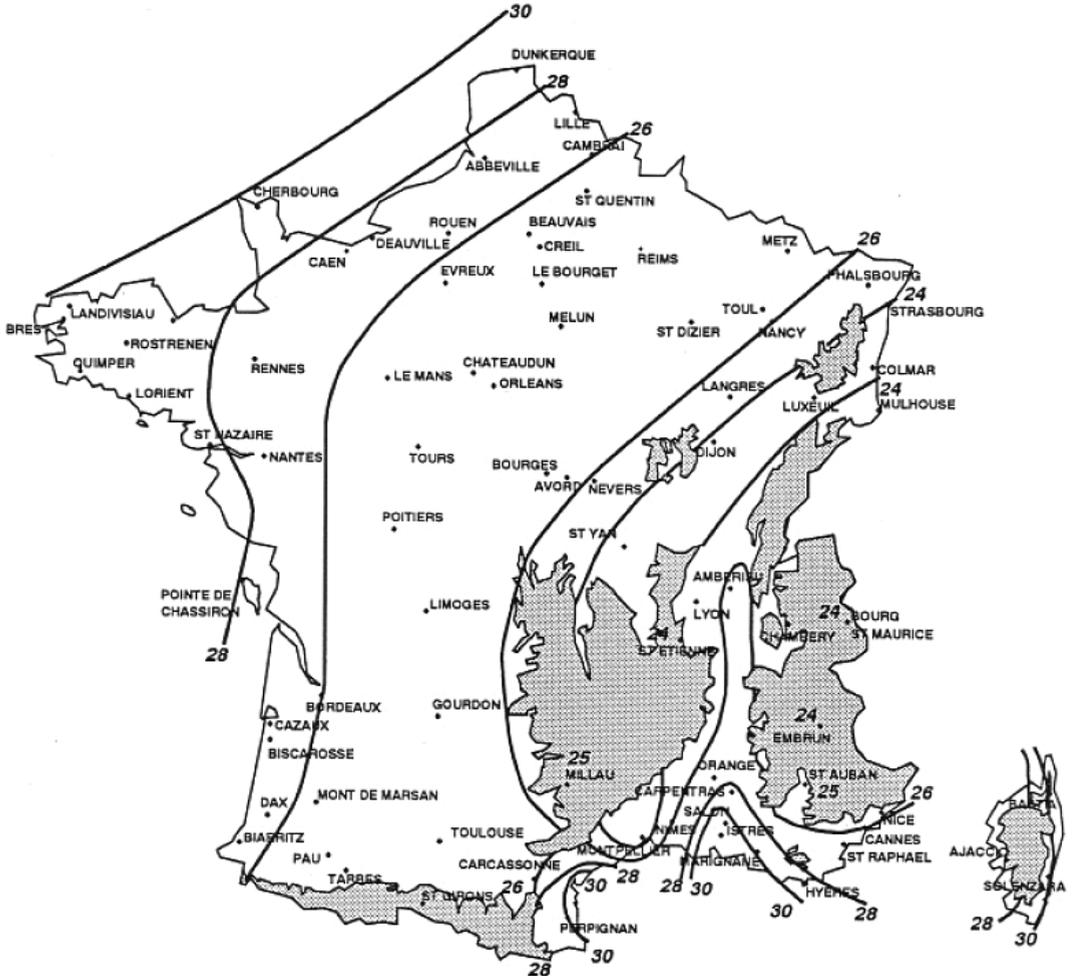


Figure 1.22. Vitesse de référence cinquantennale en France (en m/s). Source « Estimation des vitesses extrêmes du vent en France métropolitaine » Christian Sacré, CSTB-EN-CLI 93.9 R, 1993.

