

Actions du vent sur les ouvrages souples dans le domaine temporel

Thèse de doctorat de l'Institut Polytechnique de Paris
Préparée à l'École Polytechnique

École Doctorale de l'Institut Polytechnique de Paris
École Doctorale n°626 (ED IP Paris)
Spécialité de doctorat : Mécanique des fluides et des solides, acoustique

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 4 février 2020, par

Antoine Théodore

Composition du Jury :

Thomas Andrianne Professeur, Université de Liège (ULg)	Rapporteur
Walid Larbi Professeur, CNAM (LMSSC)	Rapporteur
Jean-François Semblat Professeur, ENSTA (IMSIA)	Examineur
Graham Knapp Ingénieur de recherche/expertise, CSTB	Examineur
Pascal Hémon Ingénieur de recherche, CNRS-Ecole Polytechnique (LadHyX)	Directeur de thèse
Xavier Amandolese Maitre de conférences, CNAM (LMSSC & LadHyx)	Co-Directeur de thèse
Jean Gual Ingénieur, Cerema (DTITM/CTOA)	Invité

Table des matières

Avant-propos	4
Nomenclature	6
PARTIE I. Interactions fluides-structures et aéroélasticité : état de l'art.....	9
Chapitre 1 : Introduction aux interactions vent-structures	9
1.1. Le vent dans la couche limite atmosphérique.....	9
1.2. Effets du vent sur les structures souples	12
1.3. Propriétés physiques du vent	14
1.4. Nombres adimensionnels.....	15
1.5. Vitesse réduite	17
1.6. Propriétés aérodynamiques.....	18
1.7. Introduction à l'aéroélasticité	23
1.8. Détachement tourbillonnaire	30
1.9. Vibrations induites par la turbulence atmosphérique	33
Chapitre 2 : Introduction à l'aéroélasticité des ouvrages d'art.....	35
2.1. Phénomènes aéroélastiques des structures du génie-civil	35
2.2. Instabilités aéroélastiques des ouvrages d'art.....	35
2.3. Modélisation du flottement des tabliers de ponts	46
2.4. Réponse des tabliers de ponts à la turbulence atmosphérique.....	53
2.5. Conception aérodynamique des ponts	58
Conclusion de la première partie.....	64
Bilan.....	64
Présentation de la démarche.....	64
PARTIE II. Comportement aéroélastique en torsion des tabliers de pont	67
Chapitre 3 : Caractérisation aérodynamique et aéroélastique de maquettes de ponts.....	67
3.1. Choix des sections transversales.....	68
3.2. Conception des maquettes à échelle réduite	70
3.3. Présentation de la soufflerie	72
3.4. Outils de mesure	73
3.5. Mesures des coefficients aérodynamiques	74

3.6.	Mesures des amortissements et des raideurs aérodynamiques	90
3.7.	Conclusions	96
Chapitre 4 : Un modèle à retard des efforts aéroélastiques.....		97
4.1.	Concept de retard en aéroélasticité	98
4.2.	Approche quasi-statique du flottement de torsion.....	102
4.3.	Modèle à temps de retard du moment de tangage	105
4.4.	Validation expérimentale du modèle.....	117
4.5.	Conclusions	126
Conclusions de deuxième partie.....		128
PARTIE III. Comportement des tabliers de ponts sous écoulements instationnaires.....		131
Chapitre 5 : Etude expérimentale et numérique de l'effet d'une rafale de vent.....		132
5.1.	Etude expérimentale	132
5.2.	Etude numérique.....	137
5.3.	Analyse des résultats et comparaisons.....	140
Chapitre 6 : Réponse à un vent fortement turbulent.....		142
6.1.	Etude expérimentale	142
6.2.	Reproduction numérique du vent turbulent.....	147
6.3.	Etude numérique.....	150
Conclusions de la troisième partie		156
Epilogue		157
Références		160
ANNEXES		169
A.	Modèles quasi-statiques des instabilités aéroélastiques des ponts	169
B.	Théories des ailes minces de Theodorsen	175
C.	Mesure de l'amortissement aérodynamique en soufflerie.....	181
D.	Etalonnage des sondes à fils chauds P61	183
E.	Calcul itératif de l'intégrale de Duhamel	189
F.	Etude expérimentale et numérique de l'effet d'une rafale	191
G.	Turbulence du vent générée par une grille seule.....	200
H.	Temporal response of a bridge deck subject to a wind gust.....	208

Avant-propos

Lorsqu'une structure est immergée dans un fluide en mouvement, des forces surfaciques générées par l'écoulement contournant la structure se développent à l'interface. Si la structure est souple, elle peut se déplacer ou se déformer sous leurs effets. Une réaction s'exerce alors en retour sur le fluide modifiant les caractéristiques de son écoulement et donc le chargement aérodynamique. Le fluide et la structure entrent en interaction mutuelles (Figure 1). C'est particulièrement le cas lorsque des ouvrages souples tels que les tabliers de ponts suspendus ou haubanés sont soumis aux actions dynamiques du vent.

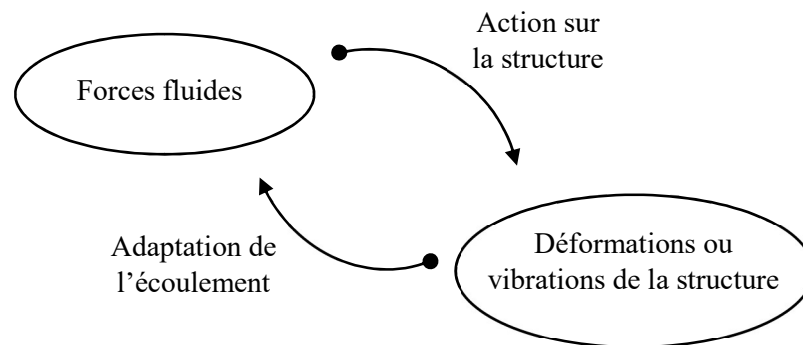


Figure 1. Interactions fluide-structure

L'analyse de la stabilité, et plus largement du comportement des ouvrages d'art soumis aux effets du vent, fait intervenir leurs caractéristiques aérodynamiques, inertielles et élastiques. Le domaine de l'aéroélasticité appliqué aux ouvrages d'art combine l'étude de ces différents aspects. L'un des enjeux majeurs de cette discipline est de proposer des méthodes de dimensionnement de ces structures, tenant compte des effets dynamiques couplés avec le vent. En effet, à la suite de la destruction du pont de Tacoma par un phénomène d'instabilité (Figure 2) en 1940, les études de sensibilités aux phénomènes aéroélastiques se sont développées et systématisées lors de la conception des ouvrages d'art. En particulier, les travaux de Scanlan dans les années 70 ont permis la diffusion de modèles spectraux des forces aéroélastiques, dont l'utilisation repose largement sur des résultats de mesures expérimentales en soufflerie [1].

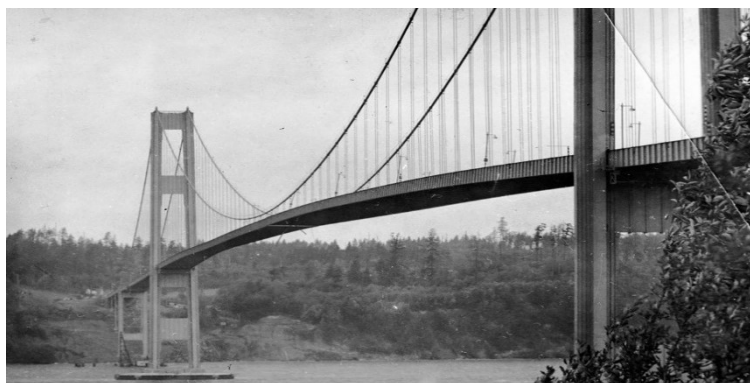


Figure 2. Le pont de Tacoma avant sa destruction



Figure 3. Le viaduc de Millau (© photothèque Terra)

Les structures du génie civil et en particulier les grands ponts ne sont physiquement pas construits pour s'intégrer sans conséquence dans l'écoulement du vent [2]. Leur souplesse géométrique se combine avec des caractéristiques aérodynamiques qui ne peuvent pas être considérées équivalentes à celles des sections bien profilées telles que les ailes d'avion, et cela malgré les efforts consentis pour améliorer leur conception (Figure 4). Les ouvrages les plus souples comme les ponts suspendus ou haubanés et les passerelles sont ainsi particulièrement sensibles aux actions dynamiques du vent. Celles-ci se décomposent d'ordinaire en deux catégories, les flottements qui induisent une réponse couplée avec le mouvement et l'excitation par la turbulence du vent qui est généralement traitée comme découplée du mouvement. Lorsque les deux phénomènes s'entremêlent, il devient délicat d'employer les méthodes spectrales habituelles. Les modèles temporels représentent alors une alternative intéressante, dont l'un des enjeux consiste à simuler les instabilités des tabliers de ponts, telles que celles mises en cause dans l'accident de Tacoma. Ce phénomène est encore aujourd'hui central lors de la conception des ouvrages d'art.



Figure 4. L'ancien (1952-2014) et le nouveau pont de Térénez (2011) (© photothèque Terra)

Nomenclature

Paramètres structurels

θ	angle d'attaque
z	altitude
t	temps
s	temps réduit
B	corde
b	demi corde
D	hauteur
L_e	envergure
S	section
m	masse linéique
J	inertie de torsion linéique
ω_z	pulsation du mode de flexion
ω_θ	pulsation du mode de torsion
k_z	raideur du mode de flexion
k_θ	raideur du mode de torsion
η_z	amortissement du mode de flexion
η_θ	amortissement du mode de torsion

Paramètres aérodynamiques

U	vitesse de l'écoulement
\bar{U}	vitesse moyenne de l'écoulement
Re	nombre de Reynolds
St	nombre de Strouhal
Fr	nombre de Froude
U_r	vitesse réduite
K	pulsation réduite
ρ	masse volumique de l'air
D_r	force de traînée dans le repère du vent
L	force de portance dans le repère du vent
M	moment de tangage dans le repère du vent
C_D	coefficient aérodynamique de traînée dans le repère du vent
C_L	coefficient aérodynamique de portance dans le repère du vent
F_x	force de traînée dans le repère du tablier
F_z	force de portance dans le repère du tablier
C_x	coefficient aérodynamique de traînée dans le repère du tablier
C_z	coefficient aérodynamique de portance dans le repère du tablier
C_M	coefficient aérodynamique de moment de tangage
d	position du point d'application de la force de portance
d_f	position du foyer aérodynamique
$C(k)$	fonction de Theodorsen
$F(k), G(k)$	parties réelles et imaginaires de la fonction de Theodorsen
$\varphi(s)$	fonction de Wagner
$\psi(s)$	fonction de Küssner
$A_1^*, A_2^*, A_3^*, A_4^*$	dérivées de flottement en torsion
$H_1^*, H_2^*, H_3^*, H_4^*$	dérivées de flottement en flexion
τ	temps de retard
τ^*	retard adimensionné
$u(t)$	composante longitudinale des fluctuations de la vitesse du vent
$v(t)$	composante horizontale transversale des fluctuations de la vitesse du vent
$w(t)$	composante verticale transversale des fluctuations de la vitesse du vent
L_b et M_b	portance et moment de tangage induits par la turbulence du vent
I_u, I_v, I_w, I_{tot}	intensités de turbulence du vent
$\sigma_u, \sigma_v, \sigma_w, \sigma_{tot}$	écarts types de la turbulence du vent
$S_u(f), S_v(f), S_w(f)$	densités spectrales de puissance de la turbulence du vent
$\chi_{L,u}, \chi_{L,w}$	admittances aérodynamiques en flexion
$\chi_{M,u}, \chi_{M,w}$	admittances aérodynamiques en torsion

PARTIE I. Interactions fluides-structures et aéroélasticité : état de l'art

Chapitre 1 : Introduction aux interactions vent-structures

1.1. Le vent dans la couche limite atmosphérique

Si à haute altitude (communément à plus de 1000 m), la vitesse instantanée du vent peut être approchée par sa moyenne, plus près du sol les forces de frottement tendent à perturber son écoulement. Ils réduisent la vitesse moyenne et génèrent de la turbulence, c'est-à-dire des fluctuations spatiales et temporelles du vecteur vitesse du vent. La zone dans laquelle on observe ces phénomènes est appelée couche limite atmosphérique.

Le comportement du vent au sein de la couche limite atmosphérique est inhomogène. En effet, l'intensité et la forme des turbulences sont aussi bien liées à la rugosité du sol sur le site qu'à l'altitude. Les structures du génie-civil, qui se situent dans cette couche, sont donc systématiquement soumises à des sollicitations instationnaires du vent. Aussi, en règle générale, à altitude fixe, on décompose le vecteur vitesse du vent en deux parties :

$$U(t) = \begin{Bmatrix} \bar{U} \\ 0 \\ 0 \end{Bmatrix} + \begin{Bmatrix} u(t) \\ v(t) \\ w(t) \end{Bmatrix} \quad (1)$$

Où $u(t)$, $v(t)$ et $w(t)$ sont respectivement les fluctuations de la vitesse du vent autour de sa moyenne, dans la direction du vent moyen \bar{U} (généralement horizontale sur terrain plat), perpendiculairement au vent moyen et horizontale, perpendiculairement au vent moyen et verticale. Il existe des outils couramment utilisés afin de représenter la turbulence naturelle du vent dans la couche limite atmosphérique. Il s'agit de modèles stochastiques empiriques basés sur la densité spectrale de puissance de la vitesse du vent. Les plus connus sont les spectres de Kaimal et de Von Karman [2] (Figure 5), qui sont également les plus répandus dans le champ de l'ingénierie des structures. L'intensité de la turbulence du vent sur un site est essentiellement fonction de sa rugosité. Ainsi, en ville le taux de turbulence sera plus important qu'en bord de mer par exemple. On définit en général les taux de turbulence, ou intensités de turbulence I_u , I_v et I_w comme l'écart type :

$$I_u = \frac{\sigma_u}{\bar{U}} ; I_v = \frac{\sigma_v}{\bar{U}} ; I_w = \frac{\sigma_w}{\bar{U}} \quad (2)$$

On peut également définir un taux de turbulence total du vent :

$$I_{tot} = \frac{\sigma_{tot}}{\bar{U}} \text{ avec } \sigma_{tot} = \sqrt{\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}} \quad (3)$$

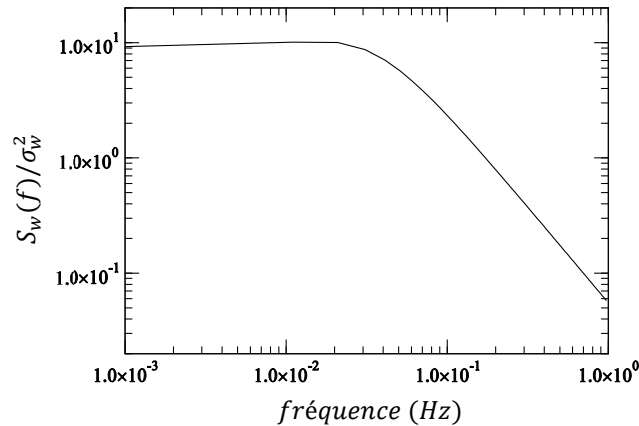


Figure 5. Spectre de Von Karman (densité spectrale de puissance) de la composante verticale de la turbulence naturelle - cas d'un vent de mer

La vitesse moyenne du vent dans la couche limite atmosphérique dépend généralement de l'altitude et de la rugosité du sol du site. En général les tabliers de ponts sont minces, et leur altitude moyenne varie peu, ils ne sont donc pas sujets à l'effet de variation d'altitude sur la vitesse du vent. Mais ce n'est pas le cas des structures verticales telles que les piles de grande hauteur, les pylônes, ainsi que des bâtiments et les tours, pour lesquelles la vitesse du vent en tête est généralement plus grande qu'en pied. La Figure 6 permet d'apprécier l'effet de la rugosité du site sur l'évolution de la vitesse moyenne et sur les fluctuations de la vitesse turbulente avec l'altitude. On observe ainsi qu'à altitude égale la vitesse moyenne est plus faible en terrain rugueux (urbanisé) qu'en rase campagne. En contrepartie, les fluctuations turbulentes sont plus importantes. Généralement, le gradient vertical de vitesse moyenne du vent est décrit à l'aide d'une loi logarithmique, par exemple dans l'Eurocode [3] :

$$\bar{U}(z) = k_p U_{ref} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (4)$$

Où k_p est un coefficient sans dimension rendant compte de la rugosité du site, z_0 un paramètre de rugosité exprimé en mètre, z l'altitude, et U_{ref} une vitesse de vent de référence. La vitesse de référence est mesurée en moyenne sur 10 minutes pour une altitude de 10 m sur un terrain plat. Elle est généralement issue des données météorologiques collectées in-situ ou à défaut de la carte des vents fort en France métropolitaine (Figure 7) présentée dans l'annexe nationale de l'Eurocode 1-4 [4].

En outre, en raison de la prise de conscience progressive des maîtres d'ouvrages de la nécessité d'adapter la conception des infrastructures aux problématiques liées au changement climatique [5] [6] [7] , il devient fréquent de voir des vents de vitesses supérieures aux exigences réglementaires pris en compte dans les études. Ils sont généralement liés à des événements climatiques bien identifiés tels que la tempête Européenne Lothar de 1999, ou plus récemment de l'ouragan IRMA aux Antilles, bien qu'à priori exclus du champ des Eurocodes. A titre d'exemple, la vitesse moyenne maximale sur une minute enregistrée dans les terres lors du passage de l'ouragan IRMA est de 244 km/h (68 m/s) à Saint Barthélemy [8]. La vitesse de référence préconisée par l'Eurocode pour cette région outre-mer est de 32 m/s en moyenne sur 10 minutes, soit 115 km/h. A cette vitesse moyenne sur 10 minutes correspond une vitesse

maximale instantanée de référence (telle que l'on peut la calculer à partir de la valeur de la pression de pointe associée) de 54m/s ou 196km/h, qui reste largement inférieure à celle de l'ouragan.

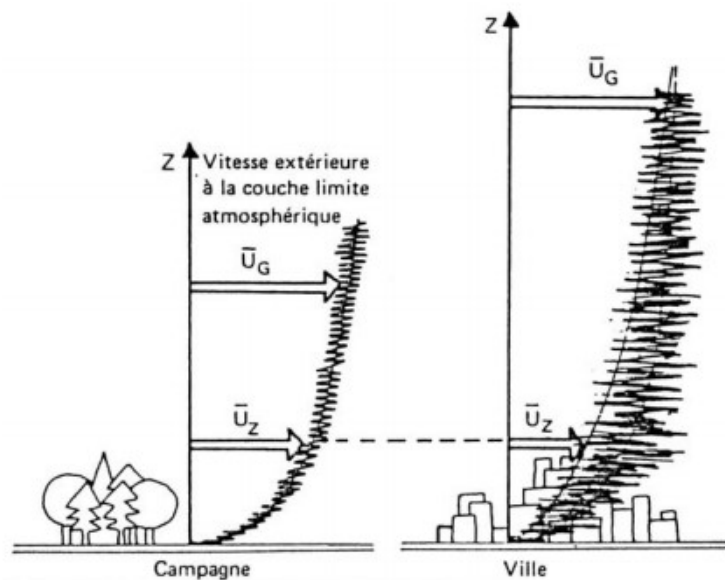


Figure 6. Effet de site sur le gradient vertical de vitesse moyenne et la turbulence. Reproduit de [9]

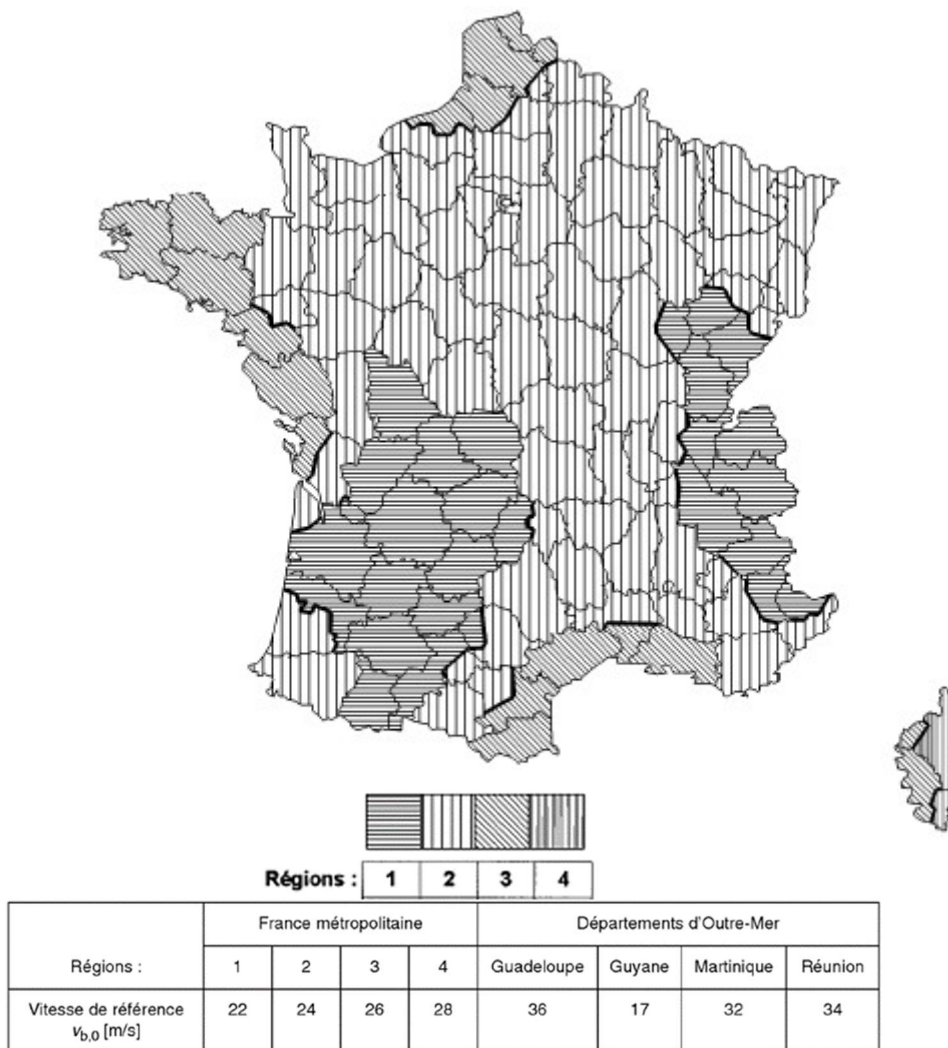


Figure 7. Carte Eurocode des vents forts (vitesse moyenne cinquanténaire sur 10 minutes) [4]

1.2. Effets du vent sur les structures souples

Les effets du vent sur les structures souples peuvent se manifester sous différentes formes. Celles-ci sont aussi bien liées aux caractéristiques mécaniques et géométriques des structures, qu'à celles de l'écoulement. Il existe plusieurs façons de répertorier ces effets. Une approche judicieuse consiste à les distinguer selon la nature de leur source d'excitation. Cela permet d'isoler l'effet de chaque action et de mettre au point différents modèles d'analyses adaptés à chacun d'eux. On distingue ainsi trois types de comportement vibratoires associés à trois mécanismes d'excitation (Figure 8) :

- Les vibrations induites par la turbulence du vent (TIV). Elles se caractérisent par un mouvement vibratoire d'amplitude limitée, augmentant continuellement mais lentement avec la vitesse moyenne du vent. Elles sont dues aux composantes instationnaires de la vitesse du vent (turbulence atmosphérique naturelle) et peuvent mener à un grand nombre de cycles de charge de fatigue. Dans le cas des TIV on parle de source

d'excitation extérieure (indépendante de la structure et de son mouvement). Le cas d'une structure placée dans le sillage turbulent ou tourbillonnaire d'une autre (Figure 9) peut éventuellement rentrer dans cette catégorie si le mouvement de la structure impactée n'influence pas le sillage de la structure amont.

- Les vibrations induites par le détachement tourbillonnaire, également appelés tourbillons de Von-Karman (VIV). Les excitations de type VIV conduisent généralement à des réponses observables uniquement sur une plage restreinte de vitesse du vent. Elles peuvent apparaître à basse vitesse de l'écoulement. Les modes naturels de la structure sont alors excités par les oscillations de son propre sillage (Figure 10).
- Les vibrations induites par le mouvement (MIV). Elles sont le résultat d'une instabilité aéroélastique (par exemple le galop, le flottement de torsion et le flottement couplé). Elles entraînent des déplacements de grande ampleur. Elles sont caractérisées par une vitesse critique d'instabilité au-dessus de laquelle les oscillations apparaissent, et leur amplitude augmente rapidement.

Les recouvrements entre ces différents types d'excitations existent. Cela met en évidence la possibilité d'apparition simultanée de plusieurs sources d'excitation dans un même système. Cette situation est courante dans toutes les applications d'ingénierie du vent où les structures se trouvent dans la couche limite atmosphérique turbulente, ce qui inclue les ouvrages d'art.

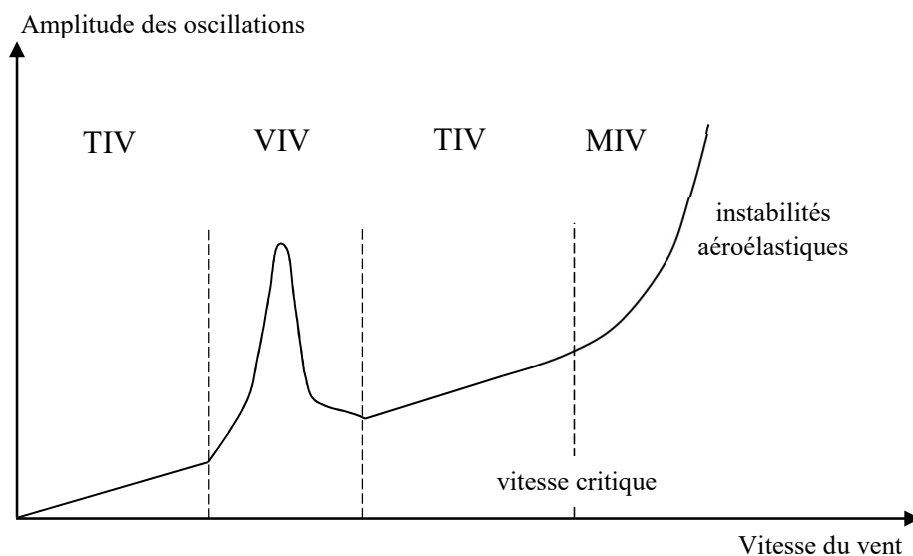


Figure 8. Amplitude des oscillations en fonction de la vitesse du vent [10]



Figure 9. L'influence d'une structure voisine (© Bouygues TPRF / Optiflow)



Figure 10. Le détachement tourbillonnaire d'un tablier de pont non profilé

1.3. Propriétés physiques du vent

L'évolution des paramètres physiques de l'air à l'échelle macroscopique est régie par les équations de Navier-Stokes [10]. Elles découlent de l'expression de la conservation de la masse et de la quantité de mouvement dans un fluide. L'étude des effets du vent sur les ouvrages d'art suppose une série d'hypothèses complémentaires qui permettent de simplifier l'expression de ce système d'équations. Parmi elles, on trouve l'hypothèse d'incompressibilité. Les vitesses des écoulements à basse altitude étant limitées, on observe que la masse volumique de l'air peut être considérée constante et uniforme. De plus, étant donné l'intensité des forces mises en jeu dans la conception des ponts, on peut raisonnablement négliger l'effet du poids propre de l'air. Enfin, l'air peut être assimilé à un fluide Newtonien.

L'ensemble de ces hypothèses abouti à l'expression des équations de Navier-Stokes pour un fluide Newtonien dans des conditions d'incompressibilité :

$$\begin{cases} \text{div}(\vec{u}) = 0 \\ \rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho \vec{u} \text{ vect } \overrightarrow{\text{rot}}(\vec{u}) = -\text{grad}(P) + \mu \overrightarrow{\text{rot}}(\overrightarrow{\text{rot}}(\vec{u})) + \rho f \end{cases} \quad (5)$$

Où f est un terme d'accélération due aux effets des forces extérieures volumiques, \vec{u} est le vecteur vitesse, μ est la viscosité dynamique du fluide et ρ est la masse volumique de l'air.

On peut proposer une écriture adimensionnelle de l'équation de la conservation de la quantité de mouvement en introduisant les grandeurs adimensionnelles suivantes :

$$\tilde{u} = \frac{\vec{u}}{B} ; \tilde{P} = \frac{P}{\rho U^2} ; \tilde{t} = \frac{t}{T} ; \tilde{f} = \frac{f}{g}$$

On obtient alors la relation suivante :

$$St \frac{\partial \tilde{u}}{\partial \tilde{t}} + \tilde{u} \text{ vect } \overrightarrow{\text{rot}}(\tilde{u}) = -\text{grad}(\tilde{P}) - \frac{1}{Re} \overrightarrow{\text{rot}}(\overrightarrow{\text{rot}}(\tilde{u})) + \frac{1}{Fr} \tilde{f} \quad (6)$$

Dans cette expression particulière appliquée à l'étude de l'écoulement du vent dans la couche limite atmosphérique, trois nombres adimensionnels apparaissent (Re , St et Fr). Ils définissent l'équilibre qui opère entre différents phénomènes physiques au sein du fluide.

1.4. Nombres adimensionnels

1.4.1. Nombre de Reynolds

De manière générale, un fluide visqueux doit satisfaire la condition de non-glissement à la surface d'un corps placé dans son écoulement. Si la viscosité est faible, la condition tient quand même, mais son influence sur les perturbations de l'écoulement se limite à une région réduite appelée couche limite (Figure 11). Dans cette couche limite, (à ne pas confondre avec la couche limite atmosphérique) la vitesse de l'air évolue de la valeur nulle (le long de la surface du corps), à la vitesse mesurée au-delà de la couche limite. D'un point de vue physique, l'écoulement dans la couche limite est régi par l'équilibre entre les forces visqueuses et les forces d'inertie du fluide. Le nombre de Reynolds quantifie le rapport de leurs effets respectifs.

$$Re = \frac{\rho \bar{U} B}{\mu} \quad (7)$$

Avec B une longueur de référence liée à la dimension de l'obstacle. Dans le cas des tabliers de ponts : la largeur, \bar{U} la vitesse moyenne de l'écoulement, ρ la masse volumique du fluide, et μ sa viscosité dynamique.

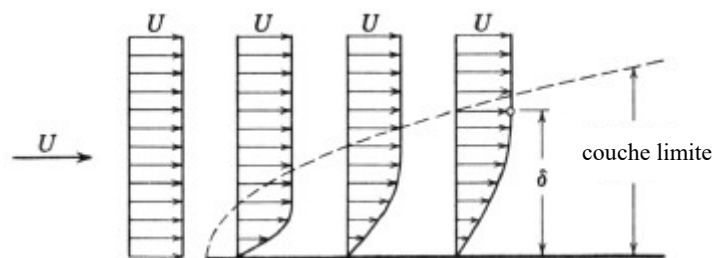


Figure 11. Couche limite de l'écoulement sur une surface plane, reproduit de [11]

Lors de la réalisation d'un prototype en soufflerie, respecter l'analogie de Reynolds revient à conserver à échelle réduite, la part des forces de cisaillement liées à la viscosité, par rapport à celle des forces de pressions résultant de l'entraînement du fluide. Cela permet notamment d'obtenir une représentation réaliste du comportement de la couche limite. Les ponts évoluent

en général dans des régimes de Reynolds assez grands (de l'ordre de 10^6). Lorsque les dimensions géométriques des essais sont trop contraignantes, ces valeurs élevées du nombre de Reynolds ne peuvent pas être atteintes en soufflerie, et la similitude de Reynolds n'est pas systématiquement respectée. Toutefois, dans le cadre de l'étude du comportement aérodynamique des tabliers de ponts, il n'est généralement pas indispensable de respecter cette condition.

1.4.2. Nombre de Strouhal

Le nombre de Strouhal est un nombre sans dimension basé sur la fréquence d'apparition du phénomène physique de détachement tourbillonnaire.

L'Eurocode (NF EN 1991-1-4 :2005) propose des tables de valeurs du nombre de Strouhal de certaines sections caractéristiques (voir par exemple la Figure 12).

Expérimentalement, le respect de la similitude de Strouhal n'est nécessaire que lorsque les effets de sillages sont susceptibles d'influer sur la réponse de la structure. Dans le cadre des essais à échelle réduite réalisés durant ce travail de thèse, les fréquences de réponses des maquettes et la fréquence du détachement tourbillonnaire sont suffisamment éloignées pour supposer le découplage complet entre ces phénomènes.

$$St = \frac{D f_{vs}}{U} \quad (8)$$

Où f_{vs} est la fréquence caractéristique du phénomène de détachement tourbillonnaire, et D est la dimension verticale de l'obstacle (hauteur du tablier de pont)

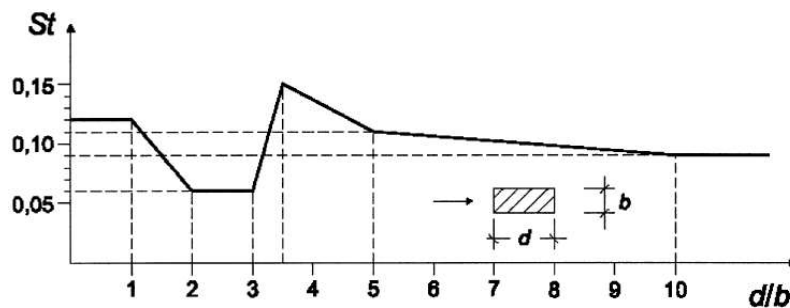


Figure E.1 — Nombre de Strouhal (St) pour les sections transversales rectangulaires à angles vifs

Figure 12. Les valeurs du nombre de Strouhal des sections rectangulaires [3]

1.4.3. Nombre de Froude

Le nombre de Froude représente le rapport des forces d'inerties de l'écoulement et des forces de gravité. A l'occasion des essais en soufflerie sur des maquettes sectionnelles tels qu'ils sont habituellement réalisés, il n'y a pas d'effet de la gravité sur les résultats, et l'analogie de Froude n'a pas à être préservée. Au contraire, le respect de la similitude de Froude joue un rôle

important lors de l'étude expérimentales de modèles complets des ponts suspendus ou à haubans en soufflerie.

$$Fr = \frac{\bar{U}}{\sqrt{Bg}} \quad (9)$$

Où g est l'accélération de la pesanteur.

1.5. Vitesse réduite

L'équation de Navier-Stokes (Equ. 6) laisse apparaître le rôle joué par les nombres sans dimensions de Reynolds, Strouhal et Froude, notamment afin d'évaluer la similitude physique entre les phénomènes observés et leurs reproductions à échelle réduite en soufflerie. Néanmoins, pour l'étude du flottement des tabliers de ponts, et de façon à rendre compte de l'influence du mouvement de la structure sur l'écoulement du vent, on utilise une autre grandeur sans dimension appelée la vitesse réduite.

Elle symbolise le rapport de deux temps caractéristiques représentatifs de l'aérodynamique du système : la période des oscillations de la structure (en flexion ou en torsion) et le temps de parcours d'une particule fluide convoyée à la vitesse moyenne de l'écoulement sur une distance égale à sa corde $T_{fluide} = B/\bar{U}$ (Figure 13).

$$U_r = \frac{\bar{U}}{fB} \quad (10)$$

Où f est la fréquence du mouvement. Par exemple, pour l'étude du flottement de torsion $f = f_\theta$ la fréquence des oscillations de la structure en rotation.

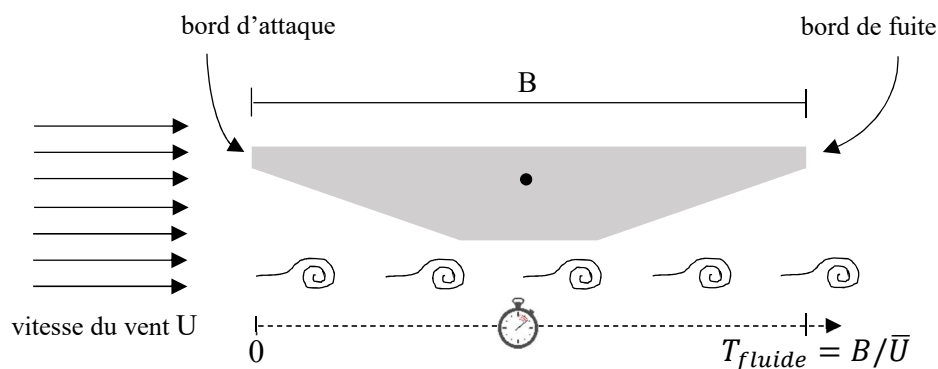


Figure 13. Le temps fluide caractéristique

La valeur de la vitesse réduite renseigne sur la nature de l'interaction entre le mouvement d'un corps et l'écoulement du fluide dans lequel il est plongé. Lorsque la vitesse réduite U_r est très grande, les oscillations de la structure sont très lentes par rapport au temps de passage de l'écoulement. Dans ce cas, le fluide s'adapte instantanément à ces changements de positions.