Le choix de la vitesse de référence fait souvent l'objet de controverses à cause de son caractère statistique. Ainsi la période de retour de la vitesse de référence est une donnée essentielle. Cette durée (appelée à tort période mais n'ayant rien à voir avec une périodicité quelconque) représente la durée moyenne statistique pendant laquelle un vent de vitesse donnée pourra être observé. Le dimensionnement des ouvrages en service emploie généralement le vent cinquantennal, tandis que pour le calcul des ouvrages en cours de construction on utilise le vent décennal. Le gain en vitesse est de l'ordre de 10%. Selon les cas, pour les ouvrages exceptionnels notamment, il est possible de disposer de statistiques plus précises issues de mesures spécifiques.

En France, la carte des vents de la *figure 1.22* montre une vitesse de référence cinquantennale qui varie entre 26 m/s jusqu'à 30 m/s sur les côtes de la Manche et le sud de la vallée du Rhône. Une nouvelle carte devrait être intégrée à l'annexe nationale de l'Eurocode : elle présente une baisse sensible de la vitesse moyenne de référence et s'harmonise aux frontières avec les cartes de nos voisins européens

Tableau 1.1. Coefficients de rugosités de surface

Type de surface	z_0 (m)	k_t	$\bar{U}(10)/U_{ref}$
Mer, lac, minimum 5 km	0,005	0,16	1,22
Rase campagne, aéroports	0,05	0,189	1,00
Campagne avec des haies, bocage, habitat dispersé	0,20	0,21	0,82
Zone urbanisée, industrielle, forestière	0,75	0,23	0,60
Zones urbaines, bâtiments de hauteur supérieure à 15m	2,00	0,25	0,40

La vitesse moyenne de référence est modifiée par la topographie, en particulier lorsque le vent doit franchir une colline ou une falaise. La vitesse augmente à cause de la loi de conservation de la masse d'air au droit de l'obstacle. Les configurations dans ce cas de figure sont multiples, il faut souvent recourir à des études spécifiques, à l'aide de maquette de site par exemple, pour déterminer la vitesse pertinente pour le calcul de l'ouvrage.

L'Eurocode fixe un certain nombre de cas de figure, falaise, escarpement, colline isolée, grande construction, et fournit des expressions empiriques afin d'en tenir compte pour estimer la vitesse de référence et son évolution en altitude.

Néanmoins, un petit modèle simplifié, l'approche LSD du nom des auteurs (Lemelin, Surry, Davenport) a été proposé en 1988. Il s'applique aux arrêtes, falaises et collines tridimensionnelles telles que présentées *figures 1.23* et *1.24*. Sa simplicité permet de l'utiliser assez facilement et des comparaisons avec des mesures sur sites se sont avérées relativement bonnes.

Le principe repose sur l'introduction d'un coefficient de site k_s fonction de la hauteur z et de l'abscisse x par rapport au relief considéré tel que

$$\bar{U}(x, z) = U_{ref} k_t(z_0) \ln \left[\frac{z}{z_0} \right] k_s(x, z). \quad (1.22)$$

Ce coefficient qui vaut 1 en l'absence de relief s'écrit sous la forme

$$k_s(x, z) = 1 + S_{max} \frac{1}{\left(1 + 3 \left(\frac{x}{nL} \right)^p \right)^2} \frac{1}{\left(1 + a \frac{z}{L} \right)^2} \quad (1.23)$$

avec

$$S_{max} = 2,3 G \quad \text{pour une arrête}$$

$$S_{max} = 1,3 G \quad \text{pour une falaise}$$

$$S_{max} = 2,3 G \frac{B/L_0}{B/L_0 + 0,4} \quad \text{pour une colline.} \quad (1.24)$$

Les valeurs des différents paramètres de ce modèle empirique sont fournies dans les *tableaux 1.2 et 1.3*. Il est essentiel de se reporter aux *figures 1.23 et 1.24* pour la bonne compréhension de la géométrie.

La longueur L représente la longueur de l'obstacle prise à mi-hauteur, dont la pente moyenne est donnée par

$$\phi = \frac{H}{L} \quad (1.25)$$

et où H est la hauteur de l'obstacle.