On peut ainsi supposer que les forces exercées par le fluide s'appliquent instantanément sur la structure, et que ses oscillations n'influencent pas l'écoulement. Les efforts aérodynamiques appliqués au solide tiennent alors uniquement compte de la position instantanée de la structure par rapport au vent.

Au contraire, les petites valeurs de U_r correspondent à un régime dans lequel la fréquence des oscillations est suffisamment grande pour que le fluide en ressente l'effet. Ainsi, au cours de son parcours le long de la surface de la structure, la particule fluide voit une ou plusieurs périodes du mouvement. Les vibrations de la structure engendrent donc des perturbations dans l'écoulement. Les efforts du vent doivent alors être déterminés en tenant compte de ce couplage.

On rencontre également la notion similaire de pulsation réduite K dont l'interprétation est inverse à celle de la vitesse réduite. Ainsi, le domaine des très petites vitesses réduites correspond au régime de très grandes fréquences (ou pulsation) réduites et réciproquement. La pulsation réduite est définie par :

$$K = \frac{\omega B}{U} = \frac{2\pi}{U_r} \quad (11)$$

1.6. Propriétés aérodynamiques

1.6.1. Coefficients aérodynamiques

Les coefficients aérodynamiques sont des nombres sans dimension représentant les forces et les moments exercés par le vent sur un objet immobile. Ils sont exprimés dans un repère de référence qui peut être lié au vent incident ou à la structure. Ils dépendent de la position de l'objet par rapport à la direction du vent, caractérisée par l'angle d'attaque, ou d'incidence θ . Ils sont en général mesurés sur des maquettes sectionnelles à échelles réduites en soufflerie.

Dans le cas d'un système à deux dimensions, lorsqu'ils sont exprimés dans le référentiel du vent, ces coefficients portent le nom de coefficient de trainée C_D , de portance C_L et de tangage C_M . Ils représentent respectivement la résultante des forces projetée le long de la direction du vent D_r , perpendiculairement à la direction du vent L , et le moment de torsion autour de l'axe perpendiculaire au plan défini par ces deux forces M (Figure 14). Le moment de torsion M est généralement défini par rapport à la demi-corde (qui correspond au centre de torsion pour une section symétrique). On appelle « P » le centre de poussée, c'est à dire le point de la section transversale au niveau duquel s'exercent les résultantes des forces de portance et de trainée.

$$C_L = \frac{L}{\frac{1}{2}\rho U^2 S} ; C_D = \frac{D_r}{\frac{1}{2}\rho U^2 S} ; C_M = \frac{M}{\frac{1}{2}\rho U^2 S B} \quad (12)$$

Où S est la surface de référence (généralement le produit de l'envergure et de la corde du profil).

Ces efforts peuvent également être évalués dans le référentiel attaché à la structure ($O; x, z$) avec les coefficients de portance C_z et de trainée C_x correspondants :

$$C_x = \frac{F_x}{\frac{1}{2}\rho\bar{U}^2S} ; C_z = \frac{F_z}{\frac{1}{2}\rho\bar{U}^2S} \quad (13)$$

L'équivalence entre ces deux écritures s'obtient avec le changement de repère :

$$C_L = C_z \cos \theta - C_x \sin \theta \quad (14)$$

$$C_D = C_z \sin \theta + C_x \cos \theta \quad (15)$$

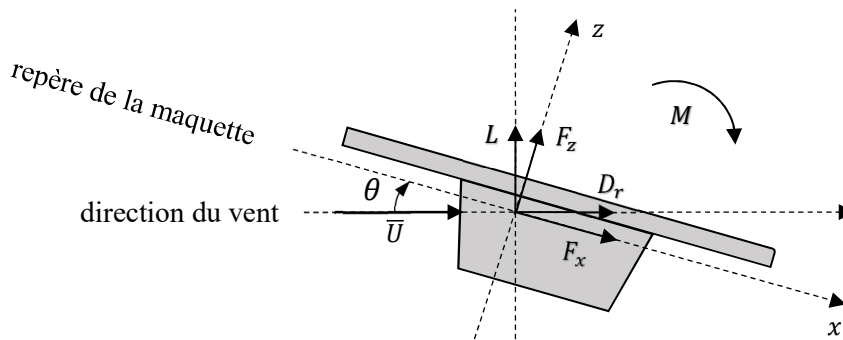


Figure 14. Les efforts aérodynamiques exprimés dans les référentiels du vent et de la structure

Pour une aile d'avion, on observe plusieurs zones sur l'allure typique de la courbe du coefficient de portance (Figure 15). Elles correspondent au fonctionnement linéaire à petites incidences, et au décrochage c'est à dire au phénomène de perte de portance qui menace les ailes à forte incidence. Pour une aile parfaitement mince, les valeurs des pentes des coefficients de portance et de tangage sont bien établies par la théorie [12]. Elles valent respectivement 2π et $\pi/2$ (lorsque le moment de tangage est défini par rapport à la mi-corde).

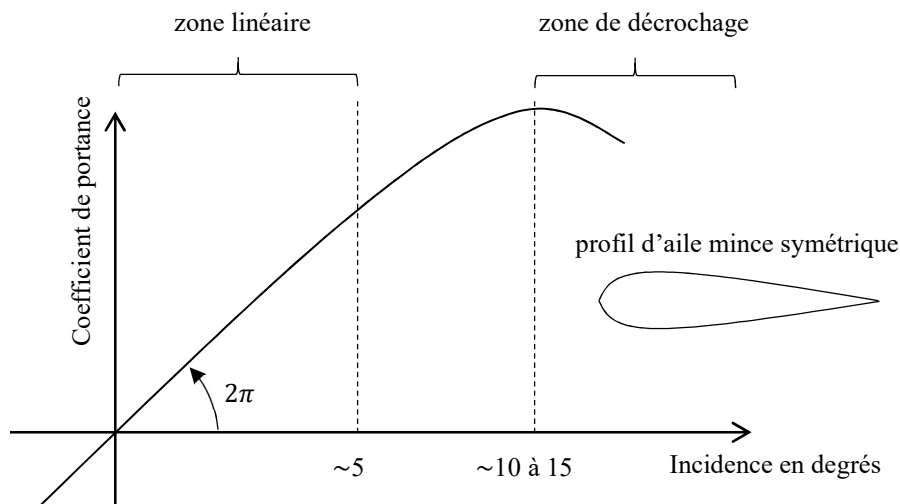


Figure 15. Allure du coefficient de portance d'une aile mince symétrique

Pour un tablier de pont très bien profilé, l'allure des coefficients aérodynamiques présente une forte similitude avec ceux d'une aile. En revanche, certains détails géométriques inhérents aux équipements du tablier tels que les dispositifs de retenue viennent perturber l'écoulement de l'air autour de la section et conduisent à des variations de valeurs des coefficients aérodynamiques. C'est par exemple le cas sur le viaduc de Millau [13] qui a été testé en soufflerie par le CSTB avec et sans ces aménagements (Figure 16).

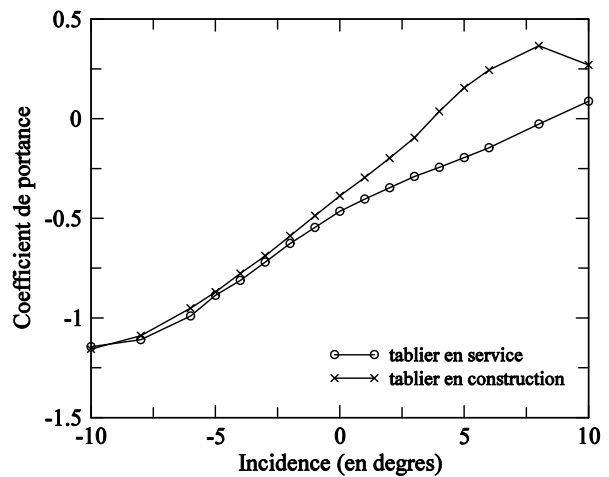


Figure 16. Influence des dispositifs de retenue du viaduc de Millau sur l'allure du coefficient de portance. (vent moyen) ; en service : avec dispositif de sécurité ; en construction : tablier nu

Bien que les pentes des coefficients de portance et de tangage des sections bien profilées soient généralement positives, cela n'est pas le cas pour les corps non profilés. Le tableau (E.7) de l'Eurocode 1-4-Annexe E (Figure 17) compile les valeurs de pentes des coefficients aérodynamiques de prismes à base rectangulaire et autres sections à parois. Ces résultats doivent

être lus en considérant que le signe du coefficient d'instabilité en galop a_G tel que défini dans l'Eurocode [3] correspond à l'opposé de celui de la pente du coefficient de portance :

$$a_G = -\left(\frac{dC_z}{d\theta} + C_x\right) \quad (16)$$

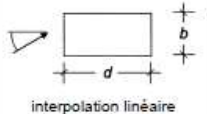
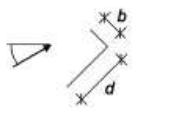
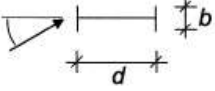
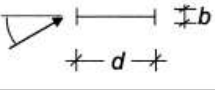
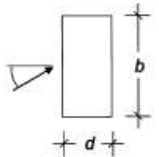
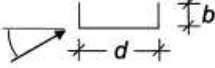
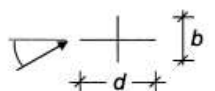
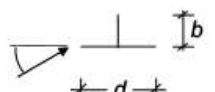
Section transversale		Coefficient d'instabilité en galop a_G	Section transversale		Coefficient d'instabilité en galop a_G
 interpolation linéaire	$d/b = 2$	2		$d/b = 2$	0,7
	$d/b = 1,5$	1,7		$d/b = 2,7$	5
	$d/b = 1$	1,2		$d/b = 5$	7
 interpolation linéaire	$d/b = 2/3$	1		$d/b = 3$	7,5
	$d/b = 1/2$	0,7		$d/b = 3/4$	3,2
	$d/b = 1/3$	0,4		$d/b = 2$	1
NOTE Les extrapolations du coefficient a_G en fonction de d/b ne sont pas admises.					

Figure 17. Coefficient d'instabilité en galop (Equ. 16), reproduit de l'Eurocode 1-4 [3]

1.6.2. Décollement de l'écoulement

Dans la couche limite, les phénomènes visqueux sont importants (voir la définition du nombre de Reynolds). En progressant le long de la surface de l'obstacle, le fluide est ralenti et l'épaisseur de la couche limite augmente progressivement. La forme du profil de vitesse change également, et il est possible que sous l'effet de gradients de pression adverses son signe s'inverse (Figure 18). Le point associé est appelé point de séparation ou de décollement de la couche limite. A partir de ce point, et jusqu'à un éventuel point de rattachement, on dit que celle-ci est décollée.

Le décollement de la couche limite répond à trois critères principaux :

- La valeur du nombre de Reynolds : lorsqu'elle est grande, les forces inertielles dominent et les décollements sont moins probables. Au contraire, pour les faibles valeurs du nombre de Reynolds, la concurrence des forces visqueuses favorise les décollements.

- La nature de la couche limite : les couches limites turbulentes sont davantage chargées en énergie (elles contiennent plus de quantité de mouvement) que les couches limites laminaires. Pour cette raison, plus un écoulement est turbulent plus il a de chance de résister aux décollements.
- La géométrie de la surface de l'obstacle : si la couche limite reste assez facilement attachée à la surface des ailes profilées à faible incidence, les arêtes vives caractéristiques des corps mal profilés provoquent systématiquement son décollement. Cet effet est beaucoup plus fort que les deux précédents.

C'est en raison de ce dernier point, qu'il n'est pas systématiquement nécessaire de respecter l'analogie de Reynolds pour l'étude des tabliers de ponts en soufflerie. En effet, les arêtes vives de leurs sections peuvent contraindre les décollements de la couche limite à des positions bien établies, et cela indépendamment de la valeur du nombre de Reynolds (si $Re > 10^4$).

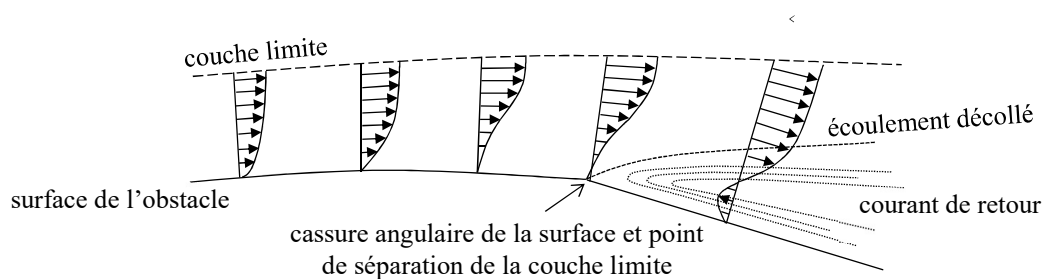


Figure 18. Le décollement de la couche limite d'un écoulement d'air à la surface d'un obstacle

Une fois l'écoulement décollé il peut se rattacher, soit au niveau d'un point aval de la surface, soit dans son sillage. Généralement cela dépend également des conditions aérodynamiques (valeurs du nombre de Reynolds et turbulence de l'écoulement) et de la géométrie de l'obstacle. Le cas d'un cylindre à base rectangulaire pour lequel la couche limite se décolle au niveau du bord d'attaque est présenté sur la Figure 19. En faisant varier l'un ou l'autre de ces paramètres, on obtient des décollements qui se rattachent à des points différents des sections ou du sillage. Un décollement de la couche limite qui se produit dans un écoulement fortement turbulent a davantage de facilité à se rattacher.

L'apparition d'un décollement de la couche limite à la surface d'un objet a pour conséquence de brutalement perturber l'équilibre des forces de pressions et donc des efforts aérodynamiques. C'est pourquoi ces derniers sont fonction de la position du point de décollement et du point de rattachement de l'écoulement. La turbulence du vent et la valeur du nombre de Reynolds sont donc des paramètres importants de la mesure des paramètres aérodynamiques des sections.

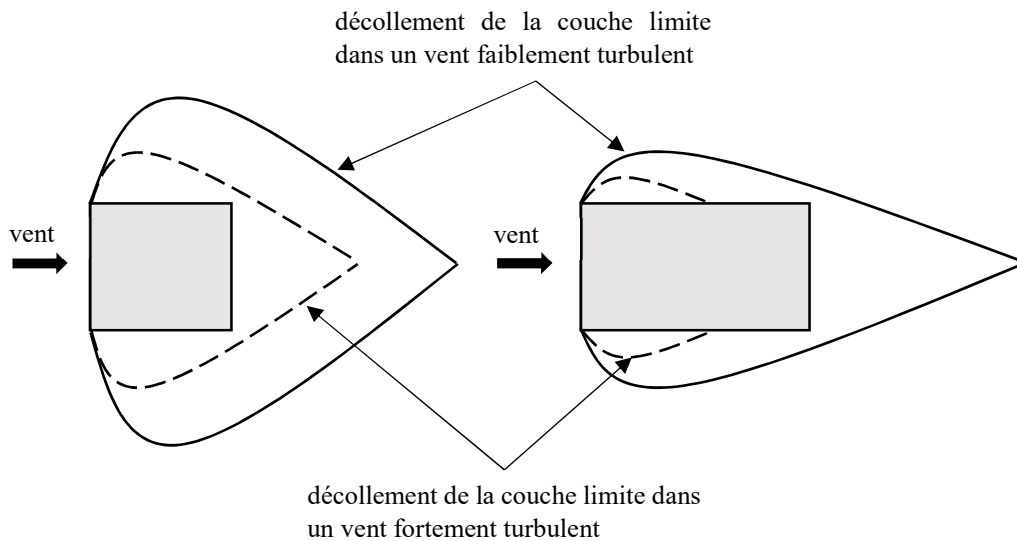


Figure 19. Le décollement de la couche limite sur des corps non profilés : cylindres à base carrée et rectangulaire, en condition de vent moyen et turbulent.

1.7. Introduction à l'aéroélasticité

Lorsque les mouvements de la structure deviennent importants, ses déplacements influent sur les effets aérodynamiques. L'action du vent devient alors instationnaire. Aussi, afin de déterminer les efforts dynamiques causés par le vent sur les structures mobiles ou déformables, il est nécessaire de tenir compte de leurs caractéristiques élastiques et inertielles. L'étude combinée des forces élastiques, d'inertie et aérodynamiques est appelée aéroélasticité.

1.7.1. Les propriétés aéroélastiques : raideur et amortissement ajouté

Les systèmes mécaniques étudiés en aéroélasticité sont caractérisés par leurs propriétés mécaniques, telles que leur masse, leur inertie, leur raideur et leur amortissement structurel. Il s'agit généralement d'ailes, de tabliers de ponts, de tours de grande hauteur, de toitures souples, de mats, de câbles ou de tout autre structure souple.

Lorsque ces systèmes déformables sont plongés dans un écoulement d'air de vitesse non nulle, certaines de leurs propriétés sont modifiées. Cet effet qualifié d'aéroélastique s'explique par le couplage des actions dynamiques du vent avec le mouvement. Les raideurs et les amortissements de ces systèmes sont enrichis de nouvelles participations d'origine aérodynamiques, pouvant être positives comme négatives. Les différences entre les raideurs et amortissements totaux constatés en présence de vent, et les raideurs et amortissements structurels, sont respectivement appelées raideurs et amortissements aéroélastiques ajoutés ou couplés (Figure 20). Ils sont notamment fonctions de la vitesse réduite.

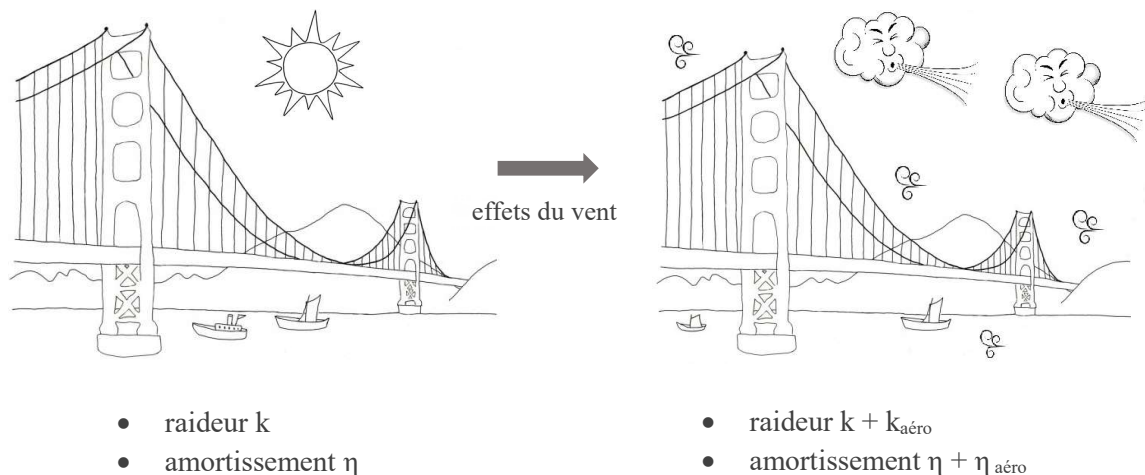


Figure 20. L'effet du vent sur les caractéristiques dynamiques des structures

Ce couplage rend possible des instabilités aéroélastiques. Pour des problèmes à un seul degré de liberté il en existe deux types. Si, sous l'effet du vent la raideur totale du système s'annule on parle de divergence (instabilité statique). La structure est alors très instable et suit une trajectoire dont l'amplitude croît rapidement et mène rapidement à sa ruine (Figure 21). Si l'amortissement s'annule on parle de flottement ou de galop. La structure oscille alors autour d'une position moyenne, et l'amplitude du mouvement augmente progressivement cycle après cycle. Cela peut éventuellement mener à la destruction de la structure. Il s'agit du phénomène mis en cause dans la ruine du pont de Tacoma en 1940. Généralement, il existe une oscillation de cycle limite au-delà de laquelle l'amplitude ne croît plus. Cela est dû aux non linéarités mécaniques (les frottements internes), géométriques, ou aérodynamiques (notamment le décrochage). Toutefois, l'amplitude de ce cycle limite est rarement compatible avec la résistance escomptée des matériaux, c'est pourquoi les flottements ne sont généralement pas acceptables et doivent être écartés lors de la conception.

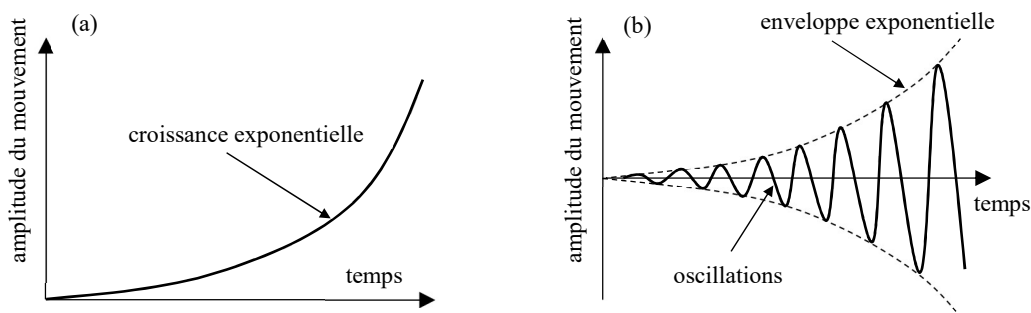


Figure 21. Les instabilités aéroélastiques, (a) : divergence, (b) : flottement

Il existe également une instabilité de flottement menaçant les systèmes à deux degrés de liberté. Celle-ci peut être déclenchée par la confusion des deux premiers modes en torsion et en flexion lorsque leurs fréquences propres respectives convergent suite à l'action du vent sur la raideur de la structure. Cette instabilité est appelée flottement couplé, ou encore flottement classique dans le domaine de l'aéronautique.

1.7.2. Equations aéroélastiques du mouvement des structures souples

Du point de vue mathématique, l'étude aéroélastique d'un système à deux degrés de liberté (Figure 22) revient à la recherche des solutions du système d'équations différentielles du mouvement couplées avec le vent. Ces équations introduisent l'interaction des effets structurels inertiels et élastiques avec les effets aérodynamiques :

$$m\ddot{z}(t) + 2m\omega_z\eta_z\dot{z}(t) + m\omega_z^2z(t) = L(\bar{U}, z, \dot{z}, \theta, \dot{\theta}) + L_b(t) \quad (17)$$

$$J\ddot{\theta}(t) + 2J\omega_\theta\eta_\theta\dot{\theta}(t) + J\omega_\theta^2\theta(t) = M(\bar{U}, z, \dot{z}, \theta, \dot{\theta}) + M_b(t) \quad (18)$$

Où : m , J , ω_z , ω_θ , η_z , et η_θ sont : la masse linéique, l'inertie de torsion linéique, la pulsation du mode de flexion, la pulsation du mode de torsion, l'amortissement du mode de flexion et l'amortissement du mode de torsion. $L(\bar{U}, z, \dot{z}, \theta, \dot{\theta})$ et $M(\bar{U}, z, \dot{z}, \theta, \dot{\theta})$ sont les efforts exercés par le vent sur la structure induits par son mouvement. M_b et L_b les efforts exercés par le vent turbulent sur la structure supposés indépendants de son mouvement.

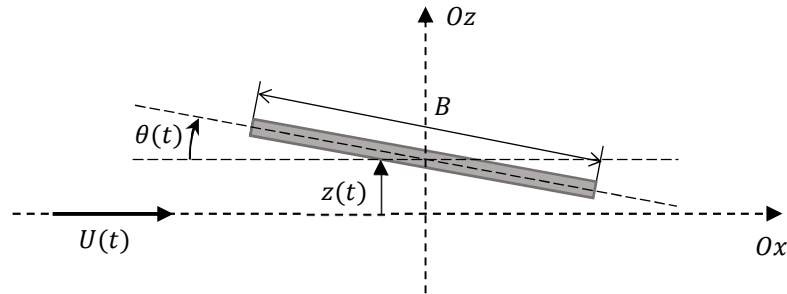


Figure 22 : section quelconque en mouvement à deux degrés de liberté en flexion-torsion

Afin de mobiliser le couplage entre effets mécaniques et aérodynamiques, il est nécessaire que la souplesse du système soit suffisante, de façon à ce que l'amplitude des oscillations induise une réponse aérodynamique. Toutefois, l'analyse de stabilité avec un modèle linéaire ne reste valable que pour de faibles amplitudes. Bien que ces deux critères semblent contradictoires on retrouve notamment de telles caractéristiques réunies dans le champ de l'aéronautique avec les ailes, de l'industrie avec les cheminées (Figure 23), de l'énergie avec les pales des turbines et des éoliennes ou les lignes hautes tensions, de l'aménagement avec les mâts de candélabres et de panneaux de signalisation, et enfin du génie-civil avec les tabliers des grands ponts. En effet, compte tenu de la longueur des portées atteintes par les structures modernes de ponts suspendus ou à haubans, les déplacements verticaux et angulaires des tabliers de ces ouvrages peuvent être

d'amplitudes importantes. Toutefois, les événements récents observés sur le pont de Volgograd en Russie élargissent le champ des structures concernées par les effets dynamiques du vent (Figure 23). Ce tablier caisson métallique constitué de travées de 155 m, est nettement plus raide qu'un pont suspendu ou haubané conventionnel. Il a néanmoins encouru des oscillations verticales de 40 cm d'amplitude sous les effets du détachement tourbillonnaire [14], qui ont nécessité l'installation d'amortisseurs à masse accordée.



Figure 23. A gauche effondrement des tours de refroidissement à Ferrybridge (1965) reproduit de [15], à droite oscillations verticales du pont de Volgograd (2010) reproduit de [14]

Un des objectifs des modélisations aéroélastiques est de proposer une expression de la force de portance et du moment de tangage qui tiennent compte du couplage entre les effets du vent et le mouvement de la structure. Autrement dit, les modèles aéroélastiques doivent rendre compte des phénomènes d'amortissement et de raideur ajoutés. Généralement, ces modèles sont établis afin de traiter des effets du vent moyen. La réponse turbulente étant souvent intégrée à posteriori et supposée découplée du mouvement de la structure.

1.7.3. Théorie quasi-statique du comportement aéroélastique des structures

Les représentations quasi-statiques des effets dynamiques du vent sont utilisées dans plusieurs champs de l'ingénierie. Dans le domaine des ouvrages d'art elles permettent notamment de bien reproduire la réponse vibratoire au vent turbulent, mais également de prévoir la vitesse critique de certaines instabilités (comme le galop ou la divergence).

La théorie quasi-statique [16] résulte de la séparation des échelles de temps caractéristiques du mouvement de la structure (sa période) et des phénomènes aérodynamiques (le temps de parcours fluide B/\bar{U}). Elle est généralement associée aux valeurs élevées de la vitesse réduite. Au cours du temps caractéristique de l'écoulement B/\bar{U} on pourra donc considérer que la structure ne bouge pas ou que sa vitesse de déplacement est constante. Dès lors, il est possible de se remmener à un problème stationnaire, pour lequel l'écoulement et le chargement aérodynamique s'adaptent instantanément aux positions et aux vitesses de la structure. Les efforts exercés par le vent peuvent alors être complètement déterminés à l'aide des coefficients aérodynamiques.

L'expression instationnaire et quasi-statique des efforts aéroélastiques prend alors la forme suivante :

$$L = \frac{1}{2} \rho U^2 S C_L \{\alpha(t)\} \quad (19)$$

$$M = \frac{1}{2} \rho U^2 S B C_M \{\alpha(t)\} \quad (20)$$

Où $\alpha(t)$ est l'incidence apparente du vent déterminée relativement au mouvement de la structure. En général elle dépend de la position et de la vitesse de la section : $\alpha(t) = \alpha(z, \dot{z}, \theta, \dot{\theta})$.

1.7.4. Théorie des ailes minces

Dans les années 1930 Theodorsen [17] a mis au point une théorie de l'aérodynamique instationnaire pour un profil mince en mouvement de petites oscillations harmoniques dans un flux d'air incompressible. Son travail est basé sur la théorie des écoulements à potentiel de vitesse qui découle des équations de Navier-Stokes lorsque les conditions suivantes sont vérifiées :

- L'écoulement est irrotationnel,
- le fluide n'est pas visqueux,
- il n'y a pas d'action externe (flux de chaleur, électromagnétisme, gravité ...).

Dans la théorie des ailes minces l'expression des efforts aéroélastiques contient à la fois des termes circulatoires et non circulatoires. C'est-à-dire des termes qui traduisent l'adaptation de la circulation de l'écoulement autour de l'aile due aux mouvements de la structure, et d'autres qui tiennent compte d'effets d'inertie et de masse ajoutée. Les termes circulatoires se distinguent des autres par l'utilisation de la fonction complexe de Theodorsen $C(k)$ dont les parties réelles $F(k)$ et imaginaires $G(k)$ sont tracées en fonction de la demi pulsation réduite $k = K/2$ sur la Figure 24.

Pour un mouvement harmonique de flexion, la force de portance et le moment de tangage prévus par la théorie des ailes minces valent :

$$L = \pi \rho B \bar{U} C(k) \dot{z} - \pi \rho \bar{U}^2 k^2 z \quad (21)$$

$$M = \frac{\pi}{4} \rho B^2 \bar{U} C(k) \dot{z} \quad (22)$$

De même, pour un mouvement de torsion simple autour d'un axe de rotation fixé au niveau de la demi-corde de la section de l'aile :

$$L = \frac{\pi \rho B^2 \bar{U}}{4} \dot{\theta} + \pi \rho B \bar{U}^2 C(k) \left[\frac{B \dot{\theta}}{4 \bar{U}} + \theta \right] \quad (23)$$

$$M = \frac{\pi}{4} \rho B^2 \bar{U}^2 C(k) \left[\frac{B \dot{\theta}}{\bar{U}} + \theta \right] - \frac{\pi}{16} \rho B^3 \bar{U} \dot{\theta} + \frac{\pi}{32} \rho B^2 \bar{U}^2 k^2 \theta \quad (24)$$

En comparant les expressions de ces deux efforts on obtient les points d'applications des différents termes de la portance :

- Le terme en $\frac{\pi \rho B^2 \bar{U}}{4} \dot{\theta}$ s'applique au $\frac{3}{4}$ de corde
- Le terme proportionnel à $C(k)$ au $\frac{1}{4}$ corde
- Le terme de moment $\frac{\pi}{32} \rho B^2 \bar{U}^2 k^2 \theta$ est un terme de couple pur (sans portance associée)

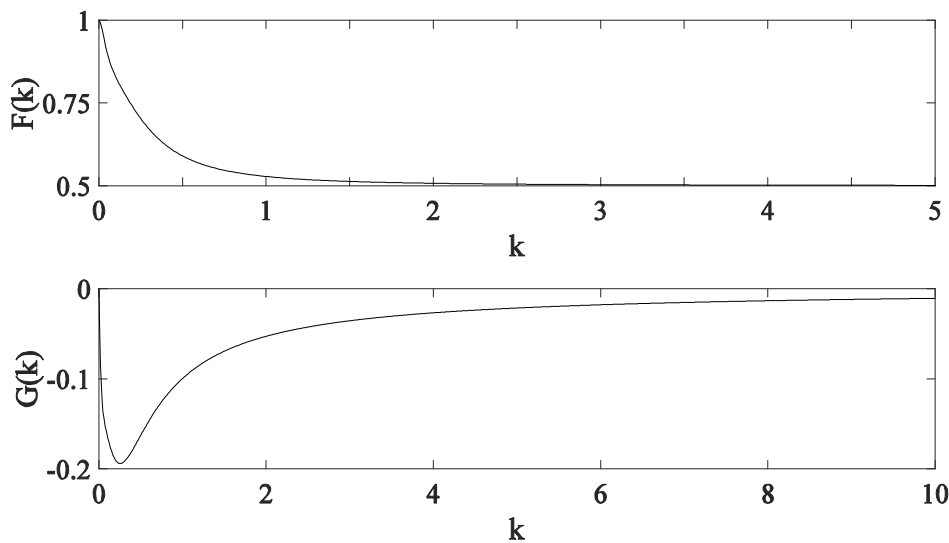


Figure 24. Parties réelles et imaginaires de la fonction de Theodorsen

La partie circulatoire des efforts aéroélastique prévue par la théorie des ailes minces de Theodorsen coïncide avec l'approche développée simultanément par Wagner [18] [12] en Allemagne. Celle-ci part du principe qu'une petite variation de la vitesse verticale du point de la section de l'aile situé au $\frac{3}{4}$ de corde $w_{3/4}(s)$ provoque une variation de la force de portance :

$$dL(s) = \frac{1}{2} \rho B \bar{U}^2 2\pi \frac{w_{3/4}(s)}{\bar{U}} \varphi(s) \quad (25)$$

Où $\varphi(s)$ est la fonction de Wagner (Figure 25), généralement exprimée dans l'échelle de temps réduit $s = \bar{U}t/B$ qui n'est autre que le temps adimensionné par le temps caractéristique de parcours fluide (Figure 13). Notons que le terme 2π est souvent assimilé à la valeur de la pente C'_L du coefficient de portance d'une aile à incidence nulle. En outre, le mouvement du $\frac{3}{4}$ de corde inclue des termes de translation et de rotation, ainsi dans le cas général d'une aile en flexion-torsion autour d'un axe fixé à la demi-corde :

$$w_{3/4}(s) = \bar{U} \left(\theta + \frac{2\dot{z}}{B} + \frac{\dot{\theta}}{2} \right) \quad (26)$$

La pondération des efforts par φ traduit le fait que le fluide a besoin d'un certain temps d'adaptation afin de retrouver un état stationnaire lorsque son écoulement est modifié par un mouvement de la plaque mince. On observe ainsi sur l'allure de la fonction de Wagner tracée en fonction du temps réduit (Figure 25) que seulement la moitié de l'effort définitif est appliqué initialement (c'est-à-dire à l'instant du mouvement), et que le reste s'instaure progressivement. Ainsi, contrairement à l'approche quasi-statique présentée précédemment, la théorie des ailes minces introduit naturellement le phénomène de mémoire de l'écoulement.

En s'appuyant sur le principe de superposition qui tient si $w_{3/4}$ est petit, on peut calculer la partie circulatoire de la force de portance par une superposition de Duhamel pour un mouvement de flexion-torsion arbitraire initié lorsque $s = 0$:

$$L(s) = \frac{1}{2} \rho B \bar{U} 2\pi \left\{ w_{3/4}(0) \varphi(s) + \int_0^s \varphi(s-\sigma) w'_{3/4}(\sigma) d\sigma \right\} \quad (27)$$

Et lorsque la portance s'applique au $1/4$ de corde (ce qui est le cas de la partie circulatoire).

$$M(s) = \frac{1}{2} \rho B \bar{U} \frac{\pi}{2} \left\{ w_{3/4}(0) \varphi(s) + \int_0^s \varphi(s-\sigma) w'_{3/4}(\sigma) d\sigma \right\} \quad (28)$$

Où la ' désigne la dérivée par rapport au temps réduit. Sachant que l'expression exacte de la fonction de Wagner [12] vaut :

$$\varphi(s) = 1 - \int_0^\infty [(K_0 - K_1)^2 + \pi^2(I_0 + I_1)^2]^{-1} e^{-xs} x^{-2} dx \quad (29)$$

Avec K_0 , K_1 , I_0 et I_1 les fonctions de Bessel modifiées du premier et second ordre.

Toutefois une expression approchée proposée par Jones [12] de la fonction de Wagner couramment utilisée vaut :

$$\varphi(s) = 1 - 0,165e^{-0,091s} - 0,335e^{-0,6s} \quad (30)$$

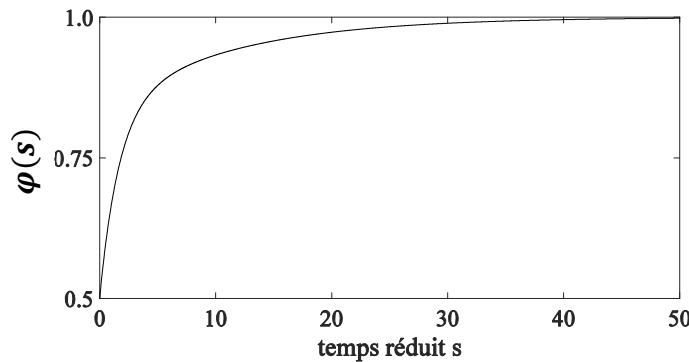


Figure 25. L'allure de la fonction de Wagner

La fonction complexe de Theodorsen $C(k)$ s'obtient par transformée de Fourier inverse de la fonction de Wagner, et réciproquement [19] :

$$C(k) = ik \int_0^{\infty} \varphi(s) e^{-iks} ds \quad \text{ou bien} \quad \varphi(s) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{C(k)}{k} e^{iks} dk \quad (31)$$

Qu'elle soit exprimée selon l'une ou l'autre des approches équivalentes de Theodorsen ou de Wagner, la théorie des ailes minces s'applique exclusivement aux écoulements conformes aux hypothèses de la théorie des écoulements à potentiel de vitesse. Ainsi, si elle convient a priori à l'étude des ailes autour desquelles l'écoulement non décollé, elle n'est généralement pas adaptable au cas des corps non profilés tels que les tabliers de ponts.