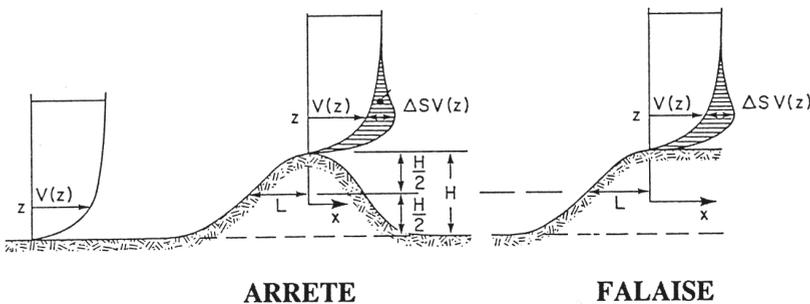


Figure 1.23. Paramètres du modèle LSD concernant des reliefs bidimensionnels

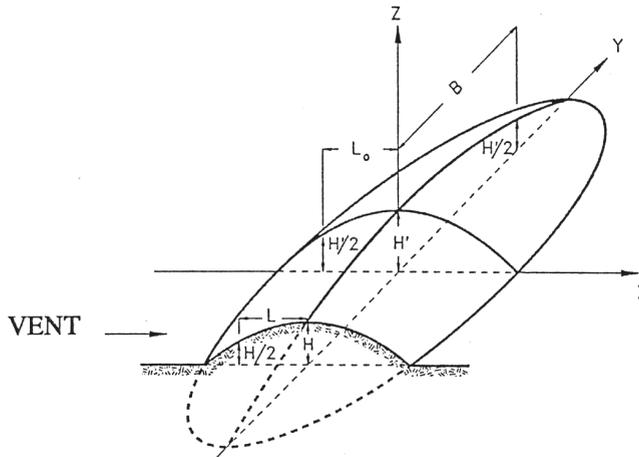


Figure 1.24. Paramètres du modèle LSD concernant une colline tridimensionnelle.

Tableau 1.2. Paramètres du modèle LSD pour une arête ou une colline

Pente de l'obstacle	G	L	a	n	p
$\phi < 0.4$	ϕ	L	2,0	2,0	2,0
$\phi > 0.4$	0,4	$2,5 H$	2,0	2,0	2,0

Tableau 1.3. Paramètres du modèle LSD pour une falaise

Pente de l'obstacle	G	L	a	n $x < 0$	n $x > 0$	p $x < 0$	p $x > 0$
$\phi < 1.0$	ϕ	L	2,0	1,0	5,0	2,0	1,0
$\phi > 1.0$	1	H	0,6	0,5	10	2,0	1,0

1.5.2. Spectres de turbulence

Le spectre de turbulence permet de décrire la répartition de l'énergie des fluctuations turbulentes (dont l'intégrale est fixée par l'intensité de turbulence, équation (1.8)) en fonction de la fréquence f . Il existe différentes formulations empiriques comme par exemple celle de Kaimal, mais la plus employée est la formulation de Von Kármán ayant une meilleure représentation aux basses fréquences. Le spectre de la vitesse longitudinale u s'exprime par

$$\frac{S_u(f)}{\sigma_u^2} = \frac{4 \ell_u^x}{\bar{U}(z)} \frac{1}{\left(1 + 70,7 \left(\frac{f \ell_u^x}{\bar{U}(z)}\right)^2\right)^{5/6}} \quad (1.26)$$

où σ_u est l'écart-type de la vitesse longitudinale u et ℓ_u^x est la composante en x de l'échelle de turbulence longitudinale. Cette échelle est obtenue en ajustant le spectre ci-dessus aux mesures. Elle est différente de l'échelle de turbulence classique définie à partir des fonctions de corrélation. Les échelles de turbulence font généralement partie des données fournies par le cahier des charges.

Un exemple de spectres de la composante longitudinale est donné *figure 1.25* pour des vents de mer et de montagne. Le vent de montagne, plus turbulent possède plus d'énergie dans le domaine des très basses fréquences.