A la même époque, Küssner a étudié sous les mêmes hypothèses, le problème sensiblement différent d'une aile mince en vol stationnaire pénétrant une rafale verticale uniforme [20]. Les efforts générés par ce chargement valent alors :

$$L_{Raf}(s) = \frac{1}{2} \rho B \bar{U}^2 2\pi \left[\psi(0) \frac{w(s)}{\bar{U}} + \int_0^s \frac{w(\sigma)}{\bar{U}} \psi'(s - \sigma) d\sigma \right] \quad (32)$$

$$M_{Raf}(s) = \frac{1}{2} \rho B^2 \bar{U}^2 \frac{\pi}{2} \left[\psi(0) \frac{w(s)}{\bar{U}} + \int_0^s \frac{w(\sigma)}{\bar{U}} \psi'(s - \sigma) d\sigma \right] \quad (33)$$

Où $s = \bar{U}t/B$ est le temps réduit et ψ est la fonction de Küssner dont une expression approchée est donnée par Jones pour une aile mince [12]. Notons que dans cette expression (Eq. 34) $\psi(0) = 0$, ce qui signifie qu'à l'instant auquel la rafale entre en contact avec l'aile, aucun effort aérodynamique n'est exercé. La réaction de l'aile est donc totalement différée. L'approche de Küssner est particulièrement utile pour traiter la réponse des ailes soumises aux sollicitations du vent turbulent [21].

$$\psi(s) = 1 - 0,5e^{-0,26s} - 0,5e^{-2s} \quad (34)$$

1.8. Détachement tourbillonnaire

Des tourbillons peuvent être générés alternativement le long de l'intrados et de l'extrados des structures non profilées plongées dans un écoulement d'air de vitesse moyenne \bar{U} . Ceux-ci sont convoyés par l'écoulement le long des sections et libérés en aval. Ils représentent alors une source supplémentaire d'efforts aérodynamiques entrant en interaction avec le mouvement des structures. Ce phénomène exerce une excitation périodique qui peut provoquer des oscillations transversales et longitudinales. Le couplage avec le mouvement est maximal lorsque la fréquence de libération des tourbillons coïncide avec une fréquence naturelle de vibration de l'obstacle. La fréquence naturelle du détachement tourbillonnaire f_{vs} , c'est-à-dire le nombre de tourbillons créés par unité de temps et le nombre de Strouhal sont reliés par la formule suivante :

$$f_{vs} = \frac{\bar{U} St}{D} \quad (35)$$

Néanmoins, la faculté de l'écoulement à générer des tourbillons est en rapport avec l'amplitude des oscillations de la structure. Aussi, lorsque celles-ci deviennent trop grandes, le phénomène cesse. Il existe de nombreux modèles théoriques qui permettent de prendre en compte cette caractéristique, impliquant notamment l'utilisation d'oscillateurs non linéaires de Van Der Pol (Oscillateur à portance modifiée [22], oscillateur non linéaire [23], oscillateur linéaire amélioré [24]).

Dans l'Eurocode 1-4 [3] le phénomène de détachement tourbillonnaire est abordé dans la partie E1 de l'Annexe E. Contrairement au reste de cette annexe informative, la partie E1 est rendue normative par l'annexe nationale [4]. La vitesse critique de détachement tourbillonnaire est déterminée par la formule (E.2) équivalente à l'équation (35) :

$$v_{crit,i} = \frac{b n_{i,y}}{S_t} \quad (36)$$

Où $b = D$ est la largeur de référence de la section transversale sur laquelle se produit le détachement tourbillonnaire. $n_{i,y}$ est la fréquence propre du mode i considéré en flexion perpendiculairement au vent.

Les formules (E.7) et (E.13) correspondent à deux méthodes proposées pour calculer l'amplitude des déplacements de la structure. Toutefois, le concepteur est dispensé d'investigation complémentaires si :

$$v_{crit,i} > 1,25 v_m \quad (37)$$

Où v_m est la vitesse moyenne sur 10 minutes caractéristique du vent sur site.

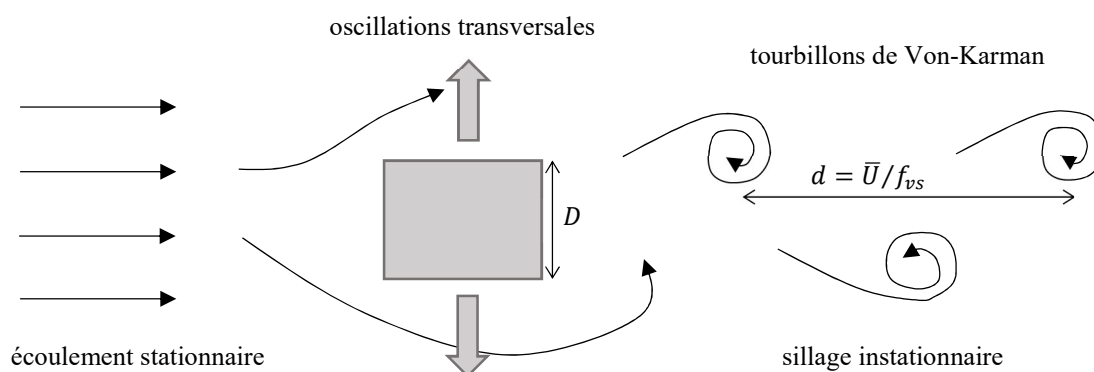


Figure 26. Le détachement tourbillonnaire autour d'une section rectangulaire

L'observation montre que le détachement tourbillonnaire peut se manifester à des vitesses de vent qui ne correspondent pas exactement à celle déterminée par le nombre de Strouhal. Il s'agit de l'effet lock-in. Le détachement de tourbillons de Von-Karman est alors contrôlé par la fréquence naturelle de la structure, même si les variations de la vitesse du fluide devraient l'en éloigner (Figure 27). Le phénomène d'accrochage, ou lock-in, ne peut se produire que pour des fréquences proches de la résonance.

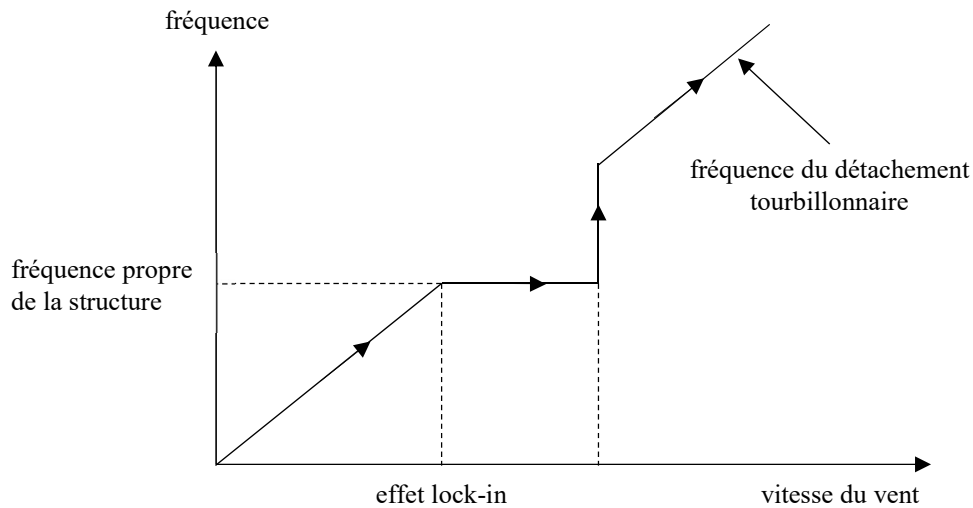


Figure 27. L'évolution de la fréquence du détachement tourbillonnaire en fonction de la vitesse du vent

Les structures concernées par le phénomène de détachement tourbillonnaires possèdent des sections transversales d'allongement faible ou modéré, et sont généralement légères et faiblement amorties (nombre de Scruton faible à modéré).

En pratique il existe des dispositifs permettant de limiter l'effet du détachement tourbillonnaire sur les structures du génie-civil. Ainsi, il est courant de disposer des écrans déviateurs du vent au niveau du bord d'attaque des tabliers de ponts (Figure 28(a)). Ceux-ci limitent le sillage tourbillonnaire par un meilleur profilage de la section et une réduction des effets de détachements au niveau des arrêtes [25] [26]. De même, les gaines des câbles de suspension ou de haubanage, ou encore les cheminées peuvent être munies d'ailettes qui déstructurent spatialement le sillage tourbillonnaire réduisant leur corrélation spatiale et donc l'amplitude de l'excitation (Figure 28(b)).

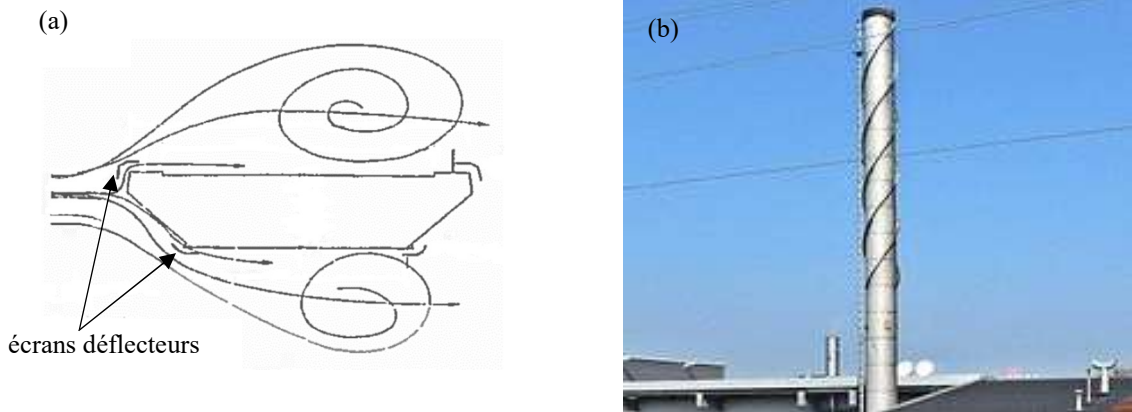


Figure 28. (a) Les déflecteurs du pont de Saint-Nazaire – partiellement reproduit de [25]. (b) Un dispositif hélicoïdal anti détachement tourbillonnaire sur une cheminée

1.9. Vibrations induites par la turbulence atmosphérique

Les perturbation temporelles du champ de vitesse du vent atmosphérique par rapport à sa moyenne \bar{U} sont appelées turbulences. On dit alors l'écoulement est turbulent. Elles se manifestent physiquement par des variations de la composante longitudinale du vent $u(t)$, et l'apparition de deux composantes transversales de moyennes nulles $v(t)$ et $w(t)$.

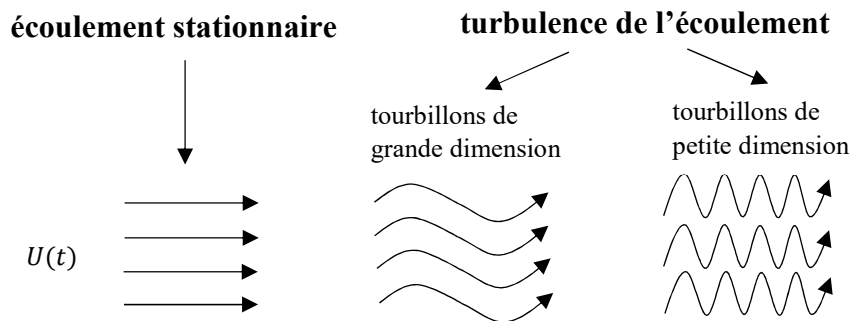


Figure 29. Les dimensions spatiales de la composante turbulente du vent

La turbulence du vent est définie par sa distribution fréquentielle (répartition des niveaux d'énergie par plage de fréquence des fluctuation de la vitesse), mais également par son échelle spatiale (Figure 29), c'est-à-dire la taille des tourbillons.

Du point de vue de l'interaction avec les structures, l'effet de la dimension spatiale de la turbulence se traduit sa cohérence, c'est-à-dire sa capacité à intéresser simultanément une grande surface de la structure. Plus la taille des tourbillons est grande, plus le champ de vitesse du vent à deux points distincts de la structure aura de chance d'être en phase, et donc de causer des vibrations de plus grande amplitude.

Dans le domaine fréquentiel, c'est la coïncidence de la fréquence propre de la structure avec un niveau chargé en énergie du spectre du vent turbulent qui pourra déclencher un phénomène de résonance.

Il existe deux approches concurrentes qui visent la modélisation des effets du vent turbulent.

L'approche modale stochastique est actuellement la méthode la plus utilisée pour le calcul des ponts, c'est également la plus économique en temps de calcul. Le programme PCP développé par le Cerema propose cette option [27]. Cette approche est basée sur plusieurs hypothèses dont les principales sont les suivantes :

- L'analyse modale est permise par le comportement linéaire de la structure.
- L'hypothèse quasi-statique du comportement aérodynamique vis-à-vis des charges de vent turbulent doit être valide.
- Une relation linéaire doit exister entre les composantes turbulentes du vent et les efforts aérodynamiques exercés.

Alors, connaissant les propriétés statistiques de la turbulence (Figure 6), on peut déterminer celles des forces aérodynamiques qui s'exercent sur chaque élément du modèle structurel. On en déduit la densité spectrale de puissance des forces généralisées pour chaque mode étudié, puis la densité spectrale de la coordonnée généralisée correspondante. L'écart type de la réponse du mode est alors obtenue par intégration dans le domaine des fréquences (une propriété intéressante de la densité spectrale de puissance est que son intégrale dans le domaine fréquentiel vaut la variance du signal). La valeur maximale de la réponse est alors égale à la somme de sa valeur moyenne et de son écart type multiplié par un facteur de pointe, généralement compris entre 3 et 4 [28]. Davantage de détails relatifs à ce calcul appliqué aux ponts sont données dans le chapitre 2.

Il existe également des méthodes exprimées directement dans le domaine temporel. Leur utilisation nécessite de générer un signal de vent turbulent sur des périodes suffisamment longues pour être représentatives des phénomènes aérodynamiques en jeu (cette durée est de 10 minutes environ pour la turbulence atmosphérique), et qui respecte tous les paramètres statistiques du vent sur le site. Ce vent aléatoire est ensuite appliqué sur la structure par pas de temps via un modèle aéroélastique. Un traitement statistique des résultats fournit les valeurs moyennes et les écarts-types des déplacements de la structure. Par rapport à l'approche modale stochastique, cette méthode est plus consommatrice en temps de calcul [28]. En revanche, c'est la seule méthode qui permet de traiter correctement les non linéarités, aérodynamiques (coefficients aérodynamiques), de l'écoulement (rafales), des matériaux (plasticité), ou encore géométriques. Malgré le nombre important d'itérations qu'implique la prise en compte des non-linéarités et du nombre de calculs nécessaires pour permettre un traitement statistique des résultats, les moyens informatiques modernes permettent d'envisager leur mise en œuvre dans le domaine de l'ingénierie des bâtiments et des ouvrages d'art lorsque le contexte l'exige.

Chapitre 2 : Introduction à l'aéroélasticité des ouvrages d'art

2.1. Phénomènes aéroélastiques des structures du génie-civil

Dans ce chapitre, les différents phénomènes aérodynamiques et aéroélastiques présentés précédemment sont appliqués au cas particulier des ouvrages d'art. Les structures concernées sont bien sûr les plus souples et à même de se déformer sous l'effet du vent. Bien que les travaux développés dans cette thèse portent sur le comportement aéroélastique des tabliers, plusieurs autres parties des structures des ponts et passerelles sont susceptibles de réagir aux effets dynamiques du vent. Ainsi, les différents phénomènes physiques agissant sur les multiples structures du génie-civil sont rassemblés dans la Figure 30.

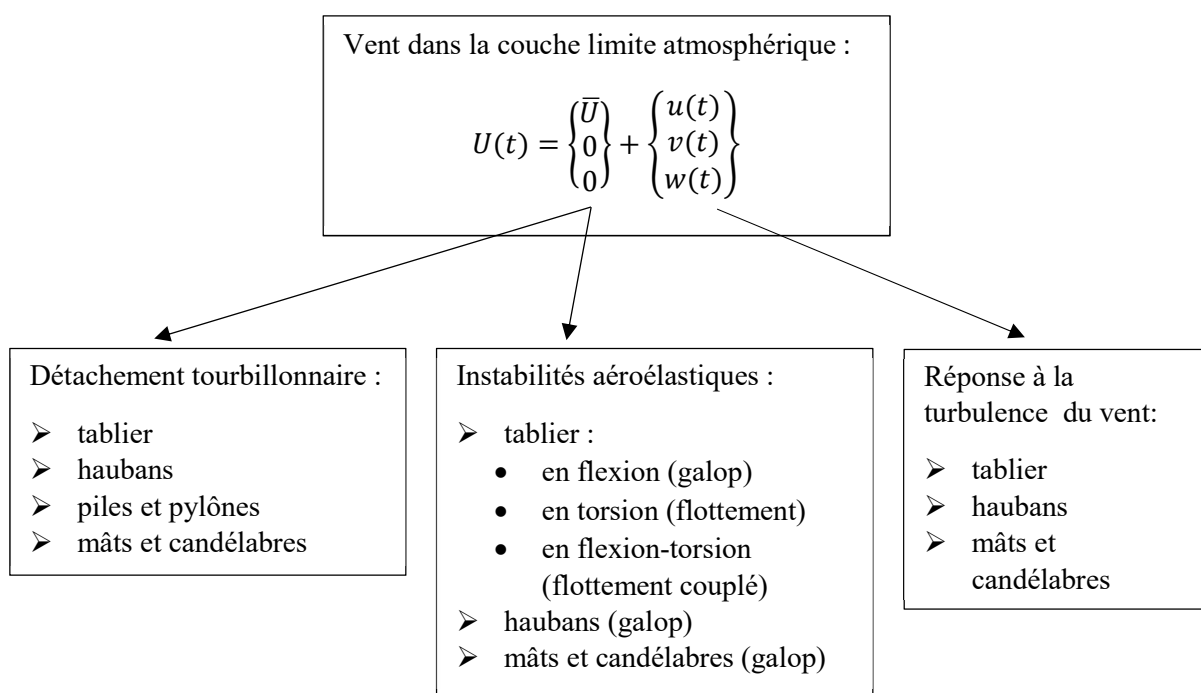


Figure 30. Les effets du vent sur les structures du génie-civil

2.2. Instabilités aéroélastiques des ouvrages d'art

2.2.1. Divergence en torsion

Le phénomène de divergence concerne les structures en mouvement de rotation autour d'un axe situé en aval du foyer aérodynamique, par exemple au niveau du centre de torsion d'un tablier (Figure 37). Il est observé lorsque le moment de tangage croît en fonction de l'angle d'incidence du vent. A partir d'une certaine vitesse, il peut arriver qu'il augmente plus vite que le moment de rappel élastique de la structure. La raideur totale en torsion devient alors négative. En effet, pour une section profilée ($C'_M > 0$) la raideur aérodynamique ajoutée du système varie proportionnellement à l'opposé du carré de la vitesse moyenne du vent. Ainsi, il existe une vitesse critique au-delà de laquelle aucune position d'équilibre n'est possible. L'amplitude du

mouvement de torsion suit alors une loi exponentielle strictement croissante. La ruine de la structure est immédiate. Il s'agit donc d'un processus particulièrement dangereux pour les ouvrages d'art, mais qui heureusement se ne produit que pour de très grande vitesse de vent (497 km/h pour le pont de Normandie). La vitesse critique de divergence des ponts peut être déterminée à l'aide d'un simple modèle quasi-statique plus largement décrit en annexes :

$$U_{divergence} = \sqrt{\frac{2J\omega_{\theta}^2}{\rho B^2 C'_M}} \quad (38)$$

Où $C'_M > 0$ est la pente du coefficient statique de tangage en fonction de l'angle d'incidence du vent (Figure 14). Si $C'_M < 0$, la structure étudiée n'est pas sujette au phénomène de divergence en torsion.

Dans l'Eurocode 1-4 [3] la divergence en torsion est abordée dans la partie informative E.4 de l'annexe E. La vitesse critique de divergence v_{div} proposée dans la formule (E.24) est équivalente à celle de l'équation (38). L'Eurocode préconise de vérifier la condition :

$$v_{div} > 2v_m \quad (39)$$

Où v_m est la vitesse moyenne sur 10 minutes caractéristique du vent.

2.2.2. Galop

Le galop est une instabilité aéroélastique à un degré de liberté, de direction transverse à celle du vent (Figure 31), qui peut apparaître sur les éléments de structure de sections transversales asymétriques. Dans le cas des tabliers de ponts il s'agit d'une instabilité en flexion. Plus généralement, elle se manifeste par l'apparition d'oscillations orthogonales ou quasiment orthogonales à la direction de l'écoulement. Elle apparait couramment sur les lignes électriques à hautes tensions dont la symétrie de révolution est brisée par l'accumulation de gel en sous-face [29] [30]. Il est également possible de l'observer sur les haubans longs ou les câbles de suspension des ponts en conditions pluvieuses lorsque l'écoulement du filet d'eau dessine une dissymétrie de leurs sections [31]. On peut également observer du galop horizontal sur des structures verticales souples comme des mâts [32] [33], ou des candélabres (Figure 33).

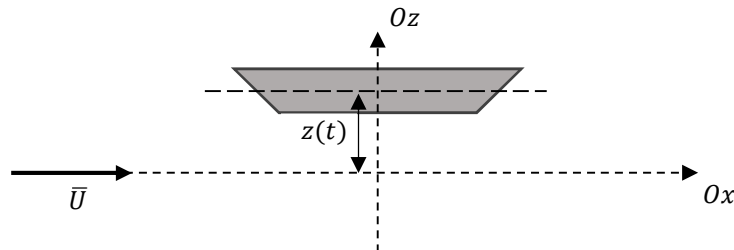


Figure 31. Un tablier sollicité en flexion simple par un vent moyen

L'apparition d'un terme aéroélastique d'amortissement ajouté, potentiellement négatif est responsable du galop. Comme la divergence, le galop vertical des ponts peut être abordé par la théorie quasi-statique. La résolution détaillée de ce problème est présentée en annexes. La vitesse critique à partir de laquelle l'instabilité est déclenchée vaut :

$$U_{Galop} = \frac{-4m\omega_z \eta_z}{\rho BC'_z} \quad (40)$$

Où C'_z est la pente du coefficient statique de portance.

En général, les ponts profilés, et même certains ponts non profilés comme le pont de Tacoma ont un coefficient C'_z positif en raison de l'allongement important de leur section. Ils ne sont donc pas sujets à l'instabilité de galop. Néanmoins ce n'est pas le cas des sections prismatiques carrées, rectangulaires ou polygonales, des mâts, des candélabres, ou des portiques de signalisation routiers, ou encore des gaines de haubans non circulaires. Les piles et pylônes dont les sections ne sont pas profilées devraient également être vulnérables au risque de galop. Cependant, en pratique les grandes raideur et masse de ces structures conduisent à des vitesses critiques suffisamment élevées pour les protéger de cette instabilité. En revanche, les passerelles à la structure plus souple, légère, et peu profilée, sont plus particulièrement vulnérables (Figure 32).

Dans l'Eurocode 1-4 [3] le galop est abordée dans la partie informative E.2 de l'annexe E. La vitesse critique d'instabilité au galop v_{CG} proposée dans la formule (E.18) est équivalente à celle de l'équation (40), en intervertissant C'_z et $[-a_g = (C'_z + C_x)]$ afin de tenir compte de l'influence de la force de trainée. L'Eurocode préconise de vérifier les conditions :

$$v_{CG} > 1,25v_m \quad (41)$$

$$0,7 > \frac{v_{CG}}{v_{crit}} > 1,5 \quad (42)$$

Où v_m est la vitesse moyenne sur 10 minutes caractéristique du vent. Et v_{crit} la vitesse de détachement tourbillonnaire. Le respect de la seconde condition permet d'éviter le risque de concomitance et de couplage du galop avec un éventuel détachement tourbillonnaire.

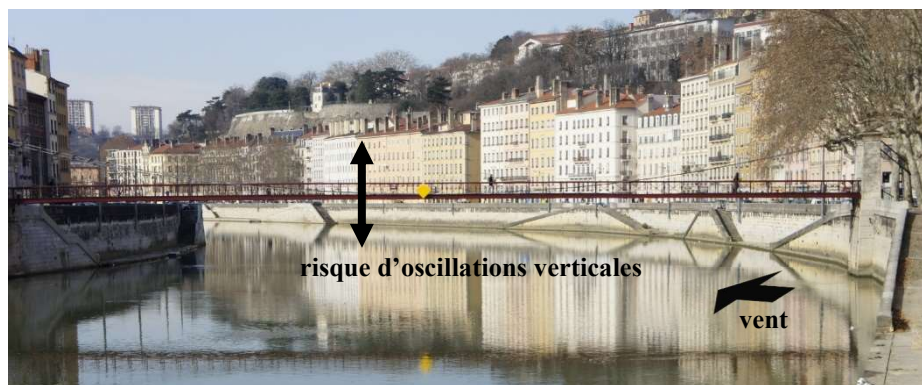


Figure 32. La passerelle suspendue sur la Saône à Lyon



Figure 33. Un exemple de galop de candélabres

2.2.3. Flottement à deux degrés de liberté par confusion de fréquences

Contrairement aux instabilités citées précédemment, le flottement couplé, ou flottement par confusion de fréquence, ou encore flottement classique, agit sur les systèmes à deux degrés de liberté (Figure 22). Les effets aéroélastiques provoquent un couplage entre les mouvements de flexion et de torsion, même lorsque ces derniers sont structurellement indépendants (c'est-à-dire lorsque les fréquences propres des modes de torsion et de flexion sont suffisamment éloignées). Les positions transversales du centre de gravité et du centre de torsion des ponts sont généralement confondues. Il n'y a pas de couplage structurel. Le couplage est donc purement aérodynamique (Figure 34).

Les méthodes analytiques développées pour prévoir le flottement classique des profils d'ailes ne sont généralement pas applicables pour les ponts. Elles permettent toutefois de comprendre la physique de ce phénomène. Le couplage entre les fréquences aéroélastiques du système couplé dépend de la vitesse de du vent. En deçà de la vitesse critique, les deux réponses en flexion et en torsion sont bien dissociées, et si elles sont amorties les oscillations sont stables.

Les fréquences aéroélastiques évoluent sous l'effet du chargement aérodynamique (Figure 34), jusqu'au point de jonction où elles se confondent. En général, la fréquence du mode dominé par la torsion diminue alors que la fréquence du mode dominé par la flexion reste pratiquement constante. La position de ce point de confusion des deux fréquences correspond à l'apparition d'une branche de comportement instable du système. La vitesse du vent correspondant à ce point est appelée vitesse critique de flottement couplé U_{fc} .

Lorsque le moment de tangage augmente en fonction de l'incidence du vent ($C'_M > 0$), le flottement couplé ne peut se manifester que si la fréquence propre (c'est-à-dire sans vent) de la structure en torsion est supérieure à sa fréquence propre en flexion, ce qui est habituellement le cas des tabliers de ponts. Néanmoins, en règle générale les fréquences propres en flexion et en torsion des tabliers de ponts sont suffisamment éloignées pour que la valeur de la vitesse critique soit très grande. Un ratio minimum de 1,4 entre ces fréquences propres est conseillé dans la littérature technique [28]. Sachant que pour le pont de Normandie ce rapport des fréquences propres vaut 3,1 et pour le viaduc de Millau il est égal à 4,6.

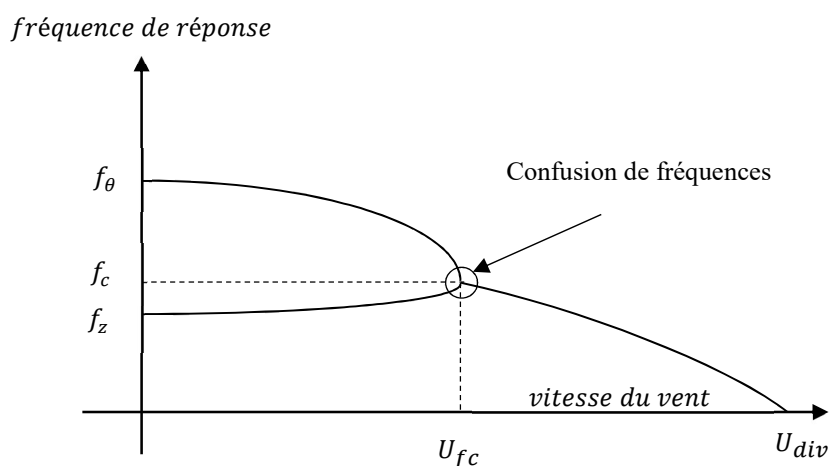


Figure 34. L'évolution des fréquences de réponse en fonction de la vitesse du vent

Une première approche quasi-statique et négligeant l'amortissement du système (aussi bien structural qu'aérodynamique) conduit à l'expression simplifiée de la vitesse critique de flottement couplée et aux applications numériques suivantes :

$$U_{fc}^2 = \frac{2J(\omega_\theta^2 - \omega_z^2)}{\rho B^2 C'_M} \quad (43)$$

Cas du pont de Tacoma :

Les caractéristiques mécaniques approximatives du pont de Tacoma valent :

$$B = 11,88 \text{ m} ; J = 1,065 \cdot 10^5 \text{ kg} \cdot \text{m} ; f_z = 0,133 \text{ Hz} ; f_\theta = 0,170 \text{ Hz}$$

Et les valeurs des dérivées de flottement mesurées en soufflerie pour un Reynolds de 57 000 :

$$C'_z = 6,03 ; C'_M = -0,86$$

On remarque immédiatement que comme $f_\theta > f_z$ et $C'_M < 0$ il est impossible d'observer une instabilité par confusion de fréquences.

Cas du pont de Normandie :

Le pont de Normandie possède un tablier très bien profilé dont les caractéristiques mécaniques approximatives valent :

$$B = 21,2 \text{ m} ; m = 9,83 \text{ t/ml} ; J = 3,78 \cdot 10^5 \text{ kg} \cdot \text{m} ; f_z = 0,206 \text{ Hz} ; f_\theta = 0,632 \text{ Hz}$$

$$C'_z = 4,58 ; C'_M = 1,12$$

Les conditions d'apparition d'une instabilité par confusion de fréquences sont réunies, la vitesse limite calculée est cependant très largement supérieures aux vitesses de dimensionnement :

$$U_c = 129 \text{ m/s} = 464 \text{ km/h}$$

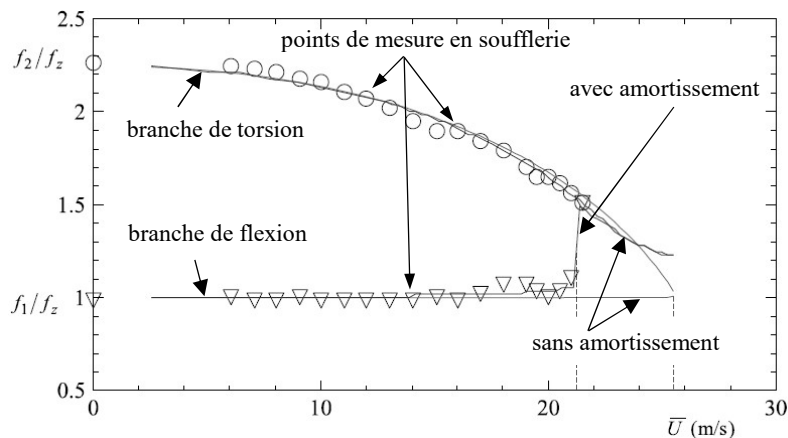


Figure 35. Simulation et mesure de l'évolution des fréquences de réponses en fonction de la vitesse du vent avec et sans amortissement d'une maquette du viaduc de Millau, reproduit de [21]

Notons que le fait de négliger l'amortissement n'est pas toujours sécuritaire. En effet, on observe expérimentalement et numériquement que l'introduction de l'amortissement a tendance à diminuer la vitesse critique par un effet de convergence précoce des fréquences de réponses en flexion et en torsion (Figure 35).

En outre, l'hypothèse quasi-statique ne se prête pas particulièrement bien à l'étude du flottement couplé des tabliers de ponts. Dans les modèles aéroélastiques généralement utilisés, les efforts dynamiques du vent sont des fonctions de la fréquence réduite, et donc indirectement de la vitesse de l'écoulement. Une approche itérative est alors nécessaire pour calculer la vitesse critique. Elle est initialisée pour une vitesse de vent nulle (et donc pour des fréquences de réponses de la structure coïncidant avec ses fréquences propres), puis l'effet du vent est introduit par pas de vitesse successifs jusqu'au point de confusion. Une étude du flottement couplé ne nécessitant pas de calcul itératif est présentée par Chen et al. [34]. La démarche des auteurs s'appuie sur une représentation hybride temps-fréquences des caractéristiques aéroélastiques des tabliers, dont les bases sont introduites dans les paragraphes suivants.

De plus, lorsque la vitesse du vent atteint des valeurs proches de la vitesse critique (à partir de 80% environ) ; il peut apparaître un phénomène indétectable par les méthodes fréquentielles usuelles. Il s'agit de l'amplification transitoire de l'énergie théorisée par Schmid et al. [35], et observée expérimentalement sur des ailes [36], puis sur les tabliers de ponts par Manzoor et al. [37]. Ce mécanisme qui provoque des oscillations sous-critiques d'amplitude importante peut éventuellement occasionner des dégâts de fatigue supplémentaires qui ne sont pas pris en compte par les démarches aéroélastiques traditionnelles. Néanmoins, Amandolese et al. ont montré qu'une approche numérique temporelle permet de capturer cette singularité [21].

L'Eurocode 1-4, dans la partie E.4 de l'annexe E, préconise d'éviter le flottement, et précise trois critères, qui, s'ils sont satisfaits, nécessitent la consultation d'un spécialiste. En pratique, ces conditions sont généralement vérifiées pour les tabliers de ponts.

- Le rapport hauteur sur largeur (D/B) de la structure n'excède pas 0,25.
- L'axe de torsion est perpendiculaire à la direction du vent et est situé à une distance supérieure à $B/4$ du bord d'attaque.
- La fréquence propre la plus basse correspond à un mode de torsion, ou bien la fréquence propre de torsion la plus basse est inférieure à deux fois la fréquence propre de flexion la plus basse.

2.2.4. Flottement de décrochage en torsion

Le flottement de torsion est l'homologue du galop pour les mouvements de rotation des tabliers de ponts (Figure 37). Il s'agit ainsi d'une instabilité par amortissement négatif à un degré de liberté. Contrairement au galop, il intéresse également les structures de sections symétriques. D'autre part, il n'existe pas de modèle analytique temporel en capacité d'appréhender le phénomène de flottement de torsion des ponts. Le flottement de torsion par amortissement négatif est connu pour être responsable de la destruction du pont de Tacoma Narrow aux États-Unis en 1940 (Figure 36). Le déclenchement du mécanisme impliquant plusieurs phénomènes aérodynamiques menant à l'instabilité de flottement a notamment été étudiée par Scanlan [1], Plaut [38], Larsen [39], et Ronne et al. [40].

L'étude du flottement de torsion intègre celle du décrochage dynamique qui se produit à fort angle d'attaque pour toutes géométries de sections, et celle de l'instabilité de torsion à faible

incidence des corps non profilés. Bien que les mécanismes physiques en jeu soient différents dans les deux cas, les ponts sont sensibles à ces deux phénomènes. Le premier est lié à l'inversion du signe de la pente du coefficient statique de tangage pour de grands angles d'incidence (Figure 15), typiquement supérieures à 12 degrés pour des tabliers bien profilés. Néanmoins, comme l'incidence du vent sur les ponts reste généralement inférieure à quelques degrés, le risque principal reste celui du flottement à faible angle d'attaque.



Figure 36. Le flottement de torsion du pont de Tacoma le jour de l'accident

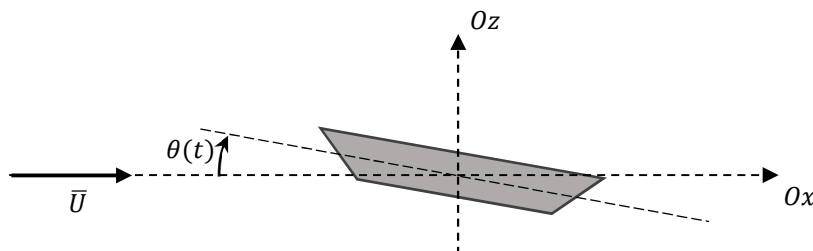


Figure 37. Un tablier de pont sollicité en torsion simple par un vent moyen

Dans l'Eurocode 1-4 [3] le flottement de décrochage en torsion est regroupé avec le flottement à deux degré de liberté sous l'appellation « flottement ». Les conditions réglementaires éditées au paragraphe précédent s'appliquent donc également dans ce cas.

Les premières études expérimentales et théoriques du phénomène de flottement à faible incidence portent sur le comportement en torsion des corps non profilés. Elles sont dues à Nakamura qui a étudié en soufflerie dans un écoulement laminaire les instabilités en torsion des prismes à sections rectangulaires de divers rapport d'aspect (ratio de la largeur sur l'épaisseur variant de 1 à 4) [41] [42]. Le principal résultat de ces travaux concerne l'influence de l'historique des déplacements de la structure sur le chargement aérodynamique. Il s'agit de l'effet d'adaptation de l'écoulement également appelé « fluid memory effect » [41], que

l'auteur juge indispensable pour expliquer le flottement. Bien qu'il constate que la théorie quasi-statique échoue généralement à prévoir le flottement de torsion (ce qui est normal car elle ne tient pas compte des mécanismes d'adaptation de l'écoulement), l'auteur a mis en évidence expérimentalement l'existence d'un rapport d'aspect particulier ($B/D = 2,8$) au-dessous duquel elle peut tout de même s'appliquer. Le critère de stabilité proposé : $C'_M > 0$ est alors similaire au critère de Den-Hartog pour le galop. Néanmoins, les sections transversales de tabliers de ponts présentent des rapport d'aspect largement supérieurs à 2,8 (et ne sont pas généralement pas rectangulaires). Par exemple le rapport de la largeur sur la hauteur vaut 5 pour le pont de Tacoma, et 6,9 pour le viaduc de Millau.

Pour arriver à ce résultat, Nakamura [42] propose de dissocier deux participation indépendantes aux efforts aéroélastiques. La première est induite par l'angle d'attaque instantanée de la section, la seconde par sa vitesse de rotation relative au vent. Cette décomposition qui sert de base à l'écriture de la majorité des modèles quasi-statiques [2] s'appuie sur le principe de superposition applicable pour un écoulement non décollé. L'étude de ces contributions montre que l'effet lié à l'angle d'attaque instantané domine au-delà d'une certaine vitesse réduite (compter environ 40/50 pour les prismes testés par Nakamura). En effet, on observe sur la Figure 38, que les amplitudes du coefficient instationnaire de moment de tangage mesuré lors d'un mouvement harmonique forcé de torsion convergent vers les valeurs analogues mesurées lors d'un mouvement de flexion pure (lors duquel la contribution du terme induit par la vitesse de rotation de la section est nulle). Dans ce cas, la théorie quasi-statique peut s'appliquer. Cependant, ce régime de vitesse réduite est beaucoup plus grand que celui dans lequel évoluent généralement les ponts, et les corps concernés sont beaucoup moins allongés.

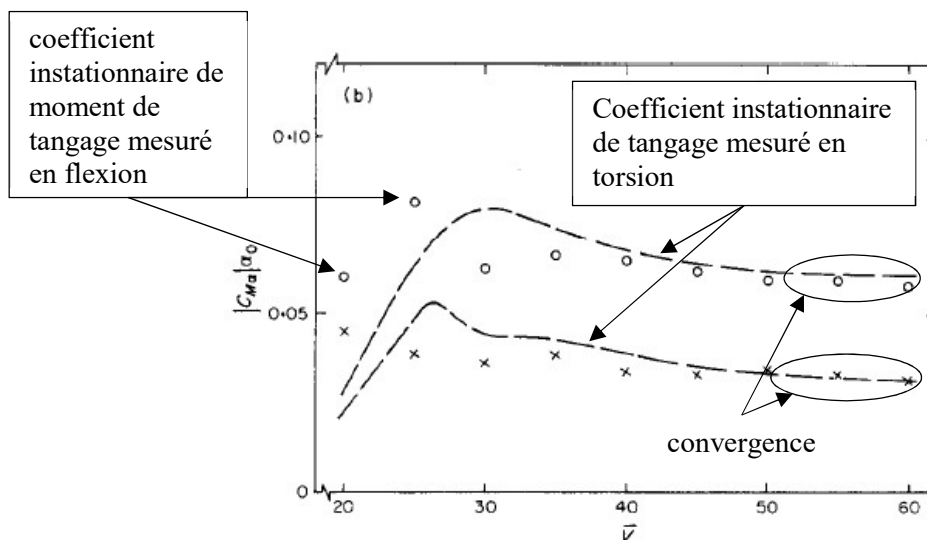


Figure 38. Amplitude du coefficient instationnaire de moment de tangage pour un prisme de rapport d'aspect $B/D=1$ en fonction de la vitesse réduite ; x : amplitude en torsion de 1° ; o : amplitude en torsion de 2° .
Reproduit de [42]

Lorsque le mouvement intègre une composante rotationnelle, chaque point de la section évolue à une vitesse différente et donc avec un angle d'attaque apparent relatif au vent variable (Figure 39). On ne peut donc plus calculer d'incidence équivalente tenant compte du mouvement relatif de la structure par rapport au vent. C'est l'obstacle principal à l'écriture d'un modèle quasi-statique du flottement de torsion. Des tentatives pour déterminer un point cinématiquement équivalent permettant d'utiliser une moyenne de l'effet de vitesse angulaire ont été mises en œuvre [2] [43]. Toutefois elles reposent sur l'analogie avec le point particulier du $\frac{3}{4}$ de corde pour les ailes minces et ne sont pas réellement justifiées dans le cas des écoulements décollés.

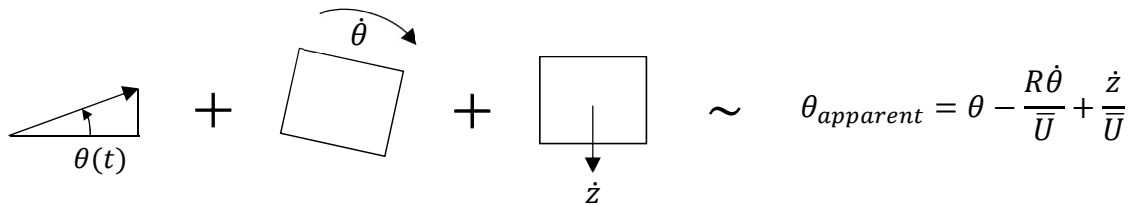


Figure 39. Décomposition de l'incidence apparente en termes de rotation, et de vitesses de rotation et verticale

Toutefois, Nakamura et Oudheusden ont développé une astuce expérimentale qui permet de s'affranchir de cette limite, au détriment du réalisme de la cinématique du modèle. Cela consiste à décaler l'axe de rotation loin en dehors de la section transversale de la structure (Figure 40). Lorsque cet axe est situé infiniment loin, le mouvement tend vers une translation pure, similaire au mouvement de galop à un degré de liberté. Pour des valeurs raisonnables du bras de rotation R , il persiste une part non négligeable de torsion dans le mouvement. Pour autant, si la largeur de la structure est petite devant R , on peut considérer que tous les points de la section son animés d'une même vitesse de rotation. Cela permet de lever l'incertitude qui plane sur l'écriture du modèle quasi-statique pressentie par Oudheusden [16] [44]. Toutefois, ce résultat n'est pas généralisable aux tabliers de ponts, pour lesquels l'axe de rotation est habituellement situé au niveau de la demi-corde. Sur ce même problème Nakamura [42] a montré que, les termes quasi-statiques évoluent selon le carré de cette distance, et les termes d'adaptation de l'écoulement linéairement en fonction de R .

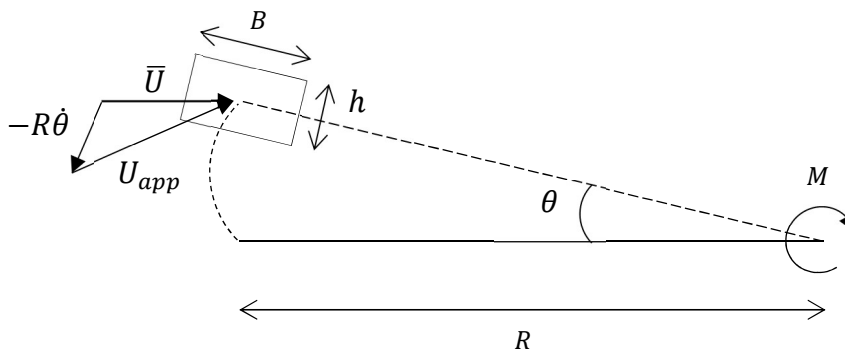


Figure 40. Section en rotation autour d'un axe éloigné – partiellement reproduit de [44]

L'effet d'adaptation de l'écoulement est beaucoup plus important pour les corps non profilés que pour les ailes. Cela s'illustre par la création d'un tourbillon au niveau du bord d'attaque en réponse à un changement d'incidence, qui peut être observés sur les tabliers de ponts [45]. Les travaux de Larsen [39] mettent en évidence expérimentalement dans le cas du pont de Tacoma que ce tourbillon est convoyé à une vitesse beaucoup plus faible que celle de l'écoulement (environ 4 fois plus petite). L'auteur propose alors un schéma du fonctionnement de l'instabilité de flottement de torsion en rapport avec la création et convection tourbillons induits par le mouvement au bord d'attaque. Ce modèle est paramétré par la distance entre deux tourbillons successifs, alternativement dégagés sur l'intrados et l'extrados du tablier. Pour un mouvement harmonique forcé, et lorsque la distance entre deux vortex successifs est plus grande que la demi-corde du tablier, l'auteur montre que le travail des efforts aéroélastiques est positif (Figure 41). Le tablier est alors instable si l'énergie transmise par le fluide ne peut être dissipée totalement par la structure.

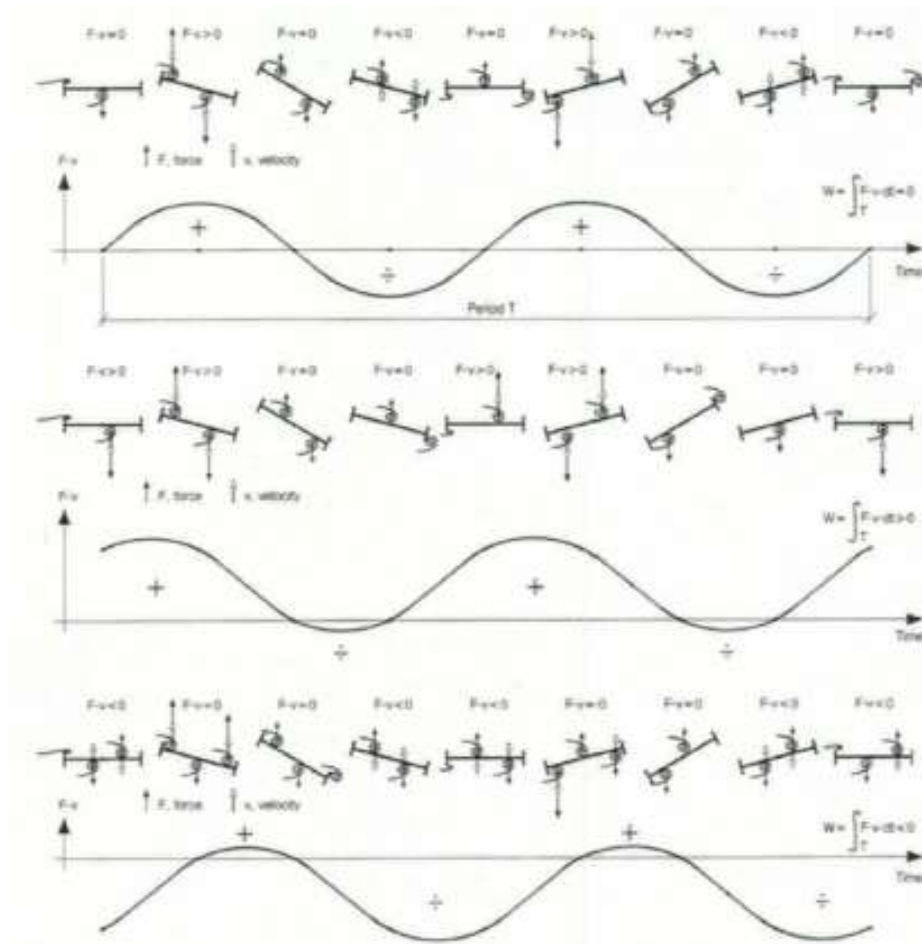


Figure 41. L'effets des tourbillons de bord d'attaque sur le travail aéroélastique, espacement entre deux vortex successifs : en haut égal à $B/2$, au milieu plus grand que $B/2$, en bas plus petit que $B/2$; reproduit de [39]

Finalement, le phénomène de flottement de torsion des tabliers de ponts est difficilement modélisable par les approches les plus simples. La théorie quasi-statique, qui ne tient pas compte de la mémoire des déplacements reste limitée à l'étude de quelques cas particuliers, et les modèles d'ailes minces ne sont pas adaptés pour des sections mal profilées où des décollements de la couche limite sont à prévoir. Cela met en lumière l'importance des essais en soufflerie dans l'étude du flottement de torsion des ponts, qui restent à ce jour indispensables. Les modèles aéroélastiques présentés dans les paragraphes suivants s'appuient donc largement sur ces mesures.

2.3. Modélisation du flottement des tabliers de ponts

2.3.1. Caractère Fréquentiels des efforts aéroélastiques

Les travaux de Scanlan s'inscrivent initialement dans une démarche d'évaluation structurelle des ponts suspendus à tabliers caissons métalliques fermés, lancée par les autorités nord-américaines en 1963. Et en particulier, celle de l'étude de la stabilité aérodynamique de ce type de structures. Afin de fournir une base de comparaison entre les performances de ces ponts et les structures classiques de l'époque telles que les ponts suspendus à poutres en treillis ouvertes, Scanlan et al. proposent de construire un catalogue des caractéristiques aérodynamiques des tabliers de ces ponts [46]. L'idée étant à terme de permettre aux concepteur de ne pas avoir systématiquement recours aux essais en soufflerie. Cet inventaire s'appuie sur une nouvelle formulation aéroélastique des efforts du vent moyen, ainsi que sur une large batterie d'essais.

Les premiers modèles faisant intervenir les caractéristiques spectrales des efforts aéroélastiques ont ainsi été introduits par Scanlan dans les années 1970 [46] [1]. Ces modèles instationnaires reposent sur l'usage de coefficients expérimentaux appelés dérivées de flottement, ou encore coefficients de Scanlan dans le langage courant. Au nombre de huit pour un système à deux degrés de liberté, ce sont des coefficients dépendant de la fréquence réduite du système. Ils sont mesurables en soufflerie sur des maquettes sectionnelles. Scanlan observe notamment que la dérivée du flottement correspondant à l'amortissement en torsion des ponts : A_2^* , diffère largement de son équivalent mesuré sur des ailes [1]. Il remarque également que pour une partie des ponts testés, A_2^* change de signe en fonction de la vitesse de l'écoulement du vent, ce qui révèle la possibilité d'une instabilité à un degré de liberté en torsion. Dès lors, le modèle de Scanlan exprimé simultanément dans les domaines fréquentiel et temporel sert de base aux études de conception aérodynamique des ponts. Il est particulièrement utile afin de caractériser l'instabilité des structures, et pour déterminer les différentes vitesses critiques.

Du point de vue mathématique le modèle de Scanlan est linéaire. Il suppose une réponse harmonique de faible amplitude de la structure selon tous ses degrés de liberté. Il permet ainsi d'exprimer la force de portance F_z et le moment de tangage M (torsion) dans le repère attaché au tablier, en fonction des position et vitesses verticales z et \dot{z} , des angles d'incidences θ et vitesses angulaires $\dot{\theta}$:

$$\begin{cases} F_z = \frac{1}{2} \rho \bar{U}^2 B \left[KH_1^*(K) \frac{\dot{z}}{\bar{U}} + KH_2^*(K) \frac{B\dot{\theta}}{\bar{U}} + K^2 H_3^*(K) \theta + K^2 H_4^*(K) \frac{z}{B} \right] \\ M = \frac{1}{2} \rho \bar{U}^2 B^2 \left[KA_1^*(K) \frac{\dot{z}}{\bar{U}} + KA_2^*(K) \frac{B\dot{\theta}}{\bar{U}} + K^2 A_3^*(K) \theta + K^2 A_4^*(K) \frac{z}{B} \right] \end{cases} \quad (44)$$

avec la pulsation réduite : $K = \frac{2\pi}{U_r} = \frac{\omega B}{\bar{U}}$

Les valeurs des dérivées du flottement A_i^* et H_i^* pour i variant de 1 à 4 sont déterminées expérimentalement en soufflerie [2]. Elles dépendent directement de la fréquence réduite. La forme de ces coefficients dépend fortement de la géométrie des sections transversales (Figure 42). En pratique, ces dérivées du flottement sont généralement déterminées sur des maquettes de tronçons de tablier de sections constantes [47] [48] [49]. Il est ensuite possible de reconstruire un modèle aéroélastique tridimensionnel en assemblant numériquement ces éléments [50]. Néanmoins, certaines études montrent qu'il est possible de mesurer ces coefficients en analysant directement la fonction de transfert d'une maquette de pont complet en soufflerie, comme cela a été proposé pour le projet de pont du détroit de Messine [51].

Dans le cadre de l'étude de la réponse en torsion des tabliers de ponts soumis aux effets du vent moyen, on s'intéresse particulièrement aux coefficients A_2^* et A_3^* . Le premier caractérise l'amortissement couplé en torsion du système, et le second sa raideur aérodynamique ajoutée. Le déclenchement du flottement de décrochage en torsion, présenté dans le paragraphe précédent, est lié au signe de l'amortissement aérodynamique. Le coefficient A_2^* est donc naturellement associé à cette instabilité. Les valeurs négatives de A_2^* correspondent aux situations pour lesquelles les systèmes évoluent de manière stable et amortie. Au contraire, lorsque A_2^* est positif il existe un risque de flottement en torsion. Cela se produit si la somme des amortissements structurel et aérodynamique est négative. L'expression approchée de la valeur de A_2^* à la vitesse critique de flottement de torsion vaut alors :

$$\eta_\theta \frac{4J}{\rho B^4} = A_2^* \left(\frac{\omega_\theta B}{U_{crit}} \right) \quad (45)$$

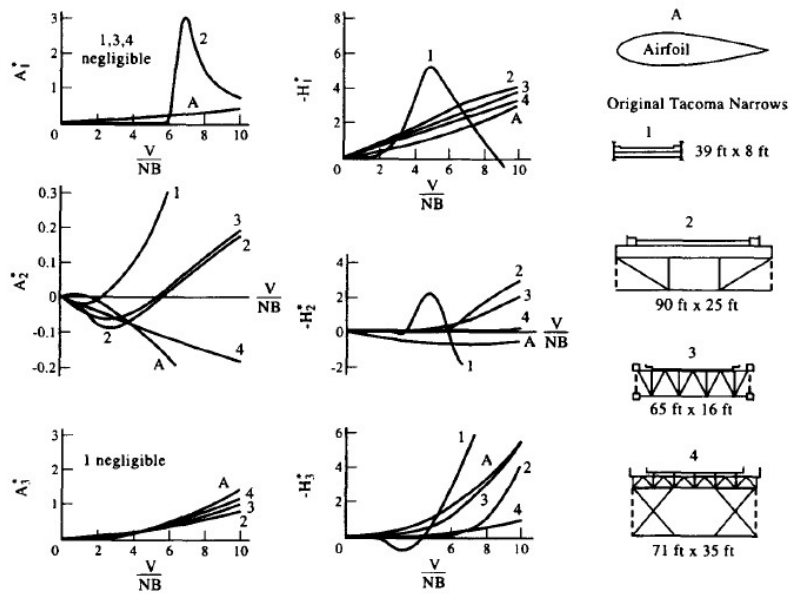


Figure 42. Les dérivées de flottement des tabliers de ponts - reproduit de [52]

Equivalences entre les dérivées du flottement

Le modèle de Scanlan peut également être adapté à l'étude de l'aile mince. Dans ce cas, la théorie de Theodorsen s'applique également et certaines relations peuvent être établies entre les différentes dérivées de flottement [53]. Lorsque l'axe de rotation en torsion est fixé à la demi-corde comme cela est généralement le cas des tabliers de ponts :

$$H_1^* = -4A_1^* ; H_2^* = -4A_2^* - \frac{\pi}{K} ; H_3^* = -4A_3^* + \frac{\pi}{16} ; H_4^* = -4A_4^* + \frac{\pi}{2} \quad (46)$$

Et lorsque, $\lim_{K \rightarrow 0} F(K) = 1$ et $\lim_{K \rightarrow 0} G(K) = 0$ (Figure 24), c'est-à-dire pour de petites fréquences réduites (notons qu'il s'agit également du domaine de validité de l'hypothèse quasi-statique) :

$$A_1^* = KA_3^* \approx \frac{C_M'}{K} ; H_1^* = KH_3^* \approx \frac{C_Z'}{K} ; A_4^* = -KA_2^* \quad (47)$$

La qualité de ces approximations a été évaluée expérimentalement par Scanlan et ses co-auteurs sur différentes sections de tabliers de ponts plus ou moins bien profilés. Dans le cas du pont du Golden Gate, les approximations ne fonctionnent pas. Cela est dû au fait que la théorie des ailes minces n'est pas adaptée à l'étude des corps non profilés. Dans le cas d'un pont au tablier plus élancé (rapport d'aspect : $B/D = 10,4$), le pont de Tsurumi, certaines des relations entre dérivées de flottement donnent de meilleurs résultats. Cependant, on n'observe pas de convergence lorsque la vitesse réduite augmente (Figure 43). En particulier pour l'expression de A_2^* (47).

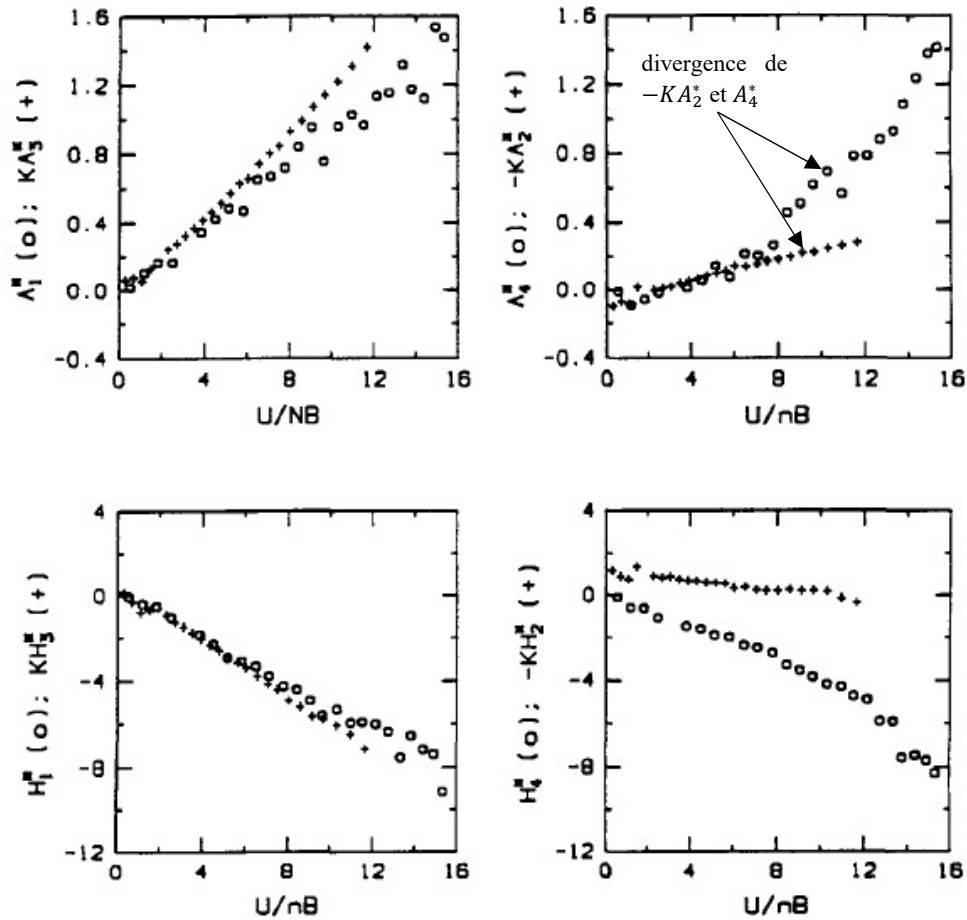


Figure 43. Les relations entre dérivées du flottement, pont de Tsurumi, reproduit de [53]

Plus récemment d'autres auteurs ont proposé des relations entre les différentes dérivées de flottement. Sur la base d'un travail expérimental Matsumoto et al. [54], ou analytique Turbino [55] et Chen et Kareem [56].

2.3.2. Influence des paramètres de mesure sur les dérivées de flottement

Les paramètres expérimentaux liés à la nature de l'écoulement et à la géométrie de la structure influent sur les dérivées de flottement. Ainsi, ceux-ci dépendent notamment de l'angle d'attaque moyen du vent incident, de l'amplitude maximale des oscillations du tablier, de la turbulence, ou encore de détails géométrique tels que la présence ou non de dispositif de retenu ou de barrière anti-bruit.

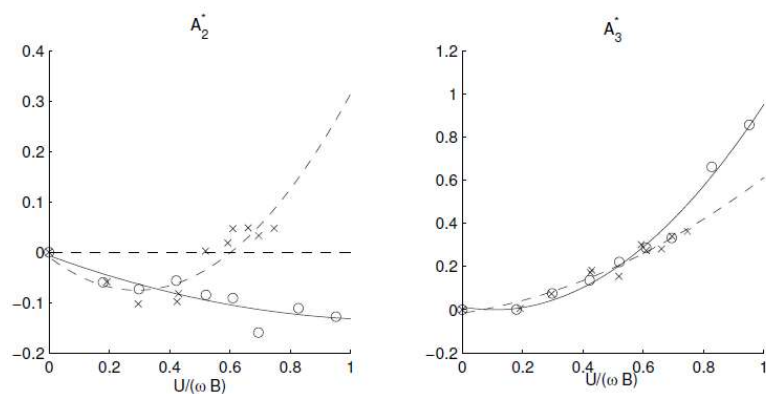
Influence de l'amplitude des oscillations

Des études expérimentales ont montré que l'amplitude atteinte par les oscillations durant les mesures des dérivées de flottement a une influence significative sur les résultats, et par conséquent sur le calcul de la vitesse critique d'instabilité en torsion [57]. Cette étude est menée sur des plaques plus ou moins minces de rapport d'aspect de 13 à 150. Les auteurs ont montré

que dans les deux cas la vitesse critique décroît lorsque l'amplitude des oscillations utilisées pour identifier les coefficients aéroélastiques augmente. Dans cette étude l'amplitude des oscillations forcées évolue entre 1 et 12 degrés environ, ce qui correspond à une variation de vitesse critique de 10%. Les auteurs observent également à un changement de position du centre de portance (point d'application de la résultante des forces de portance). Ce point situé au niveau du $\frac{1}{4}$ de corde pour de petites oscillations, est décalé vers le bord d'attaque lorsque l'amplitude augmente.

Influence de l'incidence moyenne des oscillations

D'autre part, les études en soufflerie du tablier du viaduc de Millau mettent en évidence l'influence de l'incidence moyenne du vent sur la stabilité de l'ouvrage [58] [59]. Il est donc courant qu'à l'occasion des essais de conception des tabliers de ponts, ceux-ci soient testés autour de plusieurs positions moyennes. Cela permet de tenir compte expérimentalement d'un éventuel effet de la géographie du site sur la direction du vent. Ainsi, lorsqu'il oscille autour d'un angle d'attaque moyen du vent nul, le tablier du viaduc de Millau est stabilisé par le vent incident. En effet, ($A_2^* < 0$). En revanche, lorsqu'il est en mouvement autour d'une position correspondant à un angle d'incidence moyen du vent de 8 degrés, le viaduc de Millau est instable au-delà d'une certaine vitesse réduite (Figure 44).



Coefficients aéroélastiques du tablier en service ($0^\circ = \circ$ et $8^\circ = \times$).

Figure 44. L'influence de l'incidence moyenne du vent sur la mesure des dérivées de flottement [58]

Influence de la turbulence du vent

Bien que la réponse des tabliers de ponts à la turbulence du vent atmosphérique soit généralement supposée décorrélée de la réponse aéroélastique, son effet sur les dérivées de flottement n'est pas négligeable. Différentes études [60] [61] [62] ont montré que les valeurs des dérivées de flottement sont sensiblement différentes selon que le tablier est placé dans un écoulement laminaire ou turbulent. Les travaux de Zhang et ses co-auteurs [63] sur un pont bien profilé ont mis en évidence la possibilité de déclencher une transition d'un régime instable à un état stable (vis-à-vis du flottement de torsion) en faisant varier le taux de turbulence de l'écoulement. L'étude expérimentale est réalisée en modifiant l'amplitude des conditions

initiales (impulsion mécanique) alors que la turbulence résiduelle de la soufflerie reste identique. La stratégie utilisée dans cette étude ne permet donc pas de séparer les influences de l'amplitude des oscillations de celles de la turbulence du vent. En outre, la méthode d'identification des dérivées du flottement perd en précision lorsque l'amplitude du mouvement décroît, ce qui a été remarqué par les auteurs pour A_2^* .

2.3.3. Approche aéroélastique temporelle et fonctions indicielles

L'idée des modèles à fonctions indicielles découle naturellement des bénéfices à manipuler des expressions temporelles des efforts aéroélastiques, telles que celles proposées par Wagner pour les ailes minces. Néanmoins, la fonction de Wagner n'est pas adaptée à l'étude des tabliers de ponts. C'est pourquoi, certains auteurs sont à la recherche d'expressions équivalentes spécifiques aux corps non profilés.

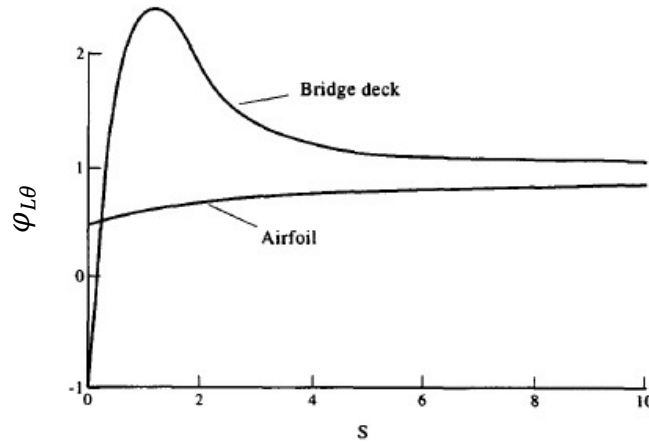


Figure 45. L'allure de la fonction indicielle de croissance de la portance d'un pont profilé et fonction de Wagner pour une aile mince [52] [53]

Les approches les plus récentes sont basées sur le modèle de Wagner. Elles consistent à rechercher une ou plusieurs fonctions dont le rôle est identique à la fonction de Wagner, mais qui soient adaptées à l'étude des tabliers (Figure 45). Celles-ci sont appelées fonctions indicielles. Scanlan [64] met en évidence qu'il est nécessaire de disposer de plusieurs fonctions indicielles pour décrire convenablement le comportement des tabliers de ponts. En général, le comportement aéroélastique est différencié selon le degré de liberté, ainsi qu'en terme de portance et de tangage. Pour un système à deux degrés de liberté en flexion et torsion, cela conduit à identifier six fonctions indicielles pour un même tablier. Par exemple [65] :

$$\begin{cases} L = \frac{1}{2} \rho \bar{U}^2 B C_L' \int_0^s \left[\varphi_{L\theta}(s-\tau) \theta'(\tau) + \varphi_{L\dot{\theta}}(s-\tau) \theta''(\tau) + \varphi_{L\dot{z}}(s-\tau) \frac{z''(\tau)}{B/2} \right] d\tau \\ M_y = \frac{1}{2} \rho \bar{U}^2 B^2 C_M' \int_0^s \left[\varphi_{M\theta}(s-\tau) \theta'(\tau) + \varphi_{M\dot{\theta}}(s-\tau) \theta''(\tau) + \varphi_{M\dot{z}}(s-\tau) \frac{z''(\tau)}{B/2} \right] d\tau \end{cases} \quad (48)$$

Où $\varphi_{L\theta}$, $\varphi_{M\theta}$, φ_{Lz} , φ_{Mz} , $\varphi_{L\dot{\theta}}$, $\varphi_{M\dot{\theta}}$ sont les six fonctions indicielles et $s = \bar{U}t/B$ le temps réduit. La ' désigne la dérivée par rapport au temps réduit.

Reste à déterminer la forme de ces fonctions indicielles. Tout comme dans [52] [65] [66] [67] [68] et [69], la démarche de l'étude proposée par Costa et Borri [70] est basée sur l'approximation des dérivées de flottement dans le domaine spectral avec des fonctions rationnelles (Figure 46). Celles-ci doivent généralement être préalablement mesurées en soufflerie, et correspondent dans ce cas à une section transversale d'un rectangle étudié expérimentalement en torsion par Matsumoto [71]. Les fonctions indicielles sont finalement extraites dans le domaine temporel par transformation de Fourier inverse des formes rationnelles des dérivées de flottement (Figure 47). La difficulté est essentiellement liée à la capture des irrégularités des dérivées de flottement, notamment lorsqu'elles présentent peu de similitudes avec celles d'une aile, comme dans le cas des corps non profilés par exemple.

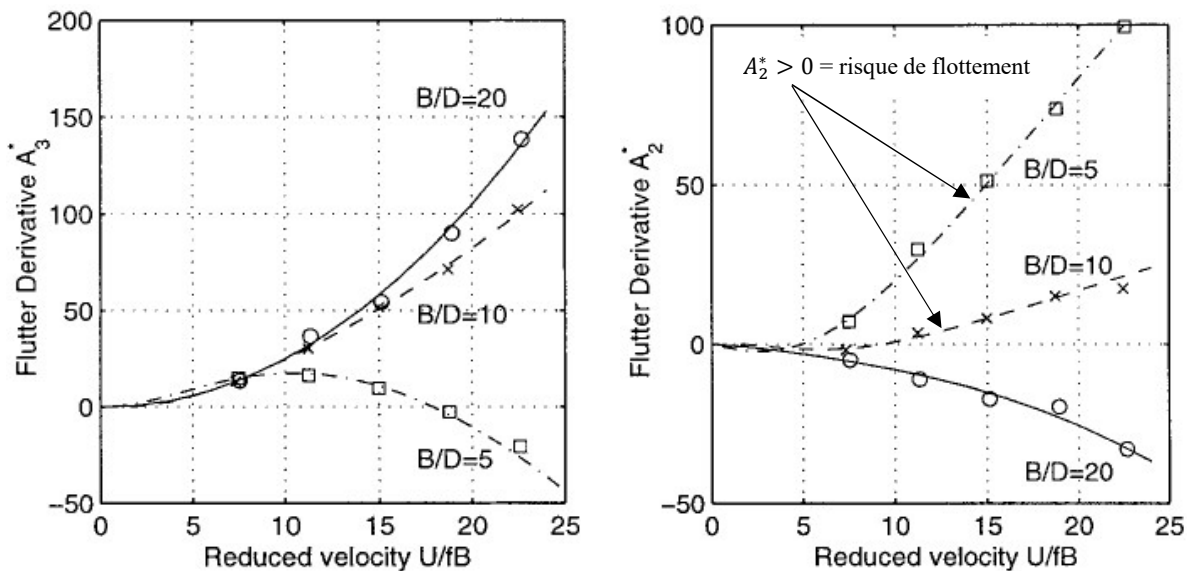


Figure 46. Identification par des fonctions rationnelles de A_3^* et A_2^* d'une section rectangulaire, reproduit de [70]

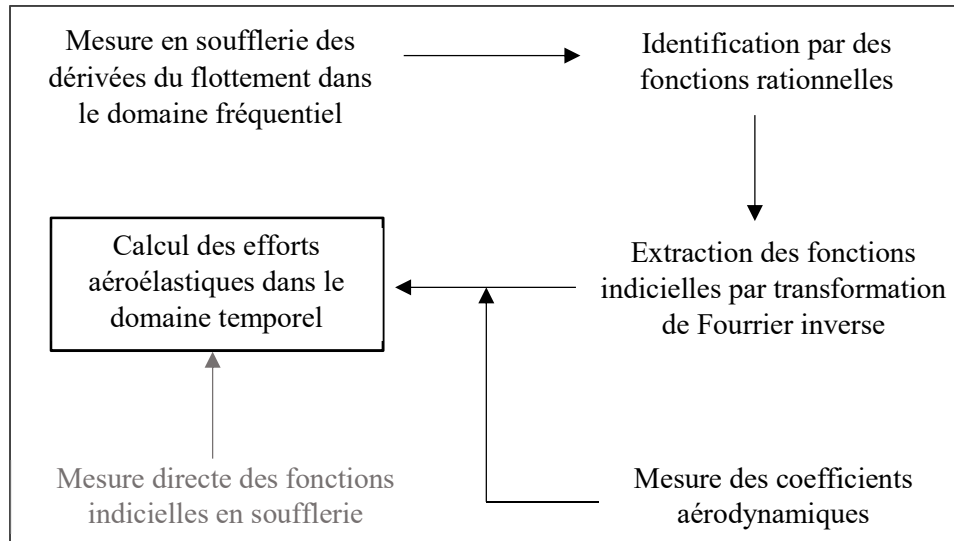


Figure 47. Un schéma général de l'approche par fonctions indicielles des efforts aéroélastiques ; en noir : approche par mesure des dérivées du flottement ; en gris : approche par mesure directe des fonctions indicielles

Certains auteurs proposent d'identifier directement les fonctions indicielles à partir de la réponse temporelle du tablier. La démarche présentée par Farsani et al. [45] pour le Great Belt Bridge, consiste à simuler à l'aide de la CFD (Computational Fluid Dynamics) la réponse du tablier à un changement brutal d'angle d'attaque de 5 degrés minimum, afin d'extraire la forme des fonctions indicielles en torsion ($\varphi_{L\theta}$ et $\varphi_{M\theta}$). En empruntant le chemin inverse de celui de la méthode proposée par Caracoglia dans [65], celles-ci sont ensuite exploitées afin de déterminer les dérivées de flottement correspondantes dans le domaine spectral. Il est également envisageable de mesurer directement l'ensemble des fonctions indicielles en soufflerie (Figure 47). Miranda et al. [19] ont développé une stratégie basée sur une série d'essais réalisés sur une plaque mince et un tablier caisson métallique profilé. L'étude de la réponse aérodynamique à deux mouvements d'échelons (en flexion et en torsion) et à un mouvement de tangage harmonique permet d'estimer l'ensemble des paramètres nécessaires pour appliquer le modèle de chargement aéroélastique. Dans cette étude, la méthode est validée sur la base de simulations numériques de ces réponses (CFD). La difficulté de ce type d'approche réside dans la complexité de reproduire avec fidélité en soufflerie les mouvements en échelons des maquettes de ponts.