Pour les deux autres composantes latérale et verticale, le spectre de Von Kármán s'écrit

$$\frac{S_k(f)}{\sigma_k^2} = \frac{4 \ell_k^x}{\bar{U}(z)} \frac{1 + 188,4 \left(\frac{2 f \ell_k^x}{\bar{U}(z)}\right)^2}{\left(1 + 70,7 \left(\frac{2 f \ell_k^x}{\bar{U}(z)}\right)^2\right)^{11/6}} \quad (1.27)$$

avec $k = v$ ou w . Pour illustration on donne *figure 1.26* les spectres de turbulence verticale pour des vents de mer et de montagne.

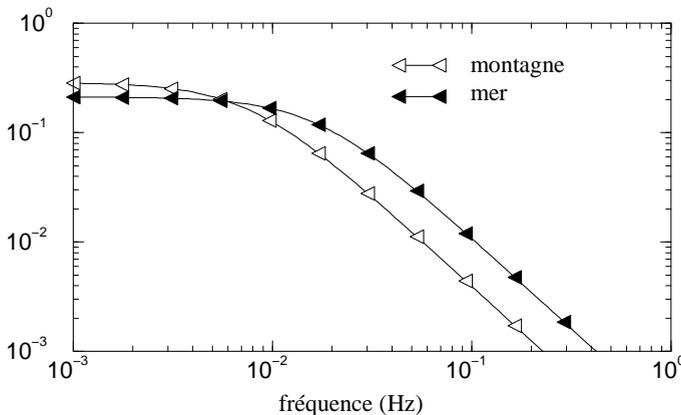


Figure 1.25. Spectres de Von Kármán de la composante longitudinale u pour les vents de mer et de montagne du tableau 1.4.

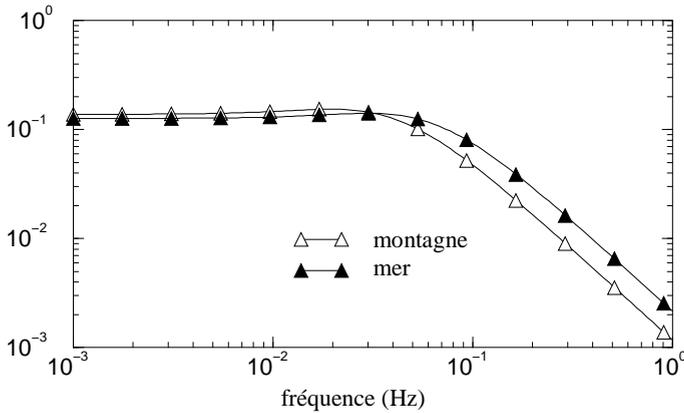


Figure 1.26. Spectres de Von Kármán de la composante verticale w pour les vents de mer et de montagne du tableau 1.4.

1.5.3. Fonctions de cohérence et de corrélation

Les fonctions de cohérence permettent dans le domaine fréquentiel de tenir compte de la dimension spatiale des rafales de vent car celles-ci ont une taille limitée. Dans le cas de grands ouvrages, une rafale ne peut envelopper toute la structure simultanément. Cela implique que les maxima de vitesse ne se produisent pas sur tout l'espace au même instant et il en résulte une diminution des efforts associés pour une structure qui serait de dimension supérieure à la taille caractéristique des rafales.

Dans la couche limite atmosphérique, cette taille de rafale de vent est variable selon la composante de vitesse, les directions spatiales et la fréquence. Le modèle le plus utilisé et le plus simple pour tenir compte de toutes ses variations est la fonction de cohérence exponentielle

$$\gamma_k^i(f) = \exp \left[-C_k^i \frac{|\Delta_i| f}{\overline{U}(z)} \right] \quad (1.28)$$

où l'indice $k = u, v, w$ et $i = x, y, z$. Le coefficient de décroissance exponentielle C_k^i (9 coefficients) est réel positif, généralement donné par le cahier des charges. Δ_i désigne la distance entre deux points sur la coordonnée i . Le tableau 1.4 donne des exemples typiques de valeurs des différents paramètres pour des vents de mer et de montagne et la figure 1.27 un exemple de série temporelle.