Les modèles indiciels sont l'équivalent de l'approche spectrale dans le domaine temporel [72]. Ainsi, bien que leur forme couvre en apparence une plage d'utilisation plus large, les limitations inhérentes aux modèles fréquentiels se retrouvent inversées dans le domaine temporel. En revanche, il se combine facilement avec toute autre forme de modèle temporel du chargement généré par la turbulence du vent.

2.4. Réponse des tabliers de ponts à la turbulence atmosphérique

L'écoulement de l'air dans la couche atmosphérique où se trouvent les ponts est généralement perturbé par le relief, les constructions, la végétation, etc. Aussi, il n'est pas convenable de considérer le vent comme laminaire et régulier. Il est turbulent, et dans certaines configurations

l'intensité des variations de la vitesse autour de sa valeur moyenne peut être très importante (dans le cas de rafales par exemple). Il apparaît compte tenu de ces considérations qu'il est nécessaire d'introduire une représentation instationnaire de l'effet du vent sur les ouvrages d'art.

2.4.1. Approche quasi-statique de la réponse des ponts à la turbulence atmosphérique

La représentation quasi-statique de la réponse à la turbulence atmosphérique est largement adoptée dans la communauté des ouvrages d'art. Les études en soufflerie réalisées à l'occasion de la conception de certains ouvrages récents permettent de valider cette approche, comme par exemple dans le cas du pont de Normandie [73].

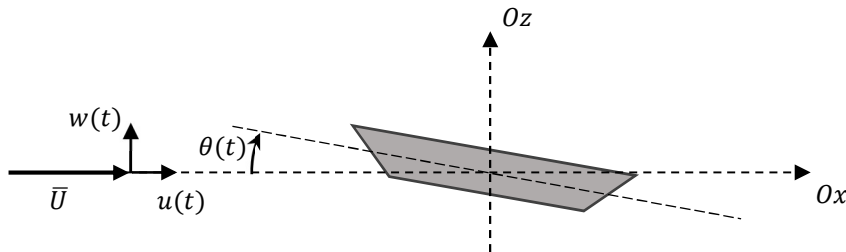


Figure 48. Une section de tablier à un degré de liberté en torsion soumis aux effets du vent turbulent

Les efforts induits par la turbulence du vent (Figure 48) sont supposés décorrélés de la réponse de la structure et valent :

$$F_{z_b}(t) = \frac{1}{2} \rho B \bar{U}^2 \left\{ \frac{2u(t)}{\bar{U}} C_z + \frac{w(t)}{\bar{U}} \left(\frac{dC_z}{d\alpha} \right) \right\} \quad (49)$$

$$M_b(t) = \frac{1}{2} \rho B^2 \bar{U}^2 \left\{ \frac{2u(t)}{\bar{U}} C_M + \frac{w(t)}{\bar{U}} \left(\frac{dC_M}{d\alpha} \right) \right\} \quad (50)$$

Les expressions (Equ. 49) et (50) sont utilisées dans les approches temporelles et modales stochastiques, afin de simuler la réponse des tabliers de ponts à la turbulence atmosphérique. Dans le premier cas, il suffit de disposer d'un enregistrement ou d'un signal simulé de vent turbulent $u(t)$ et $w(t)$, et d'intégrer ces expressions aux équations générales du mouvement (17) et (Equ. 18). Dans le deuxième cas, il est nécessaire de transformer ces équations afin de les rendre compatibles avec les données stochastiques du vent (voir Equ. 51 et 52). En général, le vent turbulent est caractérisé par sa densité spectrale de puissance, qui représente la répartition fréquentielle de l'énergie d'un signal, et dont l'intégrale selon la fréquence en vaut l'écart type. Ce spectre peut être mesuré in-situ, reproduit en soufflerie [75], ou choisi parmi les formulations empiriques communément utilisées telle que celle de Von-Karman. La résolution des équations du mouvement dans le domaine spectral aboutit à la caractérisation stochastique des efforts aérodynamiques, puis de la réponse de la structure [76].

$$S_{F_z}(f) = (\rho B \bar{U} C_z)^2 S_u(f) + \left(\frac{1}{2} \rho B \bar{U} C_z' \right)^2 (S_w(f) + 4 C_z C_z' S_{uw}(f)) \quad (51)$$

$$S_M(f) = (\rho B^2 \bar{U} C_M)^2 S_u(f) + \left(\frac{1}{2} \rho B^2 \bar{U} C_M' \right)^2 (S_w(f) + 4 C_M C_M' S_{uw}(f)) \quad (52)$$

Où S_L , S_M , sont respectivement les densités spectrales de puissance de la force de portance et du moment de tangage, et S_u et S_w les densités spectrales de puissance des deux composantes longitudinales et verticales du vent turbulent. $S_{uw}(f)$ est la densité interspectrale de puissance qui est souvent négligée.

Finalement, il vient :

$$\sigma_z^2 = \int_0^\infty H_z^2(f) S_{F_z}(f) df \quad (53)$$

$$\sigma_\theta^2 = \int_0^\infty H_\theta^2(f) S_M(f) df \quad (54)$$

Où H_z et H_θ sont les fonctions de transfert définies à partir des équations du mouvement par :

$$H_z^2(f) = \frac{1}{m \omega_z^2 \left\{ \left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_z} \right)^2 \right]^2 + 4 \eta_z^2 \left(\frac{\omega}{\omega_z} \right)^2 \right\}^{1/2}} \quad (55)$$

$$H_\theta^2(f) = \frac{1}{J \omega_\theta^2 \left\{ \left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_\theta} \right)^2 \right]^2 + 4 \eta_\theta^2 \left(\frac{\omega}{\omega_\theta} \right)^2 \right\}^{1/2}} \quad (56)$$

Et après intégration :

$$\sigma_z^2 \approx \frac{1}{\omega_z^4 m^2} \left(\sigma_L^2 + \frac{\omega_z}{8 \eta_z} S_{F_z} \left(\frac{\omega_z}{2\pi} \right) \right) \quad (57)$$

$$\sigma_\theta^2 \approx \frac{1}{\omega_\theta^4 J^2} \left(\sigma_M^2 + \frac{\omega_\theta}{8 \eta_\theta} S_M \left(\frac{\omega_\theta}{2\pi} \right) \right) \quad (58)$$

L'écart type des déplacements de la structure est composé de deux termes. Le premier, proportionnel à l'écart type des forces aérodynamiques (et donc à l'écart type de la turbulence) représente la contribution quasi-statique. Le second est un terme d'amplification dynamique traduisant l'effet de résonance à la fréquence propre de la structure.

Les résultats précédents supposent qu'à chaque instant la vitesse du vent est identique en tout point de la section. Dans ces conditions la turbulence du vent est dite complètement corrélée. Or la turbulence du vent est un phénomène naturellement tridimensionnel, sa vitesse n'est donc

pas uniforme à l'échelle du tablier. Il faut donc trouver un moyen de tenir compte dans l'approche en deux dimensions :

- d'une perte de corrélation transversale du chargement en «envergure»,
- d'une perte de corrélation longitudinale du chargement dans l'axe du vent moyen.

Une méthode simple consiste à supposer que le niveau de corrélation spatial de la turbulence entre deux points de l'envergure du tablier ne dépend que de la distance les séparant. Elle permet de tenir compte de la décroissance transversale de la turbulence du vent. On peut alors écrire pour la portance, avec une loi de décroissance exponentielle pour deux points d'abscisse y_1 et y_2 :

$$S_{F_z}(y_1, y_2, f) = S_L(f) e^{-\frac{|y_2 - y_1|}{L_c}} \quad (59)$$

Où L_c est une longueur de corrélation. $S_{F_z}(f)$ est la densité spectrale de puissance en deux dimensions définie par l'équation (Eq. 51). La densité spectrale de puissance de la portance pour le tablier complet en trois dimensions peut ensuite être calculée par une double intégration sur son envergure selon les variables y_1 et y_2 .

L'introduction de l'admittance aérodynamique par Davenport [74] permet de tenir compte de la perte de corrélation spatiale du chargement turbulent selon la corde du tablier (longitudinale). A l'instar des dérivées du flottement les admittances aérodynamiques peuvent être mesurées en soufflerie. Ces fonctions de la fréquence réduite pondèrent les différents termes des efforts aérodynamiques du vent turbulent :

$$F_{z_b}(t) = \frac{1}{2} \rho B \bar{U}^2 \left\{ \chi_{L,u}(K) \frac{2u(t)}{\bar{U}} C_z + \chi_{L,w}(K) \frac{w(t)}{\bar{U}} \left(\frac{dC_z}{d\alpha} \right) \right\} \quad (60)$$

$$M_b(t) = \frac{1}{2} \rho B^2 \bar{U}^2 \left\{ \chi_{M,u}(K) \frac{2u(t)}{\bar{U}} C_M + \chi_{M,w}(K) \frac{w(t)}{\bar{U}} \left(\frac{dC_M}{d\alpha} \right) \right\} \quad (61)$$

Où $\chi_{L,u}$, $\chi_{M,u}$, $\chi_{L,w}$ et $\chi_{M,w}$ sont les fonctions d'admittance aérodynamiques en portance et en tangage pour les composantes longitudinales et verticales du vent. Ce sont des fonctions de transfert aérodynamique entre les fluctuations de l'écoulement et les efforts du vent turbulents. Une formulation empirique est proposée par Davenport [74] pour pondérer la composante verticale de la turbulence dans le terme de portance :

$$\chi_{L,w} = \frac{2}{\left(\frac{7Bf}{\bar{U}} \right)^2} \left(\frac{7Bf}{\bar{U}} - 1 + \exp \left(\frac{-7Bf}{\bar{U}} \right) \right) \quad (62)$$

L'étude en régime quasi-statique de la réponse à la turbulence du vent dans le domaine temporel peut facilement être combinée avec les modèles aéroélastiques des effets du vent moyen via les équations du mouvement (17) et (Equ. 18). Toutefois, cette approche sous-entend l'indépendance des deux réponses. Or, il est entre autres effets reconnu que la vitesse critique de flottement (donc les dérivées de flottement ou même les fonctions indicielles) dépend de la

turbulence du vent [60]. Cela peut se régler en identifiant les coefficients aéroélastiques et aérodynamiques sous les mêmes conditions d'écoulement turbulent.

2.4.2. Etude temporelle couplée du flottement et de la réponse des ponts à la turbulence atmosphérique

Le développement des approches indicielles de simulation des efforts aéroélastiques permet d'envisager de combiner les modélisations des effets des vents moyens et turbulents dans le domaine temporel [77]. Dans ce sens, Scanlan [52] propose de décrire la réponse des ponts à l'aide des fonctions indicielles, et de nouvelles fonctions également adaptées aux tabliers équivalentes à la fonction de Küssner pour les ailes (Eq. 32). Pour un tablier en flexion-torsion, cela aboutit à l'expression des charges de portance, avec ici une adaptation proposée par Chen et Kareem [56] :

$$F_{zb}(s) = \frac{1}{2} \rho B U^2 \left(C_z \int_0^s \frac{2u(\tau)}{\bar{U}} \varphi'_{Lu}(s - \tau) d\tau + C'_z \int_0^s \frac{w(\tau)}{\bar{U}} \psi'_{Lz'}(s - \tau) d\tau \right) \quad (63)$$

Où φ_{Lu} est une fonction de réponse indicielle à une variation de vitesse longitudinale, et $\psi_{Lz'}$ est l'équivalent à la fonction de Küssner pour la portance d'un pont subissant un échelon de vent vertical w . $\psi_{Mz'}$ en serait l'équivalent pour le tangage. Néanmoins, en absence d'étude avancée de la forme de ces fonctions, Scanlan propose de résoudre les équations du mouvement en utilisant l'analogie fonction de Sears pour les ailes minces [78]. L'emploi de la fonction de Sears semble raisonnable dans le cas de l'étude de ponts très bien profilés, mais son exploitation pour traiter le cas des corps non profilés n'est pas justifiée [55].

La difficulté de cette approche réside dans l'identification des fonctions $\psi_{Lz'}$ et $\psi_{Mz'}$ pour les ponts. L'alternative développée par Chen et al. [69] [66] consiste à identifier les fonctions $\psi_{Lz'}$ et $\psi_{Mz'}$ à partir de mesures en soufflerie des admittances aérodynamiques. Une approximation par des fonctions rationnelles suivie d'une transformation de Fourier inverse sont alors nécessaires pour naviguer du domaine spectral dans lequel sont mesurées les admittances, au domaine temporel dans lequel sont exprimées les fonctions ψ . Néanmoins, faute de données expérimentales disponibles, les auteurs ont utilisé l'expression empirique de Davenport comme point de départ (Equ. 61).

En définitive, la difficulté soulevée par ces approches est celle de la mesure des admittances aérodynamiques. Certains auteurs se sont intéressés aux moyens de déterminer les admittances aérodynamiques des tabliers de ponts sans avoir recours à des essais spécifiques en soufflerie. En exploitant l'équivalence cinématique entre le cas d'un corps immobile sollicité par un vent turbulent, et celui d'une section en mouvement forcé dans un écoulement stationnaire, Turbino [55] propose des relations analytiques d'équivalences entre certaines dérivées de flottement et les admittances aérodynamiques. Par exemple, pour un mouvement harmonique en flexion, l'auteur établit que :

$$\chi_{L,w}(K) = \frac{K}{2C'_M} (-A_1^* + iA_4^*) \quad (64)$$

Toutefois, l'auteur ne propose pas de relation équivalentes pour un mouvement de torsion. En outre, l'étude ne comporte pas de validation expérimentale, faute de données disponible d'admittances aérodynamiques des tabliers.

2.5. Conception aérodynamique des ponts

2.5.1. Morphologie des ponts à haubans modernes

L'histoire française de la conception moderne des ponts à haubans débute en Seine-Maritime avec la construction du pont de Brotonne en 1974 (Figure 49), et en Loire-Atlantique avec le pont de Saint-Nazaire en 1972 (Figure 50). S'en suivront de nombreux ouvrages emblématiques tels que le pont de Normandie en 1988, le pont de l'Iroise en 1991, le viaduc de Millau en 2001 (Figure 52), et le pont de Térénez en 2007 (Figure 51). Ils ont peu à peu remplacés les ouvrages de conception plus ancienne, comme à Térénez (Figure 4). Bien que la géométrie de leurs sections transversales soit de natures variées, les tabliers de ces ponts s'avèrent généralement bien profilés aérodynamiquement. Il subsiste néanmoins en service sur le réseau routier de grands ouvrages suspendus tels que le pont de Tancarville dont la construction débuta en 1955 (Figure 53), ou le pont d'Ancenis sur la Loire (1953). Ces derniers ne présentent pas les mêmes garanties en matière de qualité de conception au vent que leurs successeurs, et leurs sections sont généralement mal profilées.

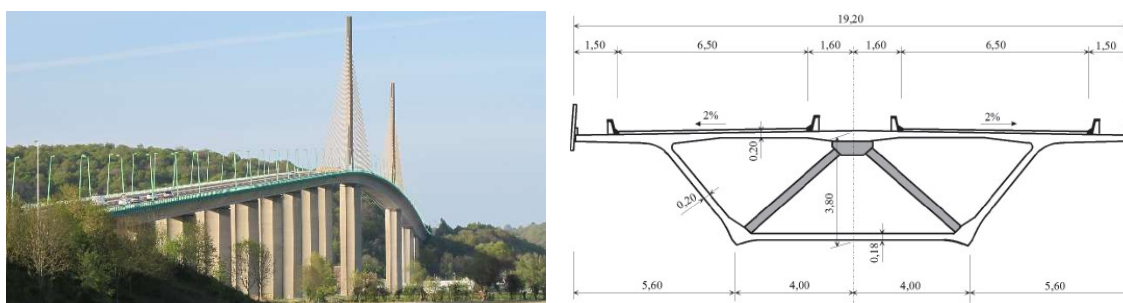


Figure 49. Le pont de Brotonne sur la Seine et son tablier innovant en béton entièrement précontraint

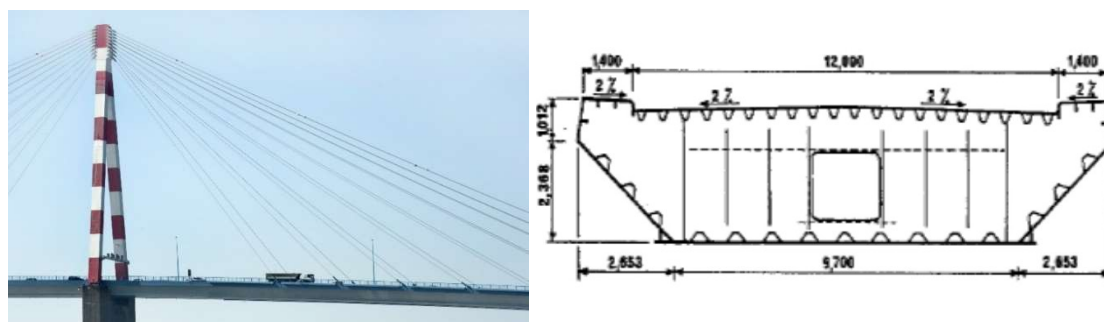


Figure 50. Le pont de Saint-Nazaire, copyright photothèque Terra ; et son tablier métallique à dalle orthotrope

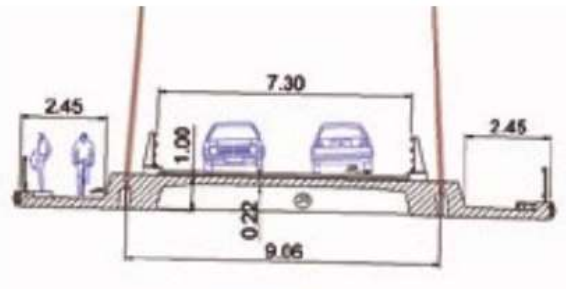


Figure 51. Le pont de Térénez, reproduit de [28] et [79], copyright photothèque Terra

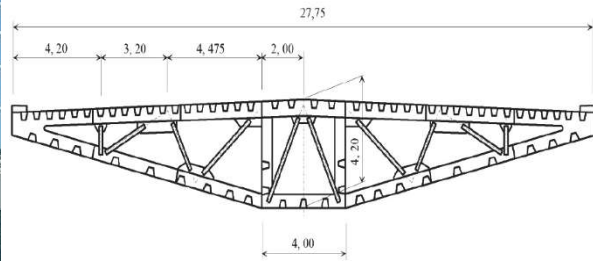


Figure 52. Le viaduc de Millau, reproduit de [28], copyright photothèque Terra

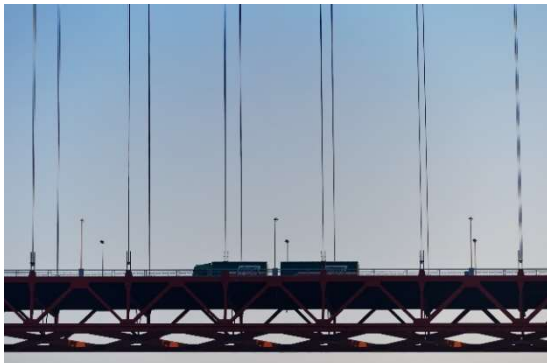


Figure 53. A gauche, le tablier du pont de Tancarville (© photothèque Terra). A droite le pont d'Ancenis

2.5.2. Récapitulatif des modèles aéroélastiques courants utilisés en ingénierie du vent et des ouvrages d'art

Les modèles quasi-statiques ne sont généralement pas utilisés pour l'étude aéroélastique des tabliers de ponts. En revanche, ces modèles sont compatibles avec les hypothèses de l'analyse des effets de la composante turbulente du vent, généralement supposés découplés du mouvement. On trouve donc fréquemment ce type de modèles dans les programmes industriels

d'études numériques des effets stochastiques, ou temporels de la turbulence atmosphérique [27].

Afin d'aboutir à une description complète, il convient d'intégrer les effets aéroélastiques du vent moyen. Dans le champ de l'aéronautique, on utilise couramment les modèles temporels de l'aile mince instationnaire. Malgré quelques tentatives d'adaptations pour prendre en compte les valeurs des coefficients aérodynamiques des tabliers [21], ces modèles ne sont pas transposable à l'étude des ponts même les mieux profilés. Le modèle aéroélastique le plus utilisé est donc le modèle spectral introduit par Scanlan. Il est basé sur la mesure en soufflerie, sur des maquettes sectionnelles, des dérivées de flottement. Ce type de modélisation est systématiquement mise en œuvre en parallèle des essais en soufflerie à l'occasion de la phase projet de la conception des ouvrages de longue portée (supérieure à 200m), ou constitués d'un tablier particulièrement souple.

Bien que les déplacements induits par le vent moyen et le vent turbulent soient obtenus par différents modèles, calibrés à l'aide de résultats expérimentaux issus de manipulations indépendantes, et exprimés dans différents domaines (temporel et temps-fréquence), ils sont combinés afin de construire la réponse globale des tabliers de ponts aux sollicitations du vent atmosphérique (Figure 54) [50] [80].

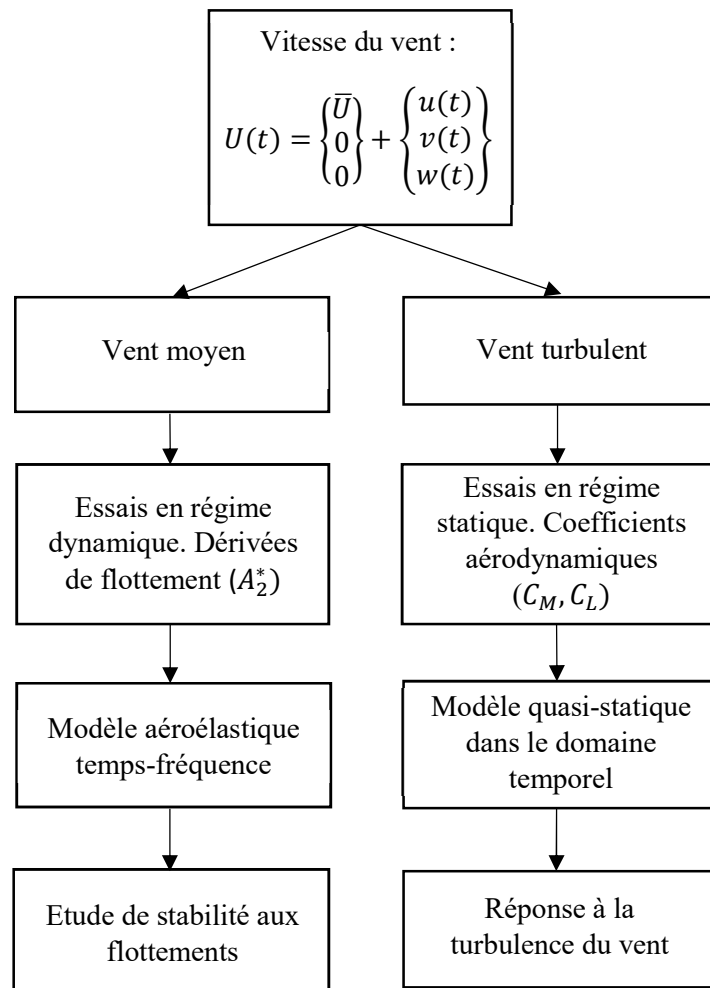


Figure 54. La procédure habituelle d'étude au vent des tabliers de ponts

2.5.3. Stabilité durant la construction

Bien que les phénomènes aéroélastiques présentés dans les paragraphes précédents soient universels, les outils et méthodes de résolution proposées ne sont pas suffisants pour établir la stabilité au vent des structures durant les phases de construction, qui reste une préoccupation majeure pour les concepteurs [81]. Son étude met en jeu des phénomènes plus complexes, tridimensionnels tels que les effets de contournements, qui conduisent souvent à l'installation de dispositifs provisoires de stabilisation durant les chantiers. Elle est généralement traitée en soufflerie à l'aide d'essais sur les structures complètes, parfois avec modélisation de leur environnement géographique.

Outre les structures naturellement souples comme les ponts suspendus ou à haubans (Figure 55) et les passerelles, certaines constructions plus rigides en service sont également concernées par ces phénomènes, par exemple les ponts construits pas encorbellements successifs (Figure 56). En effet, leurs caractéristiques mécaniques finales ne sont atteintes que lorsqu'elles reposent sur leurs appuis définitifs et que leurs travées sont complètement clavées [82] [83].

Entre temps, ces structures sont plus souples et moins amorties, elles sont donc vulnérables aux effets dynamiques du vent [84].



Figure 55. A gauche la construction du tablier du viaduc de Millau; ici en équilibre sur une palée provisoire (copyright photothèque Terra). A droite la construction du pont de Tancarville



Figure 56. Quelques ponts construits par encorbellements successifs

2.5.4. Etudes aérodynamiques des ponts en soufflerie

Les souffleries aéronautiques à basses vitesses (inférieures à 100 km/h) sont utilisées pour étudier les instabilités aéroélastiques des structures. Il en existe deux catégories, à circuit ouvert où l'air est aspiré puis rejeté de la soufflerie ; et à retour où l'air est guidé en circuit fermé et reste en permanence à l'intérieur de la soufflerie. Dans ces souffleries, on utilise des maquettes sectionnelles en deux dimensions de tronçons de section constante (pile, pont, câble), fixes ou élastiquement supportées. Les résultats des mesures sont combinés aux approches théoriques évoquées au paragraphe précédent afin de prévoir le comportement dynamique des ponts. La dimension de la veine et la puissance de propulsion doivent être choisies en adéquation avec l'échelle de la maquette, la possibilité d'apparition d'un phénomène de blocage, et le respect de certaines lois de similitude telles que l'indépendance au nombre de Reynolds et l'équivalence des vitesses réduites.

Une soufflerie à couche limite atmosphérique permet de recréer à une échelle réduite les propriétés du vent atmosphérique, y compris sa composante turbulente. Une maquette du pont, partielle ou complète, construite à la même échelle, peut y être étudiée pour évaluer son

chargement au vent (Figure 57). Ce type de soufflerie possède généralement une veine de grande dimension suffisamment longue afin de restituer le comportement d'une couche limite atmosphérique à l'aide de blocs placés au sol en amont de la zone de test. L'environnement géographique de l'ouvrage peut éventuellement être reproduit à l'échelle lorsque celui-ci risque de perturber significativement l'écoulement du vent [75]. Lorsque les règles de similitudes nécessaires sont respectées, les mesures d'efforts peuvent être directement extrapolées à l'échelle un. C'est avec ce type de matériel que sont étudiés les efforts du vent sur les ponts en construction ou en service.

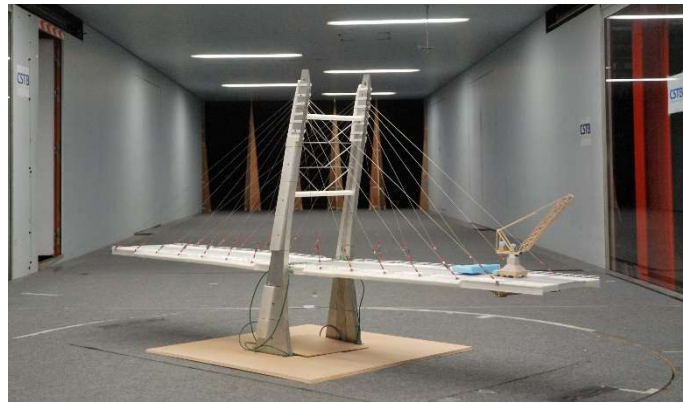


Figure 57. La maquette aéroélastique du pont de Korabelny à Saint-Pétersbourg en construction, © CSTB

Conclusion de la première partie

Bilan

En résumé, les modèles spectraux formulés sur la base de coefficients aéroélastiques mesurés expérimentalement permettent de reproduire le comportement des ponts en condition de vent très faiblement turbulent. Cependant, on peut noter deux limites principales à cette approche : ces modèles sont coûteux en temps d'expérimentation en soufflerie et leur utilisation reste limitée à l'étude de la réponse linéaire. C'est pourquoi, bien que ces modèles soient généralement utilisés avec succès afin de déterminer des vitesses critiques d'instabilités en flottement des ponts, ils ne permettent pas d'aborder la problématique des structures soumises à des écoulements instationnaires tels que les rafales ou les turbulences de fortes intensités. Or, que ce soit dans le cadre de l'étude de l'impact des phénomènes météorologiques exceptionnels tels que les cyclones, ou celui de la conception de structures soumises à de fortes turbulences que l'on observe par exemple en haute ou moyenne montage, l'étude du comportement transitoire des ponts dans des situations de vent turbulent constitue un défi de demain en terme d'ingénierie du vent. Les modèles aéroélastiques exprimés dans le domaine temporel paraissent plus appropriés pour traiter ces phénomènes. Toutefois, la modélisation de l'amortissement couplé en torsion des sections peu ou mal profilées fait généralement défaut à ces méthodes.

C'est dans ce contexte que cette étude a été menée. Elle consiste à développer et valider un modèle aéroélastique temporel adapté à la simulation de la réponse en torsion des tabliers de ponts, soumis aux sollicitations dynamiques du vent.

Présentation de la démarche

L'étude expérimentale présentée dans le chapitre 3, a consisté à rassembler l'ensemble des données nécessaires à la mise en œuvre des différents modèles aéroélastiques utiles pour prévoir la réponse en torsion des tabliers de ponts. Il s'agit notamment des coefficients aérodynamiques de portance, de tangage et de trainée, mais également des amortissements et raideurs aérodynamiques ajoutés en torsion. Tous ces paramètres sont habituellement mesurés sur des maquettes sectionnelles de tabliers de ponts à échelle réduite. Afin de préparer les mesures, une série d'hypothèses expérimentales communes à l'ensemble des campagnes d'essais a été constituée, portant sur le choix de la forme des sections transversales des maquettes, sur leur échelle, ainsi que sur les valeurs du nombre de Reynold. De surcroit, afin d'éliminer le risque de biais dans les résultats causés par l'utilisation de montages expérimentaux différents, tous les tests sont exécutés dans la même soufflerie, en gardant la même échelle pour les essais statiques et dynamiques, et pour les mêmes valeurs du nombre de Reynolds. Les coefficients aérodynamiques sont mesurés au moyen d'essais en régime statique, c'est-à-dire sur maquettes fixes, pour différentes incidences du vent. Les paramètres aéroélastiques des sections sont

évalués en régime dynamique, avec des maquettes élastiquement supportées en rotation autour d'un axe fixé à leur demi-corde.

L'étape suivante, présentée dans le chapitre 4, a consisté à mettre au point un nouveau modèle temporel du comportement aéroélastique en torsion des ponts. Il est basé sur l'introduction d'un temps de retard entre le mouvement de la structure et les efforts aéroélastiques, qui permet notamment de tenir compte des effets d'adaptation de l'écoulement. Le modèle s'appuie sur les valeurs du coefficient aérodynamique de tangage et de l'amortissement ajouté en torsion. Une méthode dédiée à l'estimation de la valeur du retard adaptée à chacune des sections est présentée. Cette démarche fonctionne aussi bien pour les structures stables qu'instables vis-à-vis du flottement de torsion. Un critère simple de stabilité au flottement de torsion des tabliers de ponts, fondé sur la pente du coefficient aérodynamique de tangage est proposé. Enfin, la réponse aéroélastique en torsion des maquettes de ponts soumises aux sollicitations du vent faiblement turbulent est simulée à l'aide du nouveau modèle à retard (lâchers mécaniques). Cela permet de montrer que cette approche temporelle peut remplacer avantageusement les modèles spectraux habituellement utilisés en ingénierie du vent. De plus, les modèles aéroélastiques formulés dans le domaine temporel ouvrent également la perspective de traiter la réponse des systèmes aux sollicitations du vent plus fortement turbulent.

L'étude suivante, présentée dans les chapitre 5 et 6, porte sur l'évaluation de la capacité du nouveau modèle aéroélastique à retard à prévoir le comportement en torsion des tabliers de ponts soumis aux excitations instationnaires du vent, plus particulièrement à celles d'une rafale et de la turbulence atmosphérique. Dans un premier temps, une série de rafales de vent est générée dans la soufflerie afin d'identifier leurs profils des vitesses. Les déplacements des maquettes soumises aux excitations cumulées de ces rafales et du vent moyen sont également mesurés. La reproduction numérique de la réponse des maquettes est ensuite obtenue en combinant le modèle à retard des efforts aéroélastiques avec une représentation instationnaire de l'effet de la rafale. Dans un second temps, la capacité du modèle aéroélastique temporel à retard à prévoir le comportement en torsion des tabliers de ponts soumis aux effets de la turbulence du vent est étudiée. En premier lieu, un environnement de vent fortement turbulent est reproduit en soufflerie à l'aide d'une grille combinée à un exciteur aérodynamique périodique (une cornière en mouvement). Les variations de vitesse dans la veine, ainsi que la réponse des maquettes sont mesurées. Enfin, la réponse des maquettes dans ces conditions est reproduite avec le modèle à temps de retard. Les déplacements mesurés et simulés sont comparés sur la bases de leurs spectres et de leurs moments statistiques.

PARTIE II. Comportement aéroélastique en torsion des tabliers de pont

L'excitation par un vent de vitesse constante est généralement suffisante pour expliquer les instabilités de flottement des tabliers, dont l'étude a motivé ces travaux. Les différents modèles aéroélastiques ont été présentés en détail dans les chapitres 1 et 2. L'objet de cette partie est de présenter une approche alternative en reformulant dans le domaine temporel l'approche spectrale usuellement utilisée. Elle est constituée de deux chapitres. Dans le chapitre 3, une étude expérimentale des caractéristiques aérodynamiques et aéroélastiques de trois sections profilées ou non est proposée. Elle porte exclusivement sur leur comportement en torsion, et est construite sur la base habituellement nécessaire au dimensionnement des ponts. Les protocoles sont également réfléchis dans l'optique d'être utilisables pour le développement et la validation de nouvelles stratégies de modélisation du flottement. Dans le chapitre 4 on s'intéresse aux modélisations du chargement aérodynamique dans le domaine temporel. L'objectif principal est d'introduire une nouvelle formulation du moment de tangage induit par le mouvement, basée sur le concept de temps d'adaptation de l'écoulement aux changements de positions du tablier.

Chapitre 3 : Caractérisation aérodynamique et aéroélastique de maquettes de ponts

Les essais en souffleries présentés dans ce chapitre ont pour objectif de mesurer les coefficients d'efforts aérodynamiques de portance, de tangage et de trainée, ainsi que les amortissements et raideurs aéroélastiques en torsion sur des maquettes sectionnelles à échelle réduite. Ces paramètres généralement sont utilisés lors de la mise en œuvre des modèles utilisés lors de la conception des ponts pour identifier le risque de flottement, et le cas échéant pour déterminer les vitesses critiques. Le basculement d'un régime stable à un régime instable dépend fortement de la géométrie transversale de l'ouvrage, mais aussi des caractéristiques de l'écoulement. Ainsi, pour favoriser la cohérence de l'exploitation des différentes mesures réalisées dans ce chapitre, il est indispensable de fixer des hypothèses communes à l'ensemble des essais, telles que la valeur du nombre de Reynolds, le taux de turbulence du vent, ou son incidence moyenne. Les dimensions des maquettes et les caractéristiques de l'écoulement dans la veine sont également conservées toute au long de la démarche expérimentale. Le risque étant que l'utilisation de montages différents conduise à des hétérogénéités entre les mesures. Les coefficients aérodynamiques des maquettes sont mesurés lors d'essais en régime statique, c'est-à-dire avec la maquette fixe par rapport à l'écoulement. Les propriétés aéroélastiques des maquettes sont mesurés en régime dynamique sur des systèmes à un degré de liberté en rotation.

3.1. Choix des sections transversales

Le choix de la géométrie des maquettes étudiées expérimentalement dans ce chapitre repose sur la nécessité d'intégration des structures stables comme instables en flottement. Deux ouvrages réels au comportement aéroélastique connu ont inspiré la réalisation des modèles réduits. Il s'agit du viaduc de Millau stable sous un vent de faible incidence moyenne, et du pont de Tacoma dont la ruine atteste de son instabilité au flottement de torsion. Un profil d'aile NACA-4412 est également retenu afin de servir de lien avec les théories aéroélastiques reconnues dans le domaine de l'aéronautique.

3.1.1. Viaduc de Millau

Le viaduc de Millau, ouvrage emblématique du réseau routier national inauguré en décembre 2004, a été conçu par un groupement composé de la société Eiffage et du cabinet de l'architecte Norman Foster. Les études de stabilité au vent ainsi que les calculs au vent turbulent ont été réalisés par le bureau d'études belge Greisch. Du point de vue expérimental, il a été étudié par le CSTB dans la soufflerie de dimension industrielle Jules Verne [85]. Il s'agit d'un pont haubané de très grande hauteur qui culmine à 270 m au-dessus de la vallée de Tarn (Figure 59a). Son positionnement en situation géographique accidentée et sa grande souplesse le rendent particulièrement vulnérable aux aléas du vent.

Le caisson métallique du tablier du viaduc de Millau est de section trapézoïdale à dalle orthotrope (Figure 58). Du point de vue aérodynamique il est bien profilé pour un pont. En effet, les grands ponts à haubans ont généralement des formes parmi les plus élancées des ouvrages d'art. Cependant, la section du viaduc de Millau présente des arêtes vives au niveau du bord d'attaque ainsi que sur l'intrados. Ces détails peuvent provoquer le décollement de la couche limite, et donc perturber l'écoulement de l'air autour du viaduc. L'amplitude de cette perturbation est généralement corrélée à la valeur du nombre de Reynolds.

Caractéristique mécaniques principales de l'ouvrage réel :

$$B = 32 \text{ m} ; J = 1,277 \cdot 10^4 \text{ kg} \cdot \text{m} ; f_z = 0,2 \text{ Hz} ; f_\theta = 0,92 \text{ Hz} ;$$

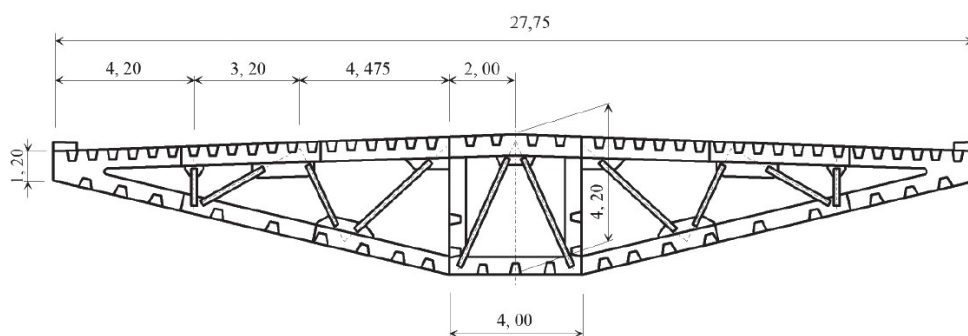


Figure 58. La section du tablier du viaduc de Millau sans garde-corps et brise vent

3.1.2. Pont de Tacoma

Le pont de Tacoma est tristement célèbre pour l'accident qui mena à sa ruine en 1940 (Figure 59b), causée par une instabilité en flottement. La vitesse du vent mesurée au moment de sa destruction (68 km/h) est largement inférieure à la vitesse de dimensionnement statique de l'ouvrage. La section transversale du pont de forme très peu optimisée du point de vue aérodynamique est en cause. Elle est constituée de deux poutres latérales à âmes pleines de grande hauteur et à forte prise au vent. Le comportement aérodynamique du pont de Tacoma montre des similitudes avec un celui d'un corps non profilé tel qu'un cylindre à base rectangulaire, au contraire de celui du viaduc de Millau qui peut par certains aspects être approché par celui d'une aile.

Caractéristique mécaniques approximatives de l'ouvrage réel :

$$B = 11,88 \text{ m} ; J = 1,065 \cdot 10^5 \text{ kg.m} ; f_z = 0,133 \text{ Hz} ; f_\theta = 0,170 \text{ Hz}$$



Figure 59. (a) Le viaduc de Millau. (b) Le pont de Tacoma le jour de l'accident

3.1.3. Aile NACA-4412

Le choix d'intégrer un profil d'aile de la famille NACA dans cette étude est motivé par l'abondance de données et de littérature les concernant. Bien que son comportement aérodynamique soit différent de celui des tabliers de ponts, son étude offre la possibilité d'avoir un point de repère utile pour évaluer la qualité et la cohérence des mesures réalisées sur les autres prototypes. Les profils d'ailes NACA sont notamment très bien décrits dans le document Summary of Airfoil Data [86] édité par le « National Advisory Committee for Aeronautics », dont sont extraits les caractéristiques géométriques de la maquette du profil NACA-4412 testée en soufflerie. Contrairement aux sections de ponts étudiées, le profil de l'aile NACA-4412 n'est pas symétrique transversalement (Figure 60). En conséquence, son centre de gravité et son centre élastique ne coïncident pas avec sa demi-corde.

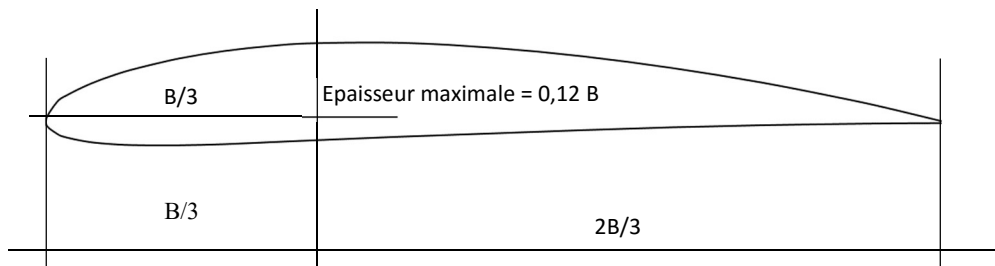


Figure 60. Le profil de l'aile NACA-4412

3.2. Conception des maquettes à échelle réduite

L'échelle des maquettes destinées à être testées est choisie de manière à éviter le phénomène de blocage dans la soufflerie, qui peut apparaître si la surface au vent de l'obstacle placé dans l'écoulement est trop grand par rapport à la section de la veine [2]. Tous les profils testés sont donc de largeur 6 cm, et de longueur 17,5 cm (envergure), pour une veine carrée de 18 cm de côtés. Le détail de la géométrie des sections transversales des maquette sont présentés sur la Figure 61, la Figure 62, et la Figure 63. L'épaisseur totale de la maquette du viaduc de Millau est de 8,7 mm et celle du pont de Tacoma est de 12 mm. Pour une incidence de 10 degrés le coefficient d'obstruction de la veine par la surface au vent de la maquette de Millau vaut 6%. Le coefficient d'obstruction du pont de Tacoma à 0 degrés d'incidence vaut 6,5%. et 8,5% à 10 degrés.

Les vitesses d'écoulement sont choisies en accord avec les capacités de la soufflerie et varient entre 9 m/s et 20 m/s, ce qui correspond à une plage du nombre de Reynolds des essais de 35 000 à 80 000. Pour l'étude en régime statique les maquettes sont spécifiquement montées sur un pied qui permet leur encastrement sur le dispositif de mesure. Pour les essais en régime dynamique elles sont fixées sur un axe de rotation longitudinal positionné au niveau de la demi-corde, ce qui correspond au centre de gravité dans le cas des deux maquettes de pont mais pas dans le cas de l'aile NACA-4412.

Le calcul de la fréquence d'apparition du phénomène de détachement tourbillonnaire f_{vs} permet d'exclure tout risque de couplage avec le mouvement de la structure dans la gamme de vitesses du vent (Tableau 1).

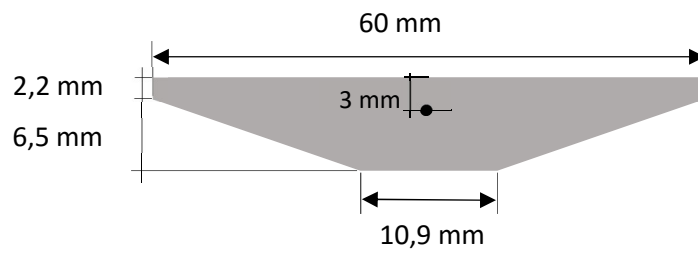


Figure 61. Dimensions de la maquette du viaduc de Millau – échelle 1/460^{ème}

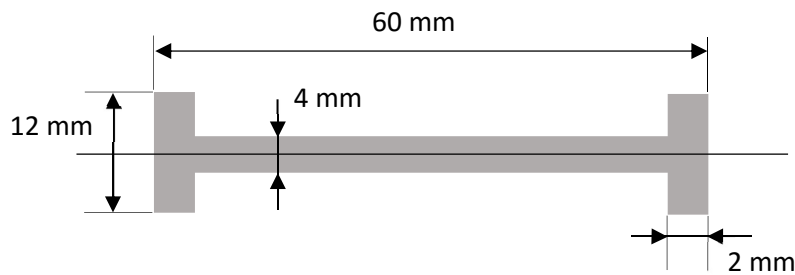


Figure 62. Dimensions de la maquette du pont de Tacoma – échelle 1/198^{ème}

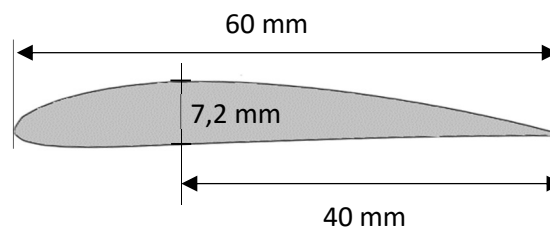


Figure 63. Dimensions de la maquette de l'aile NACA-4412

Tableau 1. Fréquences du détachement tourbillonnaire

	Maquette Millau	Maquette Tacoma
Epaisseur	8,7 mm	12 mm
Fréquence propre de torsion	11 Hz	11 Hz
Nombre de Strouhal	0,2	0,14
Vitesse de l'écoulement en soufflerie	9- 20 m/s	9 - 20 m/s
Fréquence du détachement tourbillonnaire	207 - 460 Hz	105 - 233 Hz

Compte tenu des critères d'échelles imposés sur les maquettes et des dimensions de la veine de la soufflerie du LadHyX, il s'avère impossible de reproduire l'analogie entre les vitesses réduite des essais et celles correspondant à la situation des ponts soumis aux effets naturels du vent (Tableau 2). En effet, les vitesses réduites des essais sur les maquettes sont beaucoup plus grandes que les vitesses réduites habituellement encourues par des ponts. Par exemple, la vitesse réduite observée le jour de l'accident du pont de Tacoma est inférieure à la plus petite

vitesse réduite accessible expérimentalement, ce qui explique que le comportement aérodynamique de sa maquette est systématiquement de nature instable. D'autre part, en raison de la grande raideur en torsion de son tablier, la vitesse réduite du viaduc de Millau en situation de vent réglementaire est relativement petite. Pour une vitesse du vent de 46 m/s conseillée par l'annexe nationale française de l'Eurocode 1-4 [4] (pour une altitude de 270m), la vitesse réduite associée vaut seulement 1,5, soit environ dix fois moins que l'ordre de grandeur de celles des essais. En outre, il faut préciser que les vitesses réduites présentées dans le Tableau 2 sont calculées sans tenir compte de l'effet du vent sur la raideur du système, qui tend à diminuer la fréquence de réponse des ponts bien profilés, surtout pour des vitesses de vent importantes.

Malgré ces considérations, les essais réalisés sont en bonne adéquation avec l'approche portée dans ce travail de thèse, qui relève de l'élaboration et de la validation d'un modèle du flottement de torsion, et non d'un exercice de dimensionnement des tabliers de ponts grandeur nature. Dans cette optique, il n'est pas nécessaire d'évoluer dans les mêmes gammes vitesses réduites ou nombres de Reynolds qu'à l'échelle une, mais il est indispensable de conserver et de maîtriser ces paramètres expérimentaux.

Tableau 2. Comparaison des vitesses réduites des essais avec le cas des ponts réels

	Maquettes de pont	Pont de Tacoma	Viaduc de Millau
Vitesse du vent	de 9m/s à 20 m/s	19 m/s (68km/h)	46 m/s (166 km/h)
Largeur du tablier	6 cm	12,2 m	27,6 m
Fréquence de réponse	11 Hz	0,17 Hz	0,9 Hz
Vitesse réduite	de 13,6 à 30,3	9,2	1,9

3.3. Présentation de la soufflerie

Dans une soufflerie aéronautique à circuit ouvert (Figure 64) l'air est généralement entraîné par un ventilateur situé à son extrémité aval. Il entre dans le dispositif pas un collecteur dont la forme permet d'accélérer le flux d'air tout en préservant son uniformité. A l'embouchure, une paroi structurée en nids d'abeille peut être utilisée afin d'homogénéiser l'écoulement. L'air traverse ensuite la chambre de tranquillisation puis la veine d'essai où sont réalisées les différentes mesures. Il ressort par le diffuseur dont la pente douce permet de réduire la vitesse de l'écoulement tout en évitant de produire des décollements le long des parois de la soufflerie.

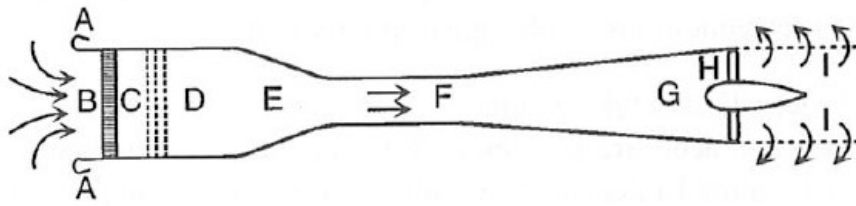


Figure 64. Soufflerie à circuit ouvert reproduit de [2] ; A : collecteur ; B : nids d'abeille ; C : filets métalliques ; D : chambre de tranquillisation ; E : convergent ; F : veine d'essais ; G : diffuseur ; H : ventilateur ; I : répartiteur.

Les essais sont conduits dans la soufflerie horizontale de type Eiffel du LadHyX, dont la veine de section carrée est de dimensions 18 cm / 18 cm, et de longueur 60 cm. La section de test est située à une distance de 30 cm de l'entrée de veine. L'écoulement d'air est généré par un ventilateur centrifuge placé en sortie de veine alimenté et contrôlé par un variateur de fréquence (de 0 à 60 Hz). Ce système permet de produire des vents de vitesse de 0 à près de 30 m/s au niveau de la zone d'essais.

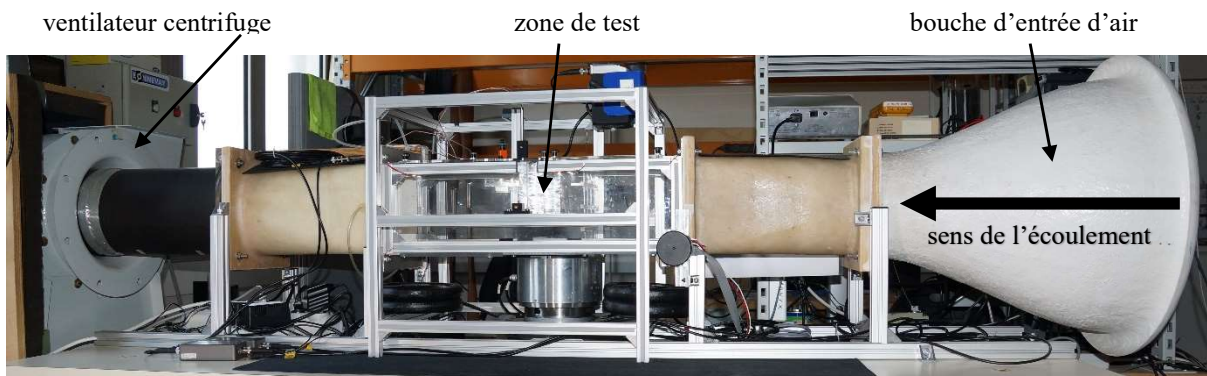


Figure 65. La soufflerie aérodynamique du LadHyX

3.4. Outils de mesure

La vitesse du vent dans la soufflerie est mesurée avec un anémomètre à tube Pitot connecté à un manomètre électronique, et placé en sortie de veine. Un thermocouple mesure la température ambiante pour corriger la vitesse du vent de référence avec une précision de l'ordre de de 0,2%.

La pression atmosphérique, mesurée à l'aide d'un baromètre au mercure, est renseignée manuellement dans le programme. Ces paramètres permettent le calcul de la masse volumique de l'écoulement grâce à la formule suivante :

$$\rho = \rho_0 \frac{273,15}{\theta_{veine}} * \frac{p_{atm}}{760} \quad (65)$$

Où $\rho_0 = 1,293 \text{ kg/m}^3$ est la masse volumique de l'air à 0 degrés Celsius (273,15 Kelvin), p_{atm} la pression atmosphérique mm de mercure, et θ_{veine} la température dans la veine en Kelvin.

Les mouvements de torsion des maquettes sont mesurés par un capteur de déplacement laser de résolution 40 μm , et dont la précision vaut 1%.

Les signaux transmis par le capteur laser, la sonde Pitot, et le thermocouple sont récupérés et traités par un système d'acquisition PAK du constructeur Müller-BBM à 8 voies pour une résolution de 24 bits.

3.5. Mesures des coefficients aérodynamiques

Les mesures d'efforts aérodynamiques sont effectuées dans la soufflerie du LadHyX. Les essais sont réalisés sur les trois maquettes sectionnelles présentées précédemment. Les valeurs des coefficients de portance, de trainée, et de tangage de chacune de ces maquettes soumises à différentes vitesses d'écoulement et sous divers angles d'incidences, sont mesurées à l'aide d'une balance aérodynamique. Les vitesses de vent visées par ces tests correspondent à une plage de variation du nombre de Reynolds de 35 000 à 80 000.

3.5.1. Balance aérodynamique

Dans le cadre de ces essais, les maquettes sont encastrées sur une balance aérodynamique à 5 composantes (Figure 66). Elle permet de mesurer simultanément les deux forces aérodynamiques, respectivement dans la direction principale de la balance (O,X) et dans la direction orthogonale (O,Y), ainsi que les moments de torsion autour de ces deux axes et autour du second axe orthogonal (O,Z) (Figure 67). Les signaux sont récupérés via le conditionneur de la balance, puis le programme informatique PAK paramétré pour enregistrer et traiter des séquences de 60 secondes avec une fréquence d'échantillonnage de 512 Hz. La balance est elle-même fixée sur un plateau tournant, ce qui permet de régler précisément l'incidence du vent sans démontage. Le système atteint une précision de l'ordre de la minute d'angle. Ces signaux sont traités pour déduire les valeurs des trois efforts aérodynamiques. Les coefficients statiques des maquettes sont ainsi mesurés pour chaque degré d'incidence du vent entre -12° et $+12^\circ$, et tous les demi-degrés entre -4° et $+4^\circ$. La maquette de Tacoma est étudiée sur une plage plus restreinte d'incidences, $-10^\circ/+10^\circ$.

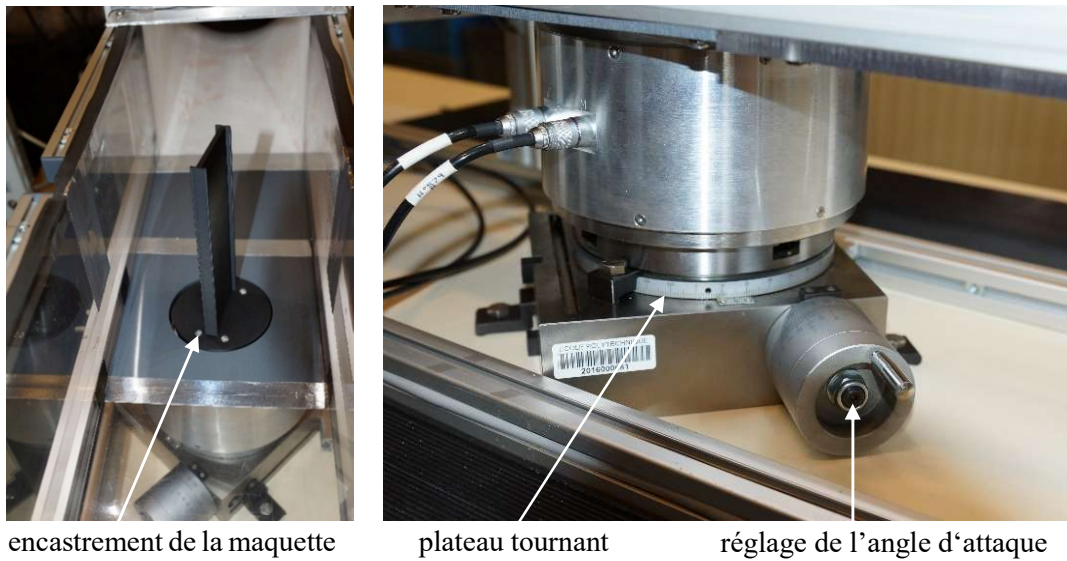


Figure 66. La balance aérodynamique du LadHyX

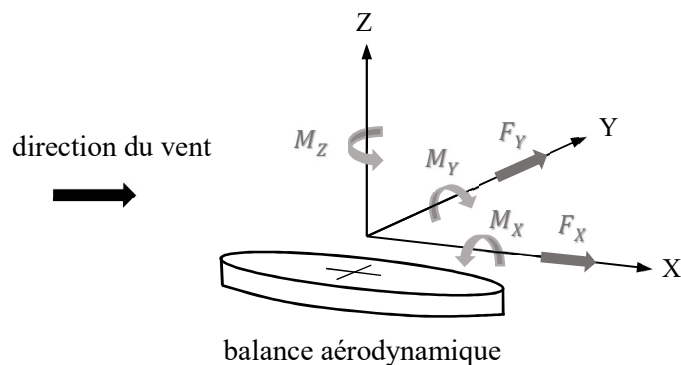


Figure 67. Efforts mesurés par la balance aérodynamique à haute sensibilité

Compte tenu de la disposition fixe des maquettes sur la balance aérodynamique elle-même disposée sur le plateau tournant, les efforts sont initialement évalués dans le référentiel des maquettes ($O; x, z$). Ils sont ensuite exprimés dans le référentiel du vent. Pour analyser les résultats de ce type d'essais il est habituel de raisonner sur des efforts par mètre linéaire de tablier, dans ce cas il convient de multiplier les coefficients aérodynamiques mesurés (1.6.1) par l'envergure des maquettes (soit 17,5 cm).

3.5.2. Coefficients aérodynamiques de la maquette du viaduc de Millau

La première version de la maquette du tablier du viaduc de Millau est éditée avec une imprimante 3D à partir d'un profil simplifié du pont réel (notamment sans tenir compte des dispositifs de retenue de l'ouvrage). La maquette présente des arêtes vives sur les bords d'attaque, de fuite et sur l'intrados, ce qui permet de fixer la position des décollements de la couche limite. Pour les faibles valeurs du nombre de Reynolds, on observe néanmoins un effet

Reynolds. Sur l'allure des courbes du coefficient aérodynamique de portance (Figure 68) on note un changement brutal du comportement en fonction de l'angle d'incidence du vent. Ceci est dû à une modification du régime de l'écoulement autour de la section qui ne se manifeste que pour certaines positions de la maquette. Il s'agit probablement d'un déplacement de la position du recollement de la couche limite, de la surface de l'âme à celle du fond de caisson, ou même de l'âme opposée (Figure 69). Pour cette version du prototype, l'effet disparaît pour des nombres de Reynolds supérieurs à 62 000. Pour les valeurs inférieures, la transition entre les régimes opère entre 2 et 4 degrés d'incidence. Un phénomène similaire est également observé en tangage.

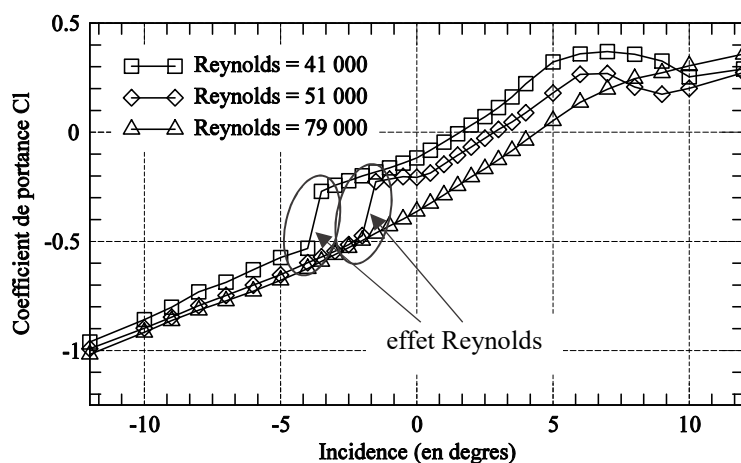


Figure 68. Coefficient de portance en fonction de l'incidence, première version de la maquette de Millau

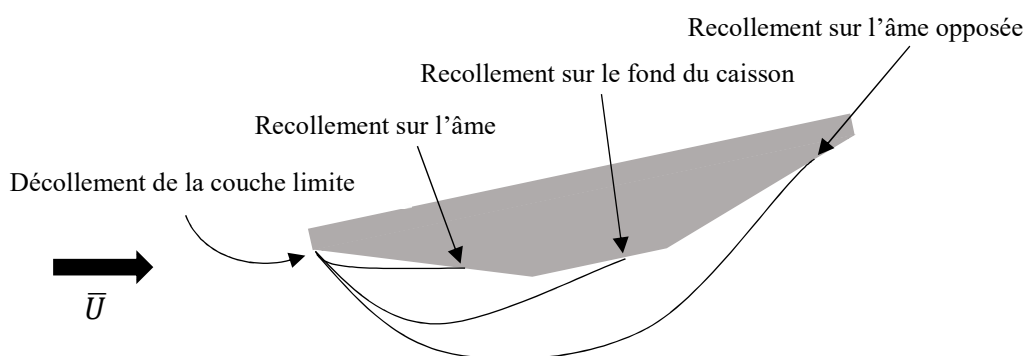


Figure 69. Configurations possibles du décollement et du recollement de la couche limite (effet Reynolds)

Les traitements successifs de la maquette par ponçage indiquent que le décollement de la couche limite responsable de l'effet Reynolds observé se situe au niveau du bord d'attaque. La version définitive de la maquette est donc obtenue en arrondissant les arrêtes correspondantes. Cette transformation de la section transversale a pour objectif de limiter l'amplitude du décollement de l'écoulement. Les résultats des mesures des coefficients statiques d'efforts effectuées sur ce profil définitif sont présentés Figure 71 et Figure 72. La transition de régimes n'a pas été

éliminée. Toutefois, on observe une évolution du comportement aérodynamique de la maquette, avec un décalage du phénomène vers des incidences inférieures à -5 degrés, ce qui n'est pas problématique en vue d'une analyse aux petits angles (les tests de lâchers présentés dans les paragraphes suivants sont initiés à 3 degrés environ). Ainsi, bien qu'il n'ait pas été possible d'écarter complètement ce phénomène lié au recollement de la couche limite, l'incidence correspondant à son apparition peut être ajustée par un traitement de surface de la maquette. Un effet Reynolds demeure cependant visible aux faibles incidences car les courbes ne sont ni superposées ni parallèles.



Figure 70. Photo des maquettes sectionnelles du viaduc de Millau, du pont de Tacoma, et de l'aile NACA-4412 pour les tests en régime statique

Les coefficients statiques de portance, tangage et trainée de la maquette définitive du viaduc de Millau sont mesurés pour quatre différentes valeurs du nombre de Reynolds. Les résultats de ces mesures sont rassemblés dans les Figure 71 à Figure 73.

On remarque que le coefficient de portance mesuré pour une incidence nulle est négatif. Pour les valeurs les plus hautes du nombre de Reynolds, qui correspondent le plus au cas réel du pont sollicité par le vent, la force statique de portance ne s'annule qu'au-delà d'un angle d'attaque de 5 degrés. Ainsi, toute sollicitation due à un vent d'incidence inférieure à 5 degrés a tendance à provoquer une réaction d'appui positive du tablier.

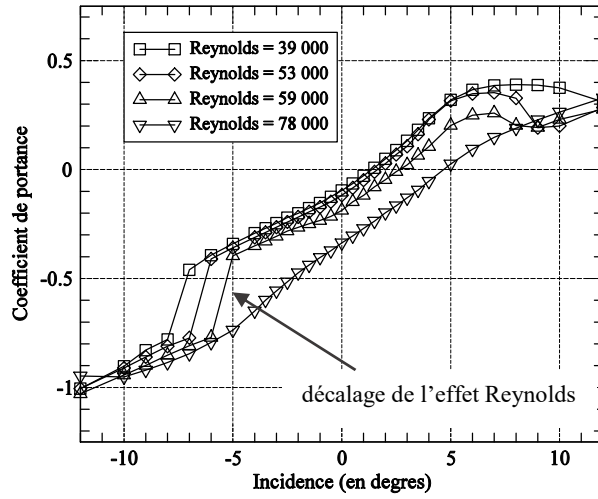


Figure 71. Coefficients de portance (C_z) de la maquette du viaduc de Millau en fonction de l'incidence

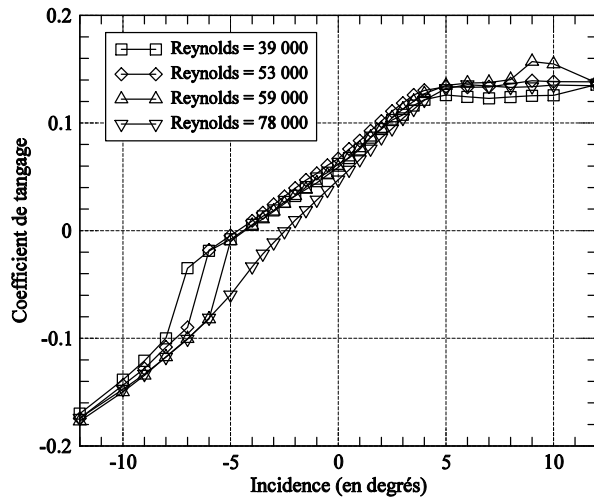


Figure 72. Coefficients de moment de tangage (C_M) de la maquette du viaduc de Millau en fonction de l'incidence

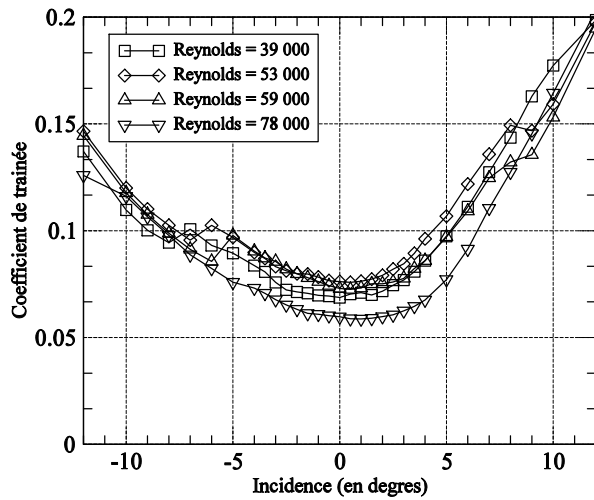


Figure 73. Coefficients de trainée (C_D) de la maquette du viaduc de Millau en fonction de l'incidence

3.5.2.1. Dérivées des coefficients statiques par rapport à l'angle d'incidence du vent

Les pentes des coefficients de portance et de tangage du viaduc de Millau sont toutes deux positives. Un effet Reynolds est observable et a été discuté dans les paragraphes précédents. Les valeurs moyennes des pentes des deux coefficients calculées sur cinq points de mesure consécutifs répartis autour de l'incidence nulle sont compilées dans le Tableau 3.

Tableau 3. Pentes des coefficients statiques du viaduc de Millau

	C'_z	C'_M
Reynolds = 37 000	3,5	0,77
Reynolds = 53 000	3,6	0,87
Reynolds = 59 000	3,5	0,94
Reynolds = 78 000	3,8	1,08

3.5.2.2. Point d'application de la force de portance sur la maquette du viaduc de Millau

La comparaison des signes des coefficients de portance et de tangage indique la position du point d'application des efforts aérodynamiques, également appelé centre de portance, ou de poussée lorsqu'il coïncide avec le point d'application de la force de traînée. On peut calculer sa position par rapport à l'axe de mesure du moment de tangage ici à la demi-corde.

$$\frac{d}{B} = -\frac{C_M - C_{M_0}}{C_z} \quad (66)$$

C_{M_0} est le coefficient de tangage mesuré à l'incidence correspondant à un coefficient de portance nul. Aussi appelé le coefficient de moment de tangage pur.

B est la valeur de la corde, soit la largeur de la maquette.

d est la distance algébrique de la mi-corde au point d'application de la portance, comptée positivement dans le sens d'écoulement du vent (Figure 74).

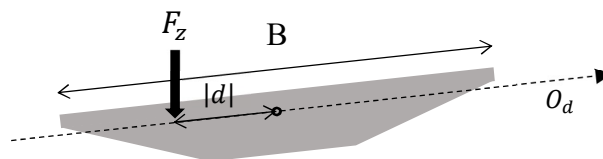


Figure 74. Position du point d'application de la portance

Le signe du rapport d/B est systématiquement négatif. Cela démontre que la position du point d'application de la force de portance déterminée expérimentalement se situe en amont de la demi-corde de la section. Et plus précisément environ au niveau du premier quart de corde. Ce résultat reste valable pour de petits angles d'incidence du vent (Figure 75), c'est-à-dire jusqu'à 5 degrés environ. De manière générale, les positionnements relatifs du point d'application de la

force de portance et de l'axe de rotation conditionnent directement le comportement aérodynamique des structures.

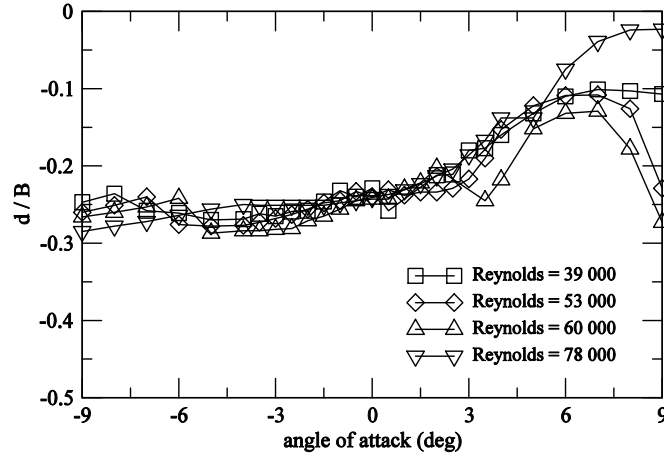


Figure 75. Point d'application de la force de portance de la maquette du viaduc de Millau

3.5.2.3. Foyer aérodynamique de la maquette du viaduc de Millau

Le foyer aérodynamique définit la position transversale de la section à laquelle le moment de tangage n'est pas sensible à la variation d'angle d'incidence du vent. C'est-à-dire le point auquel sa dérivée par rapport à θ est nulle. On note d_f la distance algébrique comptée positivement dans le sens du vent à laquelle le foyer se situe de la demi-corde. On a alors :

$$\left. \frac{\partial C_M}{\partial \theta} \right|_{(d_f)} = 0 \quad (67)$$

On peut déplacer l'expression du moment du foyer vers la demi-corde :

$$C_M(d_f) = C_M + \frac{d_f}{B} C_z \quad (68)$$

Soit en dérivant avec la condition (67) :

$$0 = \frac{\partial C_M}{\partial \theta} + \frac{d_f}{B} \frac{\partial C_z}{\partial \theta} + \frac{\partial d_f}{\partial \theta} \frac{C_z(\theta)}{B} \quad (69)$$

On observe expérimentalement que la position du foyer des sections de tabliers de ponts ou d'ailes varie très peu en fonction de l'angle d'attaque. Cette hypothèse se vérifie lorsque l'équation différentielle (69) accepte une solution triviale. On peut donc supposer que $\partial d_f / \partial \theta \approx 0$, et il vient :

$$\frac{d_f}{B} = - \frac{C'_M}{C'_z} \quad (70)$$

La position du foyer aérodynamique de la maquette du viaduc de Millau en fonction de l'angle d'attaque est tracée sur la Figure 76 pour les quatre valeurs du nombre de Reynolds testées en soufflerie. Le rapport d_f/B est négatif ce qui indique que le foyer est situé en amont de la demi-corde. On observe également que sa position est proche de celle du centre de portance, soit au niveau du premier quart de corde.

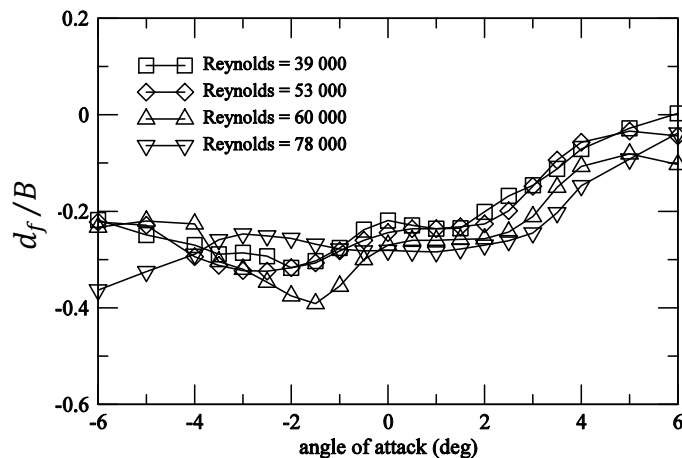


Figure 76. Position du foyer aérodynamique de la maquette de Millau

3.5.3. Coefficients aérodynamiques de la maquette du pont de Tacoma

La définition du profil de la maquette du pont de Tacoma (Figure 70) ne pose de problème d'effet Reynolds du type de ceux observés sur les maquettes du viaduc de Millau. Les différentes mesures d'efforts ne laissent pas apparaître de changement de comportement, quelle que soit la vitesse de l'écoulement et l'incidence étudiée. On observe au contraire une grande constance des valeurs des coefficients et de leurs dérivées en regard du nombre de Reynolds (Figure 77, Figure 78 et Figure 79).