Tableau 1.4. Paramètres typiques d'un vent de mer et en montagne

Composante	Mer			Montagne		
	σ/\bar{U}	ℓ^x (m)	C^y	σ/\bar{U}	ℓ^x (m)	C^y
u	0,09	200	11	0,16	250	12
v	0,075	65	4,5	0,16	70	12
w	0,05	35	12	0,12	30	9

Les équivalents des fonctions de cohérence dans le domaine temporel sont les fonctions de corrélation. Pour l'effet du vent sur les structures on s'intéresse principalement aux coefficients de corrélation verticale (en z) et latérale (en y) de la vitesse longitudinale u au même instant. On les modélise à l'issue des observations à l'aide d'exponentielles décroissantes

$$R_u^i = \exp\left[-\frac{\Delta_i}{L_u^i}\right] \quad (1.29)$$

où les échelles spatiales de la turbulence sont L_u^i . Dans la pratique on résout habituellement les problèmes d'excitation par la turbulence dans le domaine fréquentiel ce qui fait que les fonctions de corrélation sont peu utilisées, contrairement aux fonctions de cohérence.

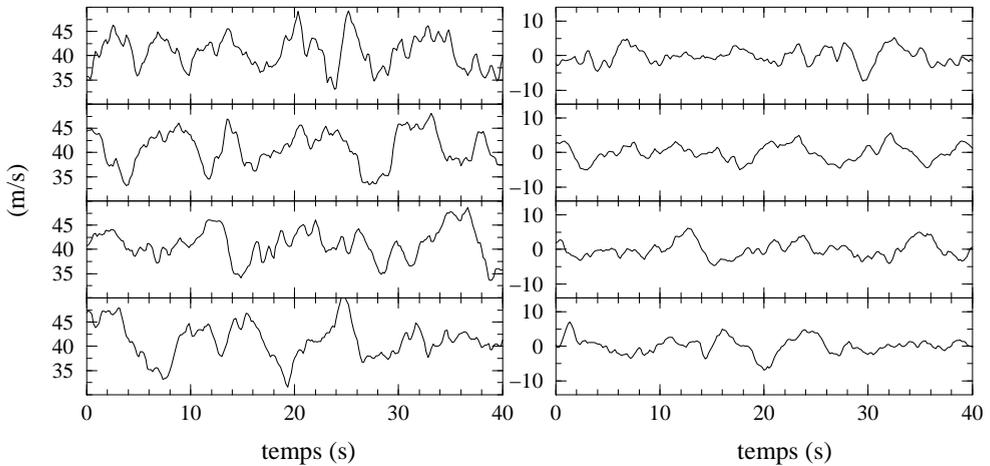


Figure 1.27. Simulation temporelle d'un vent turbulent en montagne en différents points d'un tablier de pont, composantes u (gauche) et w (droite) (cf. Annexe 4).

On doit mentionner toutefois l'émergence de méthode de calcul temporel nécessitant l'emploi des fonctions de corrélation (cf. Annexe 4).

Pour en savoir plus

ACHENBACH E. : Distribution of local pressure and skin friction around a circular cylinder in cross-flow up to $Re= 5.10^6$. *J. Fluid Mech.* **34** p. 625-639, 1968.

BLACKBURN H.M. & MELBOURNE W.H. : The effect of free-stream turbulence on sectional lift forces on a circular cylinder. *J. Fluid Mech.* **306** p. 267-292, 1996.

LEMELIN D.R., SURRY D. & DAVENPORT A.G.: Simple approximations for wind speed-up over hills. *J. of Wind Eng. & Indus. Aerod.* **28** p. 117-127, 1988.

SCHEWE G. : On the force fluctuations acting on a circular cylinder in crossflow from subcritical up to transcritical Reynolds numbers. *J. Fluid Mech.* **133** p. 265-285, 1983.

SZECHENYI E. : Simulation de nombres de Reynolds élevés sur un cylindre en soufflerie. *La Recherche Aérospatiale* **1974-3** p. 155-164, 1974.