Les coefficients statiques de portance, tangage et trainée de la maquette du pont de Tacoma sont mesurés pour différents angles d'incidences du vent variant de -10 à +10 degrés et pour quatre différentes valeurs du nombre de Reynolds. Les résultats de ces mesures sont rassemblés dans les Figure 77 à Figure 79.

Les valeurs du coefficient de trainée obtenues sont plus grandes que pour le viaduc de Millau. Cela s'explique par la forte prise au vent des poutres latérales à âmes pleines. Cette caractéristique peut engendrer des forces latérales importantes et causer des problèmes de dimensionnement aux effets statiques notamment en situation de vent fort [3] [87].

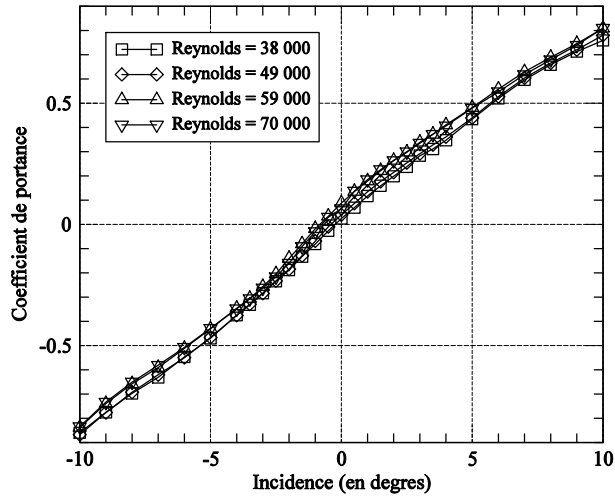


Figure 77. Coefficients de portance (C_z) de la maquette pont de Tacoma en fonction de l'incidence

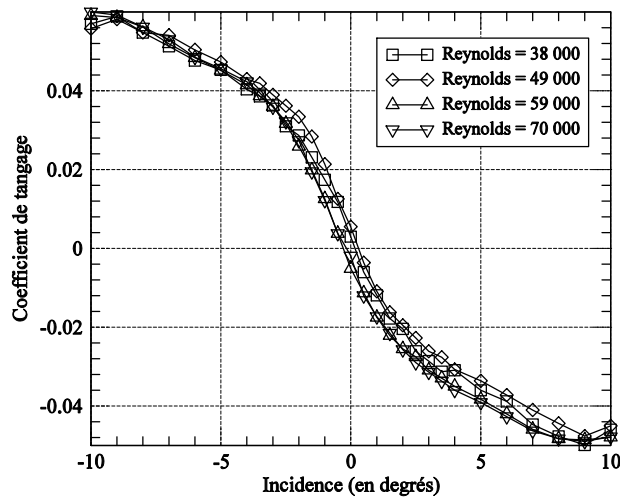


Figure 78. Coefficients de moment de tangage (C_M) de la maquette pont de Tacoma en fonction de l'incidence

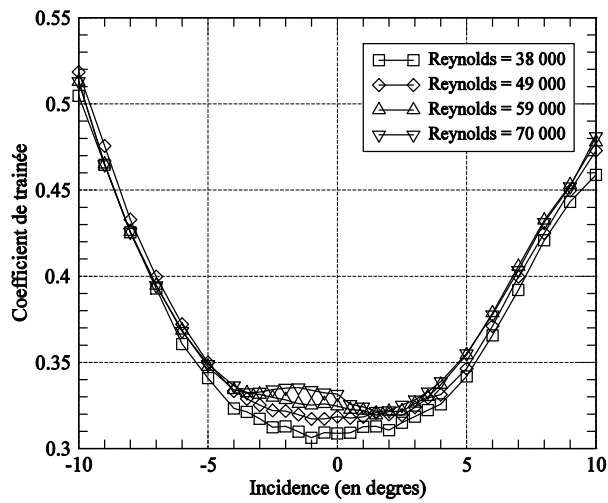


Figure 79. Coefficients de traînée (C_D) de la maquette pont de Tacoma en fonction de l'incidence

3.5.3.1. Dérivées des coefficients statiques par rapport à l'angle d'incidence du vent

Les coefficients de portance (Figure 77) et de tangage (Figure 78) mesurés pour un même angle d'incidence sont systématiquement de signes opposés. En outre, contrairement aux résultats obtenus sur la maquette du viaduc de Millau, on observe que la pente du coefficient de tangage C'_M est négative. En revanche, la dérivée du coefficient de portance C'_z est positive, ce qui exclut tout risque de galop [29]. Il est intéressant de commenter ces données car les coefficients statiques du pont de Tacoma ont rarement été étudiés (Tableau 4). En effet, compte tenu de la nature du phénomène ayant conduit à la ruine du pont, la majorité des études expérimentales concernant l'accident ont été légitimement menées en régime dynamique. Néanmoins, ces observations montrent qu'une simple approche aérostatique permet de mettre en lumière cette différence majeure entre les caractéristiques d'un pont stable comme le viaduc de Millau et un pont instable comme Tacoma.

Tableau 4. Pentes des coefficients statiques du pont de Tacoma

	C'_z	C'_M
Reynolds = 38 000	5,6	-0,90
Reynolds = 49 000	5,7	-0,93
Reynolds = 59 000	5,7	-0,86
Reynolds = 70 000	6,15	-0,86

3.5.3.2. Point d'application de la force de portance de la maquette du pont de Tacoma

On peut calculer la position du point d'application de la force de portance en fonction de l'incidence du vent de la même manière que pour le cas de la maquette du viaduc de Millau (Eq. 66). Les variations importantes de cette position autour de l'incidence nulle sont essentiellement dues au fait que la position du point d'application de la portance n'est pas défini lorsque cette dernière s'annule (Figure 80). Le signe du rapport d/B étant positif, la force de portance s'exerce en aval du centre élastique de la maquette du pont de Tacoma, et plus précisément à une distance d'environ un dixième de corde de celui-ci (Figure 88). Aussi, le comportement aérodynamique du tablier du pont de Tacoma diffère de celui du viaduc de Millau ou du profil NACA-4412 pour lesquels les efforts aérodynamiques s'appliquent en un point situé en amont du centre élastique. Cette diversité de comportement est une autre manifestation du caractère stables et instables en flottement de ces profils, qui découle de l'interprétation des pentes des coefficients de tangage.

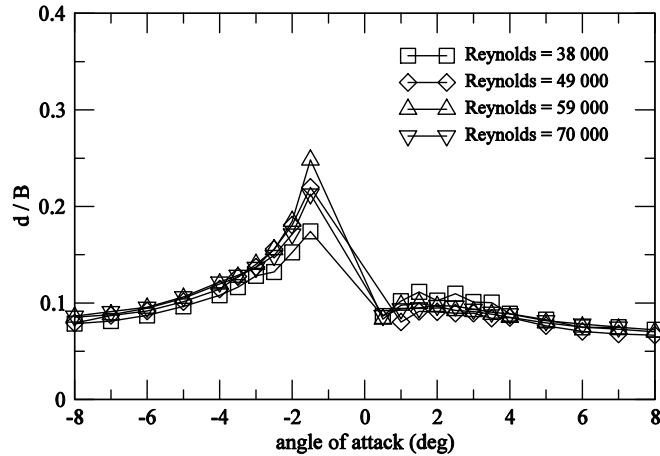


Figure 80. Point d'application de la force de portance de la maquette du pont de Tacoma

3.5.3.3. Foyer aérodynamique de la maquette du pont de Tacoma

Contrairement au foyer aérodynamique du viaduc de Millau, la position de celui du pont de Tacoma calculée avec l'équation (70) varie en fonction de l'incidence du vent (Figure 81). Ce qui signifie que $\partial d_f / \partial \theta \neq 0$, signe qu'à priori :

$$\frac{d_f}{B} \neq -\frac{C'_M}{C'_Z} \quad (71)$$

Au contraire, d_f/B est la solution de l'équation différentielle :

$$0 = \frac{\partial C_M}{\partial \theta} + \frac{d_f}{B} \frac{\partial C_Z}{\partial \theta} + \frac{\partial d_f}{\partial \theta} \frac{C_Z(\theta)}{B} \quad (72)$$

Que l'on peut résoudre numériquement en linéarisant C_Z , et en exprimant C_M comme un polynôme d'ordre 3 minimum, ainsi qu'avec les conditions initiales : $d_f(0)/B = -C'_M/C'_Z$. Une solution est tracée en Figure 82 pour un nombre de Reynolds de 38 000. On observe que malgré l'approximation grossière de linéarité du coefficient de tangage, l'approche simplifiée est en bonne cohérence avec la solution de l'équation différentielle complète pour les petites incidences. Néanmoins les deux solutions divergent pour des angles d'attaque supérieurs à 3 degrés.

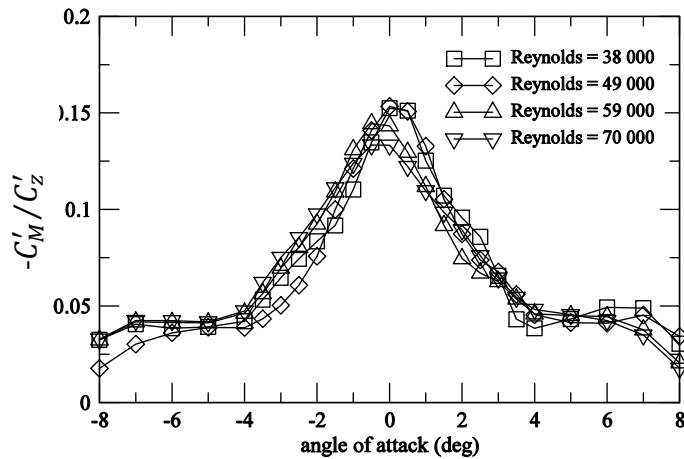


Figure 81. Valeurs du rapport $-\frac{C'_M}{C'_Z}$ de la maquette de Tacoma

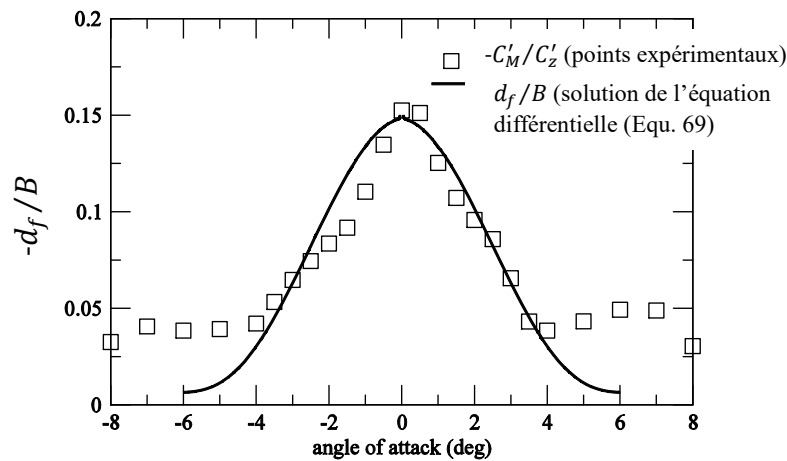


Figure 82. Position du foyer aérodynamique de la maquette du pont de Tacoma, $Re = 38\ 000$, forme linéarisée vs. solution de l'équation différentielle (Eq. 7269)

3.5.4. Coefficients aérodynamiques de la maquette de l'aile NACA-4412

Les coefficients statiques de portance, tangage et traînée de la maquette de l'aile NACA-4412 sont mesurés pour différents angles d'incidences du vent variant de -12 à $+12$ degrés et pour quatre différentes valeurs du nombre de Reynolds. Les résultats de ces mesures sont rassemblés dans les Figure 83 à Figure 85. Un effet Reynolds se manifeste sur les mesures de coefficients aérodynamiques de l'aile NACA-4412. Celui-ci se traduit par un décalage progressif des courbes et une augmentation graduelle de la pente des coefficients aérodynamiques (Figure 83, Figure 84, et Figure 85). Afin de produire des résultats cohérents avec le fonctionnement aérodynamique des ponts, l'aile NACA-4412 est retournée lors des mesures des coefficients statiques. Ainsi, on observe que le signe du coefficient de portance est négatif à incidence nulle, ce qui peut sembler contraire au bon fonctionnement d'une aile. C'est pourquoi la zone de décrochage du profil est observée pour des incidences négatives et non positives (à partir de -6 degrés).

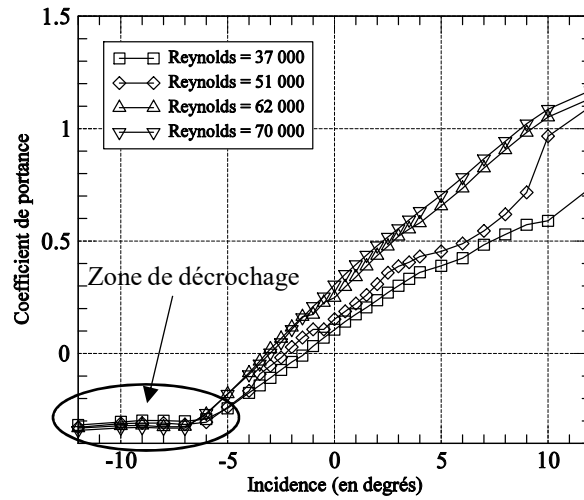


Figure 83. Coefficients de portance (C_z) de la maquette NACA-4412 en fonction de l'incidence

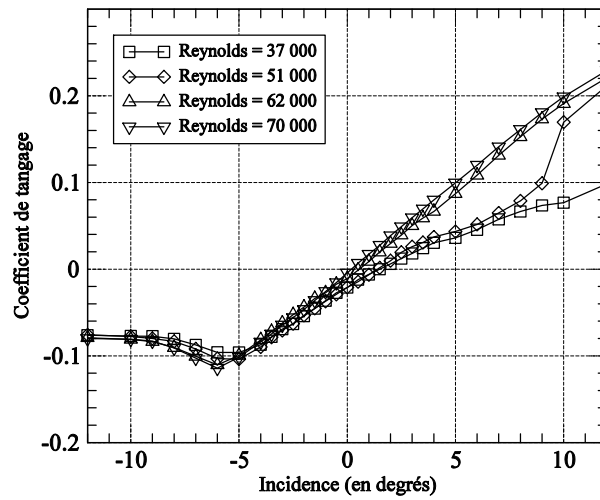


Figure 84. Coefficients de moment de tangage (C_M) de la maquette NACA-4412 en fonction de l'incidence

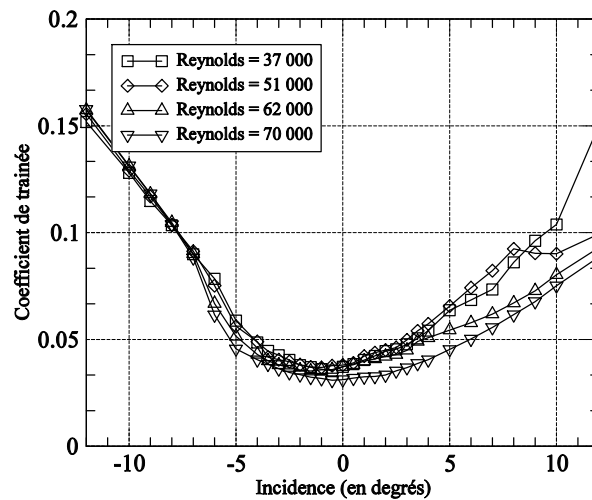


Figure 85. Coefficients de traînée (C_D) de la maquette NACA-4412 en fonction de l'incidence

3.5.4.1. Dérivées des coefficients statiques par rapport à l'angle d'incidence du vent

Comme dans le cas du viaduc de Millau, les pentes des coefficients statiques de portance et de tangages sont positives. On peut comparer la valeur des dérivées des coefficients par rapport à l'incidence aux valeurs théoriques attendues sur des ailes minces à très haut Reynolds qui valent respectivement $C'_z = 2\pi = 6,27$ et $C'_M = \pi/2 = 1,57$ (Tableau 5). On observe que la valeur du nombre de Reynolds augmentant, les valeurs des pentes des coefficients statiques tendent vers leurs valeurs théoriques.

Tableau 5. Pentas des coefficients statiques de l'aile NACA 4412

	C'_z	C'_M
Reynolds = 37 000	4,1	0,87
Reynolds = 51 000	3,7	0,86
Reynolds = 62 000	4,5	1,00
Reynolds = 70 000	5,5	1,25

3.5.4.2. Point d'application de la force de portance sur la maquette de l'aile NACA 4412

On peut calculer la position du centre de poussée en fonction de l'incidence du vent par rapport à la demi-corde de la même manière que pour le cas de la maquette du viaduc de Millau. On observe (Figure 86) que la position du point d'application de la résultante des forces de portances de l'aile NACA-4412 ne se situe pas tout à fait au niveau du quart de corde comme cela est prévu par la théorie des ailes minces [12]. En effet ce point est bien situé en amont de la demi corde, mais à une distance de l'ordre du cinquième de corde. Ce décalage découle de la différence entre les valeurs des pentes des coefficients mesurés et celles des coefficients théoriques.

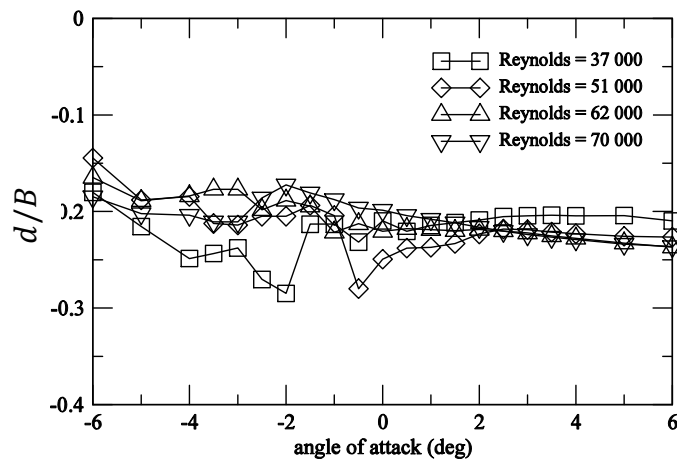


Figure 86. Point d'application de la force de portance de la maquette de l'aile NACA-4412

3.5.4.3. Foyer aérodynamique de la maquette de l'aile NACA-4412

La position du foyer aérodynamique de la maquette d'aile NACA-4412 en fonction de l'incidence du vent est tracée entre -6 et 6 degrés sur la Figure 87. On observe qu'outre pour des incidences négatives importantes (-5 à -6 degrés), la position du foyer fluctue très peu en fonction de l'angle d'attaque. La variation de position observée autour de -6 degrés d'incidence coïncide avec l'inversion locale de la pente du coefficient de tangage visible sur la Figure 84 (décrochage). Globalement la position du foyer aérodynamique de l'aile NACA-4412 est très proche de celle du centre de portance, et se situe à proximité du premier quart de corde, qui est la position théorique de ce point prévue par la théorie des ailes minces.

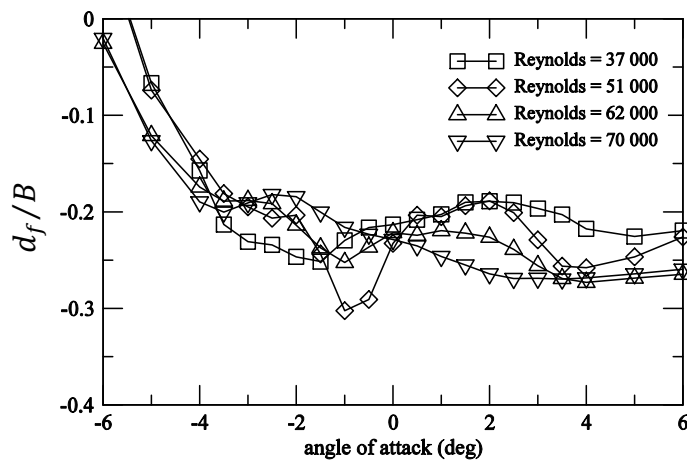


Figure 87. Position du foyer aérodynamique de la maquette NACA-4412

3.5.5. Conclusions

Les mesures des coefficients aérodynamiques réalisées sur les trois différents profils transversaux de ponts ou d'aile ont permis de mettre en évidence de nettes différences entre leurs paramètres aérodynamiques. A ce stade, il est possible de faire le lien entre les variations des caractéristiques mesurées et le comportement en torsion de ces différentes structures. Ainsi, on a montré qu'outre le signe de la pente du coefficient statique de tangage, les positions du centre de portance et du foyer aérodynamique diffèrent largement entre le profil stable du viaduc de Millau et le profil instable du pont de Tacoma (Figure 88). En effet, avec des pentes des coefficients de portance et de tangage toutes deux positives, les forces de portances s'appliquent en amont des centres de rotation des sections transversales stables vis-à-vis du flottement de torsion. Au contraire, avec une pente du coefficient de portance positive et une pente du coefficient de tangage négative, la force de portance s'applique en aval de l'axe de rotation de la section transversale correspondant au pont instable. Une interprétation similaire peut être réalisée sur la base de la position du foyer aérodynamique, qui se trouve également en amont de la demi-corde pour le viaduc de Millau et l'aile NACA-4412 et en aval pour le pont de Tacoma. Dès lors, on entrevoit une corrélation possible entre le signe des pentes des coefficients de tangage et de portance, et la stabilité des structures vis-à-vis du flottement de torsion.

Toutefois, les essais en régime statiques ne rendent naturellement pas compte de toute la dynamique du comportement en torsion des tabliers de ponts ou des ailes. C'est pourquoi des essais en régime dynamique, c'est-à-dire avec des maquettes suspendues élastiquement et libres de se déplacer sont généralement indispensables à la conception de ces structures.

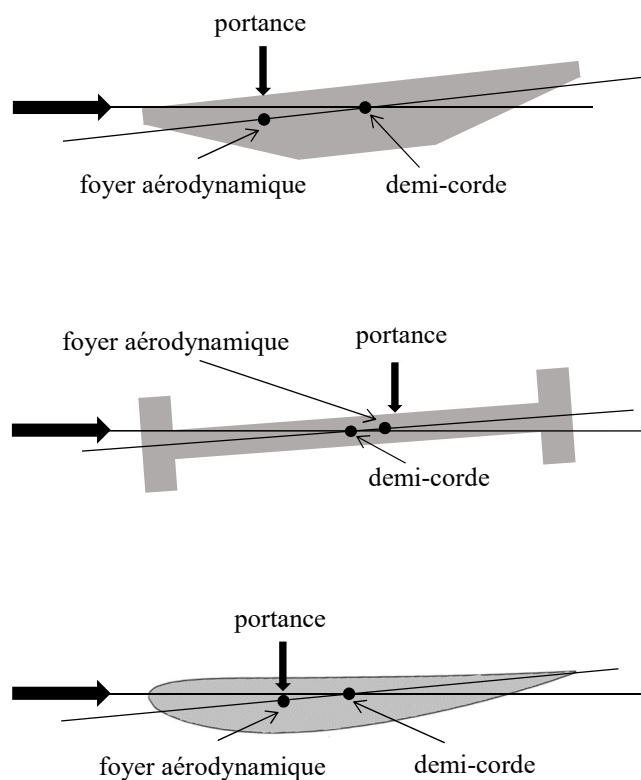


Figure 88. Position du point d'application de la force de portance et du foyer aérodynamique

En outre, les résultats obtenus montrent la sensibilité de la définition de certaines maquettes vis-à-vis du nombre de Reynolds, en particulier pour les vitesses de vent accessibles en soufflerie. Cela renforce la nécessité de bénéficier d'un ensemble de données cohérentes obtenues dans des conditions expérimentales équivalentes. En effet, un éventuel effet du nombre de Reynolds sur le comportement des maquettes serait d'autant plus préjudiciable qu'il ne serait pas reproduit lors de l'ensemble des mesures de leurs caractéristiques aérodynamiques et aéroélastiques. Néanmoins, bon nombre d'études croisées entre simulations numériques et mesures expérimentales du comportement des tabliers de ponts disponibles dans la littérature sont réalisées à partir de coefficients aérodynamiques obtenus dans des contextes expérimentaux différents de celui des mesures dynamiques [13] [88]. Voir, à partir de coefficients statiques ou de dérivées de flottement obtenues par des méthodes numériques de CFD (Computational Fluid Dynamics) exploités en comparaison avec des résultats expérimentaux [65]. Afin d'améliorer la cohérence de l'exploitation de ces paramètres, il est préférable de mesurer les dérivées de flottement en torsion à l'aide d'un dispositif expérimental équivalent à celui utilisé pour mesurer leurs coefficients statiques.

3.6. Mesures des amortissements et des raideurs aérodynamiques

Les résultats présentés dans les paragraphes suivants correspondent à la démarche habituellement mise en œuvre dans le cadre de la conception des ponts. Afin d'écartier tout risque d'instabilité, les ouvrages d'art sont systématiquement étudiés à échelle réduite en soufflerie en régime dynamique. Ces essais consistent à mesurer les dérivées de flottement sur des maquettes sectionnelles du tablier. Ils sont particulièrement utiles pour caractériser la nature du couplage aéroélastique. Ils sont généralement réalisés à un degré de liberté, soit en flexion pour étudier le galop, soit en torsion pour étudier le flottement, ou encore à deux degrés de liberté pour étudier le flottement par confusion de fréquences. Dans le cas particulier du mouvement de torsion simple des tabliers de ponts, on s'intéresse aux coefficients A_2^* et A_3^* . Physiquement, A_2^* est liée à la valeur de l'amortissement ajouté en torsion, alors que A_3^* est liée à la valeur de la raideur ajoutée en torsion. L'équation du comportement dynamique à un degré de liberté en torsion des maquettes s'écrit dans le formalisme proposé par Scanlan :

$$J (\ddot{\theta} + 2 \omega_{\theta} \eta_{\theta} \dot{\theta} + \omega_{\theta}^2 \theta) = \frac{1}{2} \rho \bar{U}^2 B^2 \left[K A_2^*(K) \frac{B \dot{\theta}(t)}{U} + K^2 A_3^*(K) \theta(t) \right] \quad (73)$$

Afin de reproduire des conditions expérimentales équivalentes à celles ayant préalablement conduit à la mesure des coefficients statiques, les mêmes maquettes que précédemment sont utilisées en régime dynamique, pour les mêmes valeurs du nombre de Reynolds. De plus, les mesures sont effectuées dans la même soufflerie, et donc avec une turbulence de nature identique. De cette façon, les dérivées de flottement sont déterminées expérimentalement sur des systèmes physiquement cohérents avec leurs homologues utilisés en régime statique.

3.6.1. Montage expérimental des maquettes en torsion

Les maquettes sectionnelles sont disposées à mi-hauteur de la veine de la soufflerie. Un schéma du montage expérimental est présenté sur la Figure 90. Les maquettes sont montées sur un axe de rotation fixé au niveau de leur demi-corde. Elles sont maintenues élastiquement et raidies en torsion par une paire de ressorts verticaux encastrés sur le bâti à leur extrémité. Un second axe, solidaire et orthogonal à l'axe de rotation est utilisé pour fixer les ressorts au système, ainsi que pour disposer des masses ajoutées qui permettent d'ajuster l'inertie. Le système est naturellement amorti par les supports de l'axe principal constitués de pointes et de contrepointes. Le schéma détaillé du dispositif mécanique est présenté Figure 89. Les déplacements de la maquette sont mesurés à l'aide d'un capteur laser. La raideur des ressorts ainsi que la disposition des masses ajoutées sont choisies afin de calibrer la fréquence de réponse sans vent du système à environ 11 Hz (Tableau 6). Compte tenu de la dimension transversale des maquettes (corde de 6 cm) cela correspond à une plage de variation de vitesses réduites de 15 à 35 pour des valeurs du nombre de Reynolds comprises entre 35 000 et 80 000.

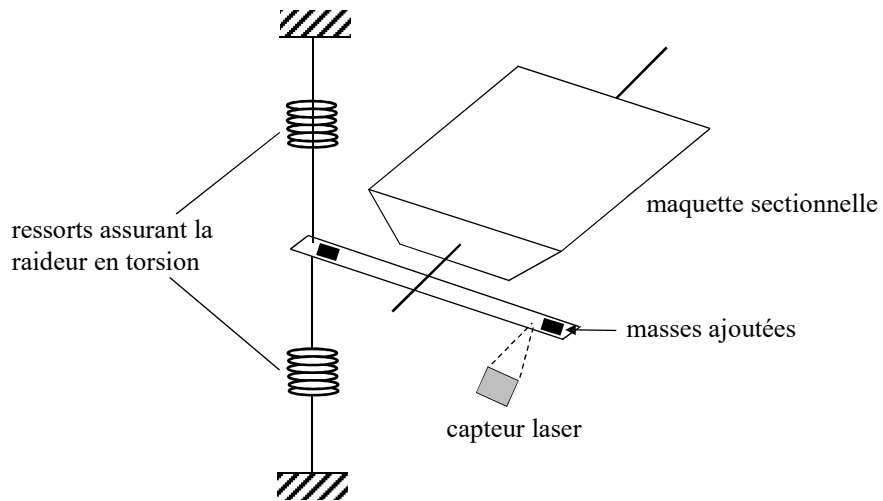


Figure 89. Schéma du montage mécanique pour les essais en torsion

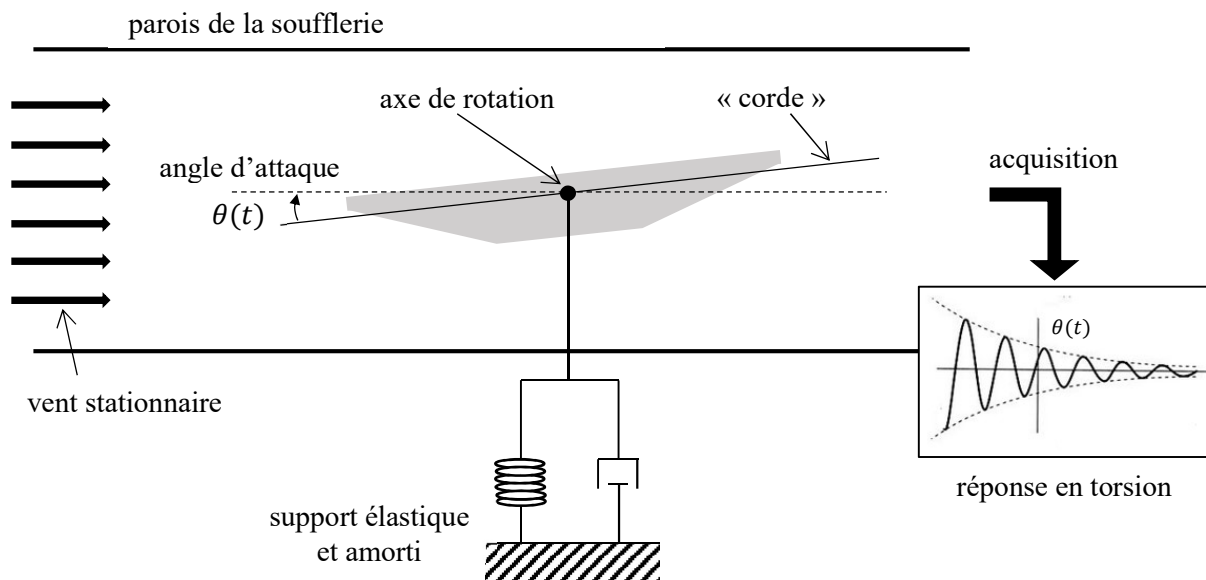


Figure 90. Schéma général des essais en régime dynamique en soufflerie

Tableau 6. Caractéristiques dynamiques à vide des trois dispositifs testés

	Fréquence de réponse sans vent	Amortissement structurel
Maquette de Millau	11 Hz	0,12 %
Maquette de Tacoma	10,8 Hz	1,0 %
Maquette NACA-4412	11 Hz	0,15 %

3.6.2. Méthodes d'identifications des dérivées du flottement en torsion

On cherche à identifier les valeurs des dérivées de flottement sur la base de mesures en soufflerie (Eq. 73). Ces coefficients sont fonction de la fréquence réduite de réponse du système. Les essais sont constitués de lâchers dynamiques dans un écoulement de vitesse moyenne constante et réglable. Dans le cas de maquette en mouvement de torsion pure (identification des coefficients A_2^* et A_3^*) on procède à partir d'une amplitude de départ θ_0 de l'ordre de quelques degrés (3 par exemple) de manière à maintenir le système dans le cadre de l'hypothèse des petits angles. La réponse du système est oscillante et amortie (système stable) ou amplifiée (système instable).

Pour la pulsation du signal de réponse du système couplé fluide-structure $\hat{\omega}_\theta$, on utilise les expressions suivantes de l'amortissement et de la pulsation de réponse [2] :

$$A_2^*(\hat{\omega}_\theta) = \frac{2J}{\rho B^4 \hat{\omega}_\theta} 2(\omega_\theta \eta_\theta - \hat{\omega}_\theta \hat{\eta}_\theta) \quad (74)$$

$$A_3^*(\hat{\omega}_\theta) = \frac{2J}{\rho B^4 \hat{\omega}_\theta^2} (\omega_\theta^2 - \hat{\omega}_\theta^2 - (\hat{\omega}_\theta \hat{\eta}_\theta)^2) \quad (75)$$

Avec ω_θ et η_θ respectivement la pulsation de réponse et l'amortissement du système en absence de vent. Et $\hat{\omega}_\theta$ et $\hat{\eta}_\theta$ respectivement la pulsation de réponse et l'amortissement du système en présence d'un écoulement de vent de vitesse moyenne \bar{U} . Les valeurs de A_2^* et A_3^* dépendent donc également de la vitesse moyenne de l'écoulement. Les amortissements sont mesurés par la méthode du décrément logarithmique, dont un exemple est présenté en annexes. Le coefficient A_2^* traduit l'apport d'amortissement aérodynamique à l'amortissement total en torsion du système couplé. Et A_3^* le décalage de la fréquence de réponse par rapport à celle du système libre.

3.6.3. Présentation des mesures des dérivées de flottement

3.6.3.1. Viaduc de Millau

Les dérivées de flottement A_2^* et A_3^* obtenues sur la base des mesures de l'amortissement et de la fréquence de réponse de la maquette du viaduc de Millau sont tracées sur la Figure 91 et la Figure 92. Elles sont calculées grâce aux équations (Eq. 74) et (Eq. 75) pour quatre différentes valeurs de vitesses réduites correspondant aux quatre valeurs du nombre de Reynolds auxquelles ont été mesurées les coefficients statiques de la maquette (Tableau 3). Les essais sont répétés une vingtaine de fois pour chaque valeur de vitesse réduite afin de limiter l'impact des imprécisions inhérente à la méthode de mesure de l'amortissement.

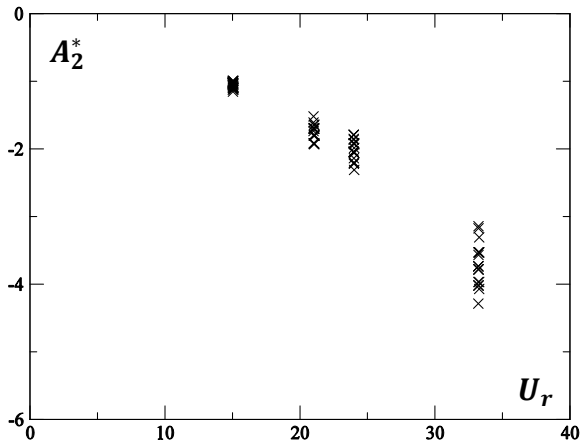


Figure 91. A_2^* viaduc de Millau

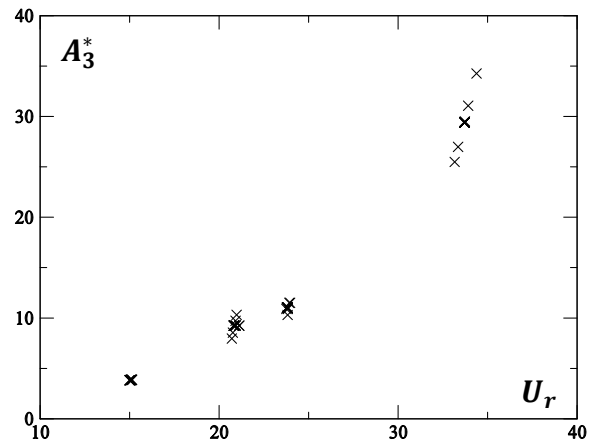


Figure 92. A_3^* viaduc de Millau

3.6.3.2. Pont de Tacoma

Les dérivées de flottement A_2^* et A_3^* obtenues sur la base des mesures de l'amortissement et de la fréquence de réponse de la maquette du pont de Tacoma sont tracées sur la Figure 93 et la Figure 94. Comme pour le viaduc de Millau, elles sont calculées grâce aux équations (Eq. 74) et (Eq. 75) pour quatre différentes valeurs de vitesses réduites correspondant aux quatre valeurs du nombre de Reynolds auxquelles ont été mesurées les coefficients statiques de la maquette du pont de Tacoma (Tableau 4).

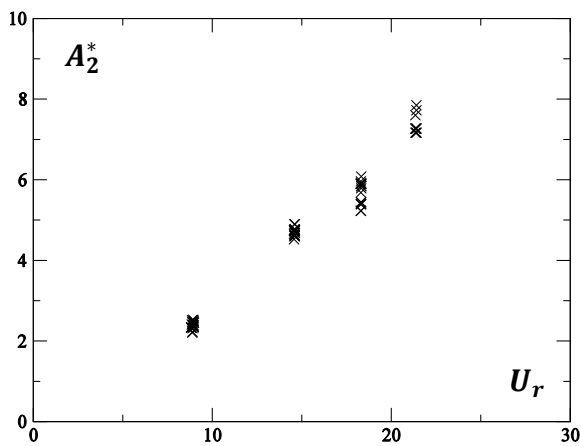


Figure 93. A_2^* pont de Tacoma

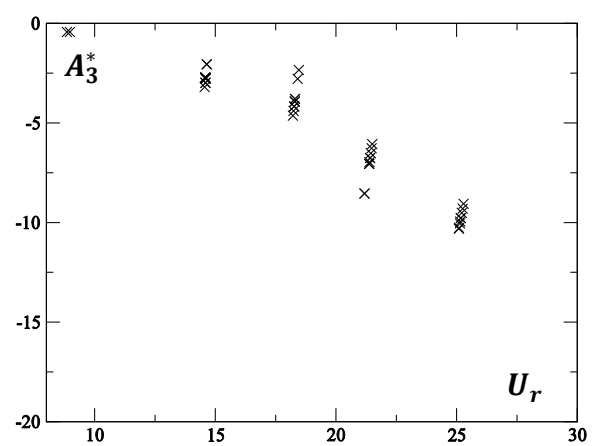


Figure 94. A_3^* pont de Tacoma

3.6.3.3. Aile NACA-4412

Les dérivées de flottement A_2^* et A_3^* obtenues sur la base des mesures de l'amortissement et de la fréquence de réponse de la maquette de l'aile NACA-4412 sont tracées sur la Figure 95 et la Figure 96. Comme pour le viaduc de Millau et le pont de Tacoma, elles sont calculées grâce aux équations (Eq. 74) et (Eq. 75) pour quatre différentes valeurs de vitesses réduites

correspondant aux quatre valeurs du nombre de Reynolds auxquelles ont été mesurées les coefficients statiques de la maquette de l'aile NACA-4412 (Tableau 5).

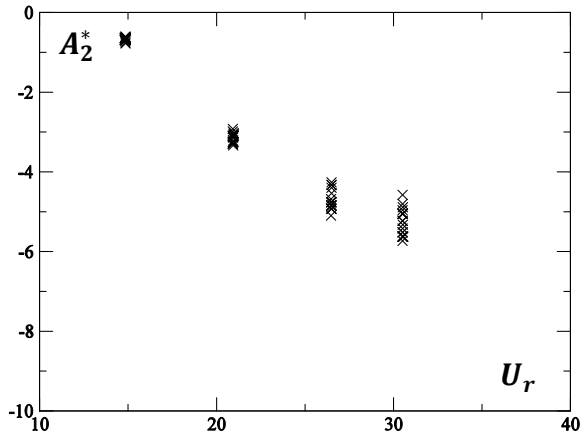


Figure 95. A_2^* aile NACA-4412

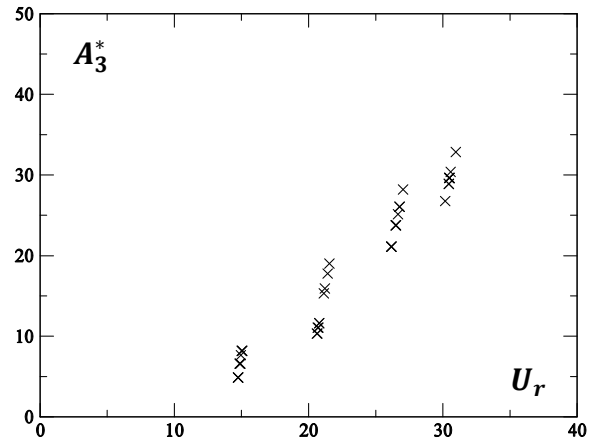


Figure 96. A_3^* aile NACA-4412

3.6.3.4. Observations

Le signe du coefficient A_2^* des profils du viaduc de Millau et de l'aile NACA-4412 est négatif sur la plage de vitesses réduites testées. C'est la signature des structures stables vis-à-vis du flottement de torsion. En outre, sa valeur absolue est fonction croissante de la vitesse réduite. Cela indique que l'amortissement total du système couplé est d'autant plus grand que la vitesse du vent augmente (Tableau 7). Le vent a donc un effet stabilisateur. Au contraire, les dérivées de flottement A_2^* de la maquette du pont de Tacoma sont positives, ce qui indique que l'amortissement aérodynamique ajouté est négatif. C'est significatif des sections transversales sujettes au phénomène de flottement.

La dispersion des mesures de A_2^* est plus importante pour les valeurs les plus élevées de vitesses réduites testées. Cela s'explique par le rôle joué par l'amortissement aérodynamique ajouté. A haute vitesse, les systèmes couplés sont soit très amortis en torsion, soit très instables. Ainsi dans les deux cas, le nombre de périodes d'oscillations disponibles pour mesurer cet amortissement diminue lorsque de la vitesse de l'écoulement augmente. Cela conduit à une diminution de la précision des mesures. Afin de palier à ce phénomène, les mesures sont répétées une vingtaine de fois, ce qui permet d'accéder au calcul d'une valeur moyenne fiable de l'amortissement (Tableau 7).

Tableau 7. Amortissement moyen (sur 20 mesures) avec et sans vent des trois maquettes testées en soufflerie

Millau	sans vent	$U_r = 15,1$	$U_r = 20,9$	$U_r = 23,9$	$U_r = 33,7$
Amortissement	0,12 %	0,61 %	0,74 %	1,04 %	2,52 %
Ecart type (%)	0,0072	0,0520	0,0580	0,0947	0,1071
Tacoma	sans vent	$U_r = 14,6$	$U_r = 18,3$	$U_r = 21,4$	$U_r = 25,2$
Amortissement	1,01 %	-1,64 %	-2,20 %	-3,10 %	-4,46 %
Ecart type (%)	0,150	0,0529	0,1516	0,1735	0,2794
NACA 4412	sans vent	$U_r = 14,9$	$U_r = 20,9$	$U_r = 26,5$	$U_r = 30,5$
Amortissement	0,15 %	0,55 %	2 %	2,92 %	3,24 %
Ecart type (%)	0,0129	0,0237	0,0677	0,1343	0,1894

Les signes des coefficients A_3^* des deux maquettes sectionnelles stables en torsion sont positifs et leurs valeurs augmentent avec la vitesse, ce qui indique que la fréquence de réponse couplée de ces structures diminue (Tableau 8). L'effet opposé est observable dans le cas de la maquette du pont de Tacoma, dont le signe de la dérivée de flottement A_3^* est négatif. Cela indique que la fréquence de réponse couplée avec le vent est supérieure à la fréquence à vide.

Tableau 8. Fréquences moyennes de réponse (sur 10 mesures) avec et sans vent pour les trois maquettes testées en soufflerie

Millau	sans vent	$U_r = 15,1$	$U_r = 20,9$	$U_r = 23,9$	$U_r = 33,7$
Fréquence	11 Hz	10,8 Hz	10,5 Hz	10,4 Hz	9,6 Hz
Tacoma	sans vent	$U_r = 14,6$	$U_r = 18,3$	$U_r = 21,4$	$U_r = 25,2$
Fréquence	10,8 Hz	10,9	11 Hz	11,2	11,4 Hz
NACA 4412	sans vent	$U_r = 14,9$	$U_r = 20,9$	$U_r = 26,5$	$U_r = 30,5$
Fréquence	11 Hz	10,6 Hz	10,2 Hz	9,7 Hz	9,5 Hz

Les mesures d'amortissements et de fréquences de la réponse des maquettes en régime dynamique ont permis d'identifier les valeurs des dérivées de flottement en torsion A_2^* et A_3^* . Les essais sont réalisés dans des conditions expérimentales équivalentes à celles mises en œuvre lors des essais en régime statique. L'interprétation du signe des coefficients A_2^* conduit à l'évaluation de la stabilité vis-à-vis du flottement de torsion des différentes sections transversales des structures testées. Les comportements stables du viaduc de Millau et de l'aile NACA-4412, ainsi que le comportement instable du pont de Tacoma sont observés expérimentalement.

3.7. Conclusions

Trois prototypes de maquettes sectionnelles à échelles réduites ont été conçues afin de répondre aux besoins de cette étude expérimentale. Elles correspondent respectivement, au viaduc de Millau afin de représenter un cas de pont au comportement stable en flottement, au pont de Tacoma afin de représenter un cas de pont instable vis-à-vis du flottement de torsion, et à une aile NACA-4412 dont le comportement aéroélastique est stable. Les coefficients aérodynamiques ont été mesurés au moyen d'essais en régime statique. Les amortissements et raideurs aérodynamiques ajoutées ont été mesurées en régime dynamique. L'ensemble de ces mesures ont été reproduites pour quatre valeurs du nombre de Reynold, identiques dans chaque régime, comprises entre 30 000 et 80 000. De plus, tous les essais ont été réalisés dans la même soufflerie, ainsi les conditions de turbulence sont restées identiques durant toute la démarche expérimentale. Enfin, les maquettes utilisées dans les deux régimes d'essais sont de même dimensions, et seules leurs conditions d'appui ont été modifiées afin de les adapter aux différents montages. Toutes les caractéristiques aérodynamiques et aéroélastiques ont donc été observées dans des conditions équivalentes malgré l'utilisation de deux dispositifs expérimentaux distincts. La cohérence des mesures ainsi réalisées est donc maximale et permet d'envisager leur utilisation dans le cadre d'une étude croisée, au sein d'un même modèle aéroélastique.

Chapitre 4 : Un modèle à retard des efforts aéroélastiques

L'expérience montre que lorsqu'on applique un échelon instantané d'angle d'attaque du vent à un profil, les efforts aérodynamiques ne s'établissent pas instantanément (Figure 97). On observe au contraire que le moment de tangage final n'est atteint qu'un certain temps après l'imposition du mouvement. Sur le plan physique, cette durée est affiliée à une adaptation de la circulation de l'écoulement autour de la structure, associée à la génération et la convection de tourbillons le long de la section et/ou dans le sillage. Dans le cas particulier des ailes minces, le comportement de l'écoulement non décollé durant ce laps de temps peut être décrit par la théorie potentielle instationnaire. En revanche, dans le cas des ponts de nombreux points de décollements perturbent l'écoulement, et chaque singularité géométrique peut engendrer ses propres tourbillons qui devront être convectés par le fluide avant de recouvrer un régime stationnaire. La viscosité de l'écoulement qui pilote le comportement de la couche limite et particulièrement celui des zones décollées devient alors le phénomène déterminant. C'est pourquoi en pratique les tabliers de ponts sont généralement étudiés sur la base de mesures en régime dynamique en soufflerie.

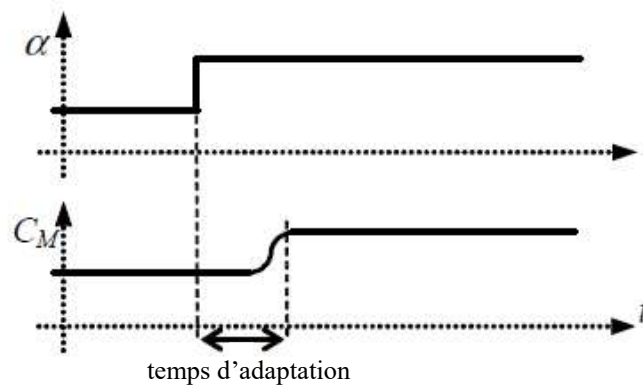


Figure 97. Déphasage entre mouvement et effort [10]

Dans ce chapitre, le comportement en torsion des trois sections transversales traitées en soufflerie au chapitre 3 est étudié. Dans un premier temps, une modélisation quasi-statique du moment de tangage est proposée et écartée sur la base des résultats expérimentaux. Enfin, une nouvelle approche temporelle du chargement aéroélastique basée sur la notion de retard est formulée et mise en œuvre pour prévoir les réponses des maquettes. Ce modèle est exploité pour définir un critère simple d'évaluation de la stabilité en flottement des tabliers de ponts.

4.1. Concept de retard en aéroélasticité

4.1.1. Etude du flottement de décrochage des ailes et des rotors

Lorsqu'un profil d'aile dépasse l'angle d'attaque de décrochage statique, sa portance diminue. Si sa vitesse de rotation est importante, il peut arriver que ce phénomène soit décalé vers des incidences sensiblement supérieures à celles attendues dans des conditions quasi-statique [89] [90]. La réorganisation de l'écoulement suite au rapide changement de position de l'aile nécessite un certain temps, même s'il n'est que faiblement visqueux. Cela entraîne un retard de la séparation de la couche limite. Le mécanisme de décrochage dynamique met alors en jeu la création d'un tourbillon de bord d'attaque, qui est ensuite convecté le long de la surface de l'aile. En dépassant la demi-corde, il s'accompagne d'une perte de portance. Lorsque l'angle d'attaque redevient suffisamment petit, l'écoulement peut se recoller. Toutefois, le temps nécessaire à sa réorganisation entraîne un nouveau retard dans le processus. C'est pourquoi, le rattachement de la couche limite se produit à son tour pour un angle d'attaque plus petit que l'angle de décrochage statique. Ainsi, ces délais successifs dans le déclenchement du décollement de la couche limite visqueuse, puis de son recollement, provoquent de larges quantités d'effets hystérésis, sources d'amortissements aérodynamiques ajoutées, et dont la modélisation est complexe.

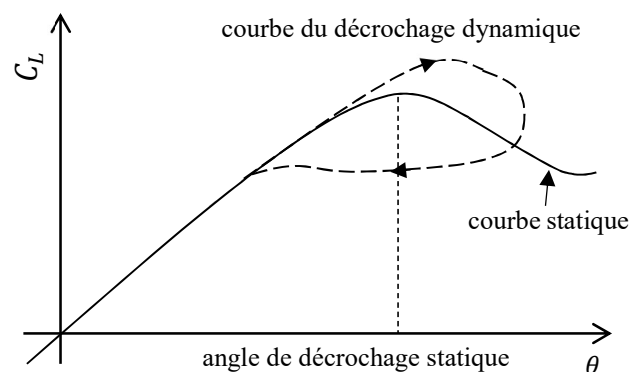


Figure 98. Le mécanisme du décrochage dynamique en torsion des ailes

Dans le champ du génie-civil, la problématique du décrochage dynamique se pose par exemple pour les éoliennes à axe vertical de type Darrieus (Figure 99), et les grandes éoliennes horizontales, pour lesquelles le mouvement circulaire des pales conduit à des variations rapides et de grande amplitude de l'angle d'incidence apparent du vent.

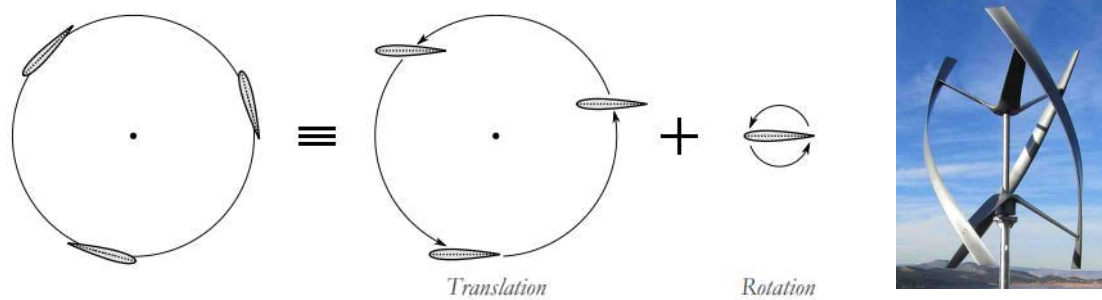


Figure 99. Décomposition du mouvement des pales verticales d'une éolienne de type Darrieus où les variations de l'angle d'attaque apparent, qui correspondent à la vitesse de rotation de l'appareil, peuvent être très importantes

De nombreux modèles aéroélastiques ont été développés afin de traiter du décrochage dynamique en torsion des ailes et des rotors d'hélicoptères [91]. Trois d'entre eux sont brièvement présentés :

- Le modèle à angle d'attaque équivalent.
- Le modèle semi-empirique de l'ONERA.
- Le modèle à mécanismes élémentaires de Leishman-Beddoes.

Modèle à angle d'attaque équivalent

Le modèle Boeing-Vertol à angle d'attaque équivalent proposé par Gormont [92] suppose que l'aile en régime dynamique réagit selon une configuration quasi-statique équivalente, déterminée pour une incidence de référence définie par :

$$\theta_{ref} = \theta - \gamma(0,75 + 0,25S_{\dot{\theta}})S_{\dot{\theta}} \sqrt{\left| \frac{D\dot{\theta}}{2U_r} \right|} \quad (76)$$

Où $S_{\dot{\theta}}$ désigne le signe de $\dot{\theta}$ à l'instant correspondant au calcul des efforts aéroélastiques, et γ un coefficient rendant compte de l'épaisseur de l'aile. Finalement, θ_{ref} représente un angle d'attaque déterminé pour une position de l'aile photographiée à un instant antérieur à celui du calcul, et qui dépend de l'épaisseur de son profil. Dans le modèle de Gormont, cette incidence de référence est ensuite utilisée pour déterminer la force de portance. Cela est alors pratiquement équivalent à introduire un retard temporel entre les efforts aéroélastiques et la position instantanée de l'aile.

Modèle ONERA

Le modèle semi-empirique développé par l'ONERA [93] [94] combine les effets instationnaires de l'écoulement attaché (théorie des ailes minces) avec les conséquences d'un décollement dynamique. Ces deux termes sont traités en parallèle et les déplacements sont cumulés, et complétés par l'introduction d'un retard au décrochage [94]. Ce modèle non linéaire repose sur de nombreux coefficients expérimentaux mesurables au cas par cas en soufflerie.

Modèle de Leishman-Beddoes

Le modèle de Leishman-Beddoes [95] propose une représentation complète de la physique des mécanismes qui constituent le décrochage dynamique. Ce modèle repose sur la distinction entre les écoulements attachés et décollés, qui sont modélisés par deux systèmes distincts, auxquels s'ajoute un troisième module pour les efforts induits par le tourbillon de bord d'attaque [96]. Le comportement de l'aile dans un écoulement non décollé est modélisé dans le domaine temporel avec la théorie des ailes minces de Wagner. L'élément clef de cette représentation des efforts aéroélastiques est l'introduction de deux temps de retard. Le premier représente le délai dû aux effets instationnaires observés dans le phénomène de décollement de la couche limite. Le second caractérise le temps durant lequel subsiste le vortex de bord d'attaque.

Dans tous ces modèles, ainsi que dans les explications du mécanisme du décrochage dynamique des ailes, les retards dû aux différentes réorganisations du fluide occupent un rôle central. Leurs effets directs sont facilement observables en raison de la nature du phénomène mis en jeu. Néanmoins, ces effets subsistent lors de toutes les phases du mouvement des structures, dès lors qu'elles impliquent une recirculation du fluide. Or, le flottement de torsion à faible incidence des corps non profilés entre dans cette catégorie, et son mécanisme présente des similitudes avec celui du décrochage dynamique (l'apparition d'un vortex de bord d'attaque par exemple). A ce titre, les méthodes développées pour l'étude du décrochage dynamique des corps profilés montrent un bon potentiel d'adaptation à la modélisation du flottement des tabliers de ponts.

4.1.2. Etude du galop des réseaux de cheminées

De manière générale, lorsque plusieurs corps non profilés, par exemple les tubes d'un réseau de cheminée ou des lignes à hautes tension, sont rapprochés, ils peuvent entrer en interaction aérodynamique (Figure 100). Chacun d'eux évolue alors dans le sillage instationnaire de ses voisins. Transversalement à l'écoulement du vent, un couplage peut se produire en raison des phénomènes de détachement tourbillonnaire ou de galop. Dans le second cas de figure, Granger et Païdoussis observent [97] que contrairement à la situation du galop transversal d'un cylindre seul, l'effet de mémoire de l'écoulement n'est pas négligeable. La théorie quasi-statique ainsi que le critère de Den-Hartog ne s'appliquent alors plus. Cette interprétation est similaire à celle proposée par Nakamura pour le flottement de torsion des corps non profilés [41]. Ce problème est alors résolu grâce à des modèles tels que celui proposé par Price et Païdoussis [98], qui intègrent un temps de retard τ entre les forces aéroélastique et les déplacements.

Hémon [99] et Bourdeix [100] ont successivement appliqué cette démarche à l'étude des échangeurs thermiques et des réseaux de cheminées industrielles, sur une base expérimentale solide. Dans ce cadre, une interprétation de la physique du retard τ est proposée. Il s'agirait du temps de convection du fluide entre deux tubes successifs, à une vitesse U_c tenant compte de la nature du sillage instationnaire du cylindre amont (1) qui impacte le cylindre aval (2) :

$$\tau = \frac{L}{U_c} \quad (77)$$

Finalement, cette approche permet, tout en exploitant les coefficients aérodynamiques mesurés sur des structures immobiles, et en réinjectant un effet dynamique au moyen d'un temps de

retard, de modéliser l'effet de mémoire de l'écoulement sur le comportement en galop transversal d'une série de cylindres aérodynamiquement couplés. En outre, les similitudes entre ce problème et celui du flottement de torsion des corps non profilés laissent penser qu'une démarche comparable pourrait également être appropriée dans ce cas.

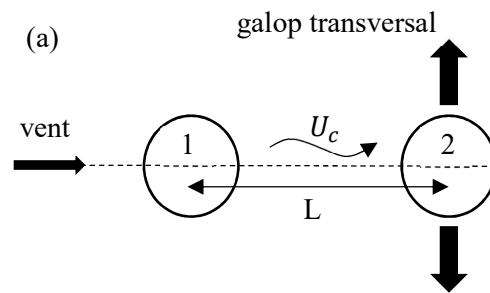


Figure 100. Interaction aérodynamique entre deux tubes en ligne

4.2. Approche quasi-statique du flottement de torsion

Dans l'ensemble de ce chapitre et des suivants, les modélisations développées portent sur un système constitué d'un profil de tablier de pont en deux dimensions pouvant osciller en rotation autour d'un axe (G,y) perpendiculaire au plan de sa section transversale et coïncidant avec sa demi-corde (Figure 101). La structure est élastiquement supportée et son mouvement est mécaniquement amorti. Le vent incident est caractérisé par sa vitesse moyenne \bar{U} . Il s'agit de la reproduction de l'expérience en soufflerie présentée au chapitre 3. Le comportement de ce système est décrit par l'équation du mouvement, où $M(t)$ est le moment de tangage aéroélastique :

$$J\ddot{\theta} + 2J\eta_{\theta}\omega_{\theta}\dot{\theta} + J\omega_{\theta}^2\theta = M(t) \quad (78)$$

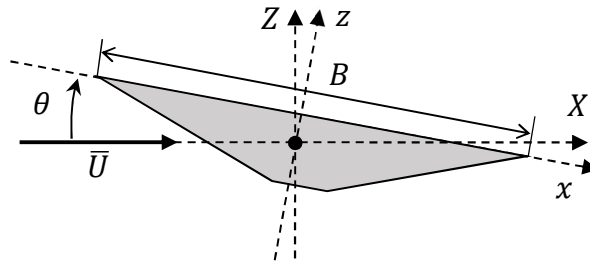


Figure 101. Le problème aéroélastique à 1 degré de liberté en torsion

L'écriture linéaire et quasi-statique du comportement en torsion du système étudié établit sommairement une relation directe entre l'angle d'attaque instantané et les efforts aéroélastiques (Eq. 79). Une telle forme ne permet pas d'expliquer le flottement de torsion car elle ne génère pas d'amortissement ajouté, mais seulement un terme de raideur aéroélastique par ailleurs suffisant pour prévoir le phénomène de divergence. Pour améliorer ce résultat, il est habituel d'introduire l'effet du mouvement de la section relativement au vent, par le biais des notions d'angle d'attaque apparent $\theta_a = \theta + \alpha_a$ et de vitesse apparente U_a (Figure 102). On obtient finalement l'équation complète du moment de tangage (Eq. 81) :

$$M(t) = \frac{1}{2}\rho B^2 \bar{U}_a^2 C'_M \theta_a(t) \quad (79)$$

$$\begin{cases} U_a^2 = \bar{U}^2 + \dot{z}_{rel}^2 \\ \alpha_a = \tan^{-1}[(-\dot{z}_{rel})/\bar{U}] \end{cases} \quad (80)$$

$$M(t) = \frac{1}{2}\rho B^2 U_a^2 C'_M (\theta(t) + \alpha_a(t)) \quad (81)$$

Où \dot{z}_{rel} est la vitesse d'un point arbitraire de la section transversal par rapport à la direction moyenne du vent que l'on considère comme verticale sous l'hypothèse des petits déplacements en rotation.

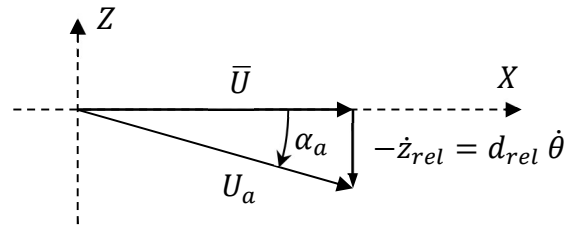


Figure 102. Le triangle des vitesses pour un mouvement de torsion

La principale difficulté ici est d'estimer correctement une vitesse linéaire \dot{z}_{rel} de la structure alors que le mouvement est une torsion. Pour cela il faut déterminer une position sur la corde de la section à laquelle la vitesse verticale apparente de la section est calculée. Dans le cas général cette position est notée d_{rel} . Elle est mesurée par rapport à la demi-corde et est comptée algébriquement positive vers le bord de fuite. La littérature offre plusieurs pistes pour la déterminer. Certains auteurs préconisent pour les ailes d'adopter le bord d'attaque. Dans le cadre de l'étude des structures de ponts d'autres auteurs conseillent de choisir le foyer aérodynamique qui se situe approximativement au $\frac{1}{4}$ de corde pour les profils minces [2] [101]. On peut également envisager d'opter pour le point d'application de la résultante des forces de portances, dont on a montré au chapitre 3 qu'il pouvait être considéré fixe pour des mouvements de torsion des ponts profilés aux petites amplitudes.

On peut utiliser les mesures en soufflerie des coefficients aérodynamiques et des amortissements couplés afin de déterminer la position d_{rel} pour chaque section testée. En effet, l'équivalence entre le modèle quasi-statique et le modèle aéroélastique de Scanlan conduit à la relation suivante :

$$\frac{d_{rel}}{B} C'_M \Leftrightarrow K A_2^* \quad (82)$$

Les résultats sont compilés dans le Tableau 9 et tracés sur la Figure 103 où C'_M est issu des essais statiques. La position du point de référence pour le calcul de la vitesse relative est différente pour les trois profils. En revanche, il est systématiquement situé en amont de la demi-corde. Les calculs le positionnent en dehors de la section ($|d_{rel}| > B/2$) pour les maquettes de Millau et de Tacoma ainsi que pour le profil NACA-4412 pour $U_r \geq 21$ (Figure 104). Compte tenu de la dépendance établie entre la géométrie de la section du tablier et la valeur de d_{rel} , il n'est pas possible d'utiliser la position du foyer aérodynamique, du centre de poussée, du $\frac{1}{4}$ de corde comme cela est parfois proposé dans la littérature [2], ou de tout autre point fixé à l'avance.

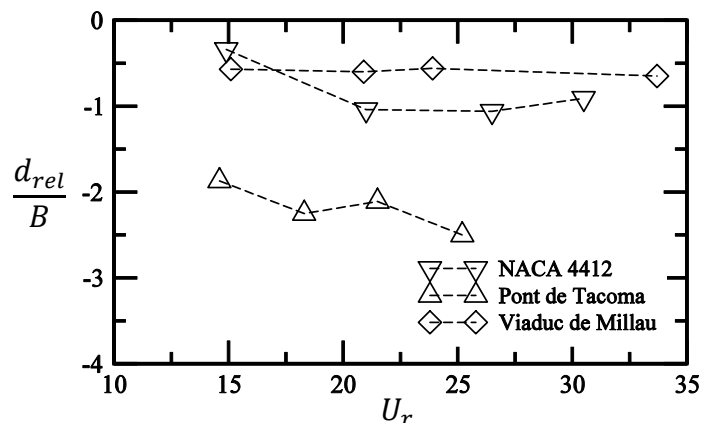


Figure 103. Evolution du point de référence pour le calcul de la vitesse apparente en fonction de la vitesse réduite

Tableau 9. Identification des positions du point de référence pour le calcul de la vitesse apparente en fonction de la vitesse réduite

	U_r	d_{rel}/B
Viaduc de Millau	15,1	-0,57
	20,9	-0,60
	23,9	-0,56
	33,7	-0,65
Pont de Tacoma	14,6	-1,87
	18,3	-2,25
	21,5	-2,11
	25,2	-2,50
NACA 4412	14,9	-0,34
	21,0	-1,04
	26,5	-1,06
	30,5	-0,91

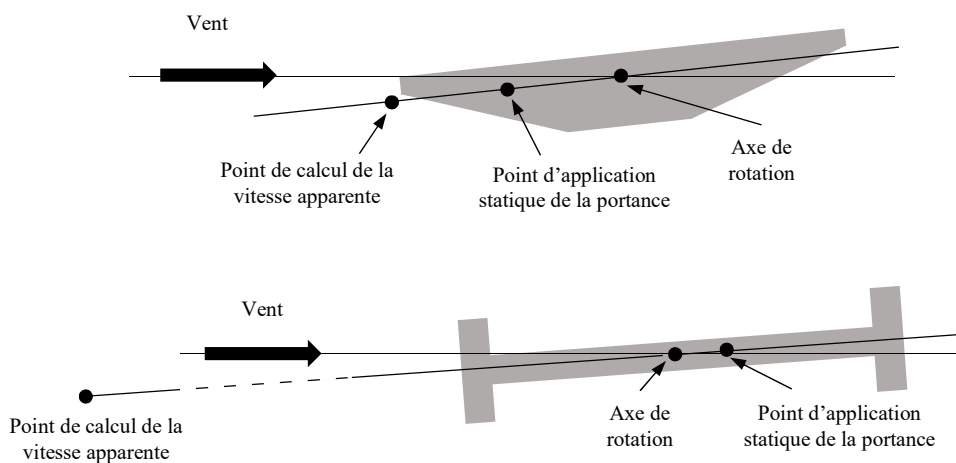


Figure 104. Position du point de référence pour le calcul de la vitesse apparente pour les sections de Millau et Tacoma

4.3. Modèle à temps de retard du moment de tangage

4.3.1. Présentation du modèle

L'approche temporelle présentée est un moyen simple de compenser le fait que les modèles quasi-statiques ne tiennent pas compte des effets d'adaptations du fluide. En effet, celle-ci introduit une notion de retard qui fait naturellement référence aux effets d'adaptation de l'écoulement. Ainsi, à un instant « t » auquel correspond une position instantanée $\theta(t)$, on se propose d'exprimer le moment de tangage en fonction des caractéristiques aérodynamiques de la structure à l'instant « $t - \tau$ » auquel correspond une position $\theta(t - \tau)$. La durée « τ » représente ce délai, et est naturellement positive. Mathématiquement cela se traduit par l'expression retardée de l'effort aéroélastique :

$$M(t) = \frac{1}{2} \rho B^2 \bar{U}^2 C_M[\theta(t - \tau)] \quad (83)$$

Notons que l'on retrouve l'hypothèse de l'approche quasi-statique (sans prise en compte de l'angle d'attaque apparent) par le passage à la limite $\tau \rightarrow 0$, c'est-à-dire en négligeant l'effet d'adaptation de l'écoulement.

Bien que les équation (Eq.83) permettent à priori de tenir compte de coefficients aérodynamiques de forme quelconque, y compris non linéaire, on peut faire l'hypothèse que les coefficients aérodynamiques des tabliers de ponts sont linéarisables aux petites incidences. Par exemple, pour le tangage : $C_M[\theta(t - \tau)] = C_M|_{\theta=0} + C'_M * \theta(t - \tau)$. Il vient alors en supposant $C_M|_{\theta=0} = 0$ pour simplifier la présentation :

$$M(t) = \frac{1}{2} \rho B^2 \bar{U}^2 C'_M \theta(t - \tau) \quad (84)$$

Et dans le cas particulier d'un mouvement harmonique :

$$\begin{cases} \theta(t) = \theta_0 \cos(\omega t) \\ C_M[\theta(t - \tau)] = C'_M \theta_0 \cos(\omega(t - \tau)) \end{cases} \quad (85)$$

En développant l'expression du coefficient de tangage :

$$C_M[\theta(t - \tau)] = C'_M \theta_0 [\cos(\omega t) \cos(\omega \tau) + \sin(\omega t) \sin(\omega \tau)] \quad (86)$$

Que l'on peut également écrire :

$$C_M[\theta(t - \tau)] = C'_M \left[\theta(t) \cos(\omega \tau) - \frac{\dot{\theta}(t)}{\omega} \sin(\omega \tau) \right] \quad (87)$$

Car : $\dot{\theta}(t) = -\omega \theta_0 \sin(\omega t)$

A ce stade, on peut identifier deux termes fonctions du retard τ dans l'expression du chargement aérodynamique, correspondant respectivement à une raideur aérodynamique (en facteur de $\theta(t)$) et un amortissement aérodynamique (en facteur de $\dot{\theta}(t)$).

Afin de faciliter la comparaison des retards calculés pour différentes géométries de sections à des vitesses de vent différentes, on préfère l'étude des variations de la grandeur sans dimension :

$$\tau^* = \frac{\tau \bar{U}}{B} = \frac{\omega \tau}{K} = \frac{U_r \omega \tau}{2\pi} \quad (88)$$

Et donc pour le coefficient aéroélastique de tangage :

$$C_M[\theta(t - \tau)] = C'_M \left[\theta(t) \cos\left(\frac{2\pi}{U_r} \tau^*\right) - \frac{\dot{\theta}(t)}{\omega} \sin\left(\frac{2\pi}{U_r} \tau^*\right) \right] \quad (89)$$

4.3.2. Identification des paramètres du modèle

Afin d'identifier le paramètre de retard τ^* de l'équation (Eq. 89), trois différentes approches sont développées. La méthode 1 repose sur l'équivalence avec l'amortissement aérodynamique du modèle de Scanlan. La méthode 2 repose sur l'équivalence avec la raideur aérodynamique du modèle de Scanlan. Enfin la méthode 3 repose sur les équivalences avec les amortissement et raideur aérodynamiques du modèle de Scanlan. Dans chacune de ces configurations, un terme d'amortissement et/ou de retard aérodynamique ajouté est extrait de l'expression du moment de tangage établie avec le modèle à retard (Eq. 89). Il est ensuite comparé à son alter égo obtenu avec le modèle temps/fréquence de Scanlan dont les dérivées du flottement ont été mesurées en soufflerie sur les trois profils de maquettes. Enfin, en supposant l'équivalence entre ces deux formulations, on obtient une série de conditions sur les valeurs du retard sans dimension τ^* .

Dans les deux première approches la pente du coefficient aérodynamique de tangage C'_M est mesuré en soufflerie. En revanche, dans la troisième approche, l'apport d'une contrainte supplémentaire (deux équations respectivement en amortissement et en raideur) permet d'identifier C'_M directement sur la base des résultats expérimentaux de mesures dynamiques des dérivées du flottement.

4.3.2.1. Identification de τ^* grâce à l'étude de l'amortissement ajouté (méthode 1)

L'équivalence des amortissements aérodynamiques entre les deux modèles, respectivement à retard (Eq. 89) et de Scanlan, s'écrit :

$$KA_2^* \frac{B}{\bar{U}} = -\frac{C'_M}{\omega} \sin\left(\frac{2\pi \tau^*}{U_r}\right) \quad (90)$$

Soit l'équation du retard dans dimension τ^* en fonction de A_2^* et C'_M :

$$\tau^* = \frac{U_r}{2\pi} \sin^{-1} \left(-\frac{\left(\frac{2\pi}{U_r}\right)^2 A_2^*}{C'_M} \right) \quad (91)$$

On peut également exprimer la dérivée du flottement correspondante en fonction de τ^* et C'_M :

$$A_2^* = -\frac{C'_M U_r^2}{4\pi^2} \sin\left(\frac{2\pi\tau^*}{U_r}\right) \quad (92)$$

Les valeurs du retard adimensionné τ^* calculées avec l'équation (Eq. 91) pour chacune des trois maquettes sont compilées sur la Figure 105. Elles sont obtenues en utilisant les mesures en soufflerie des coefficients C'_M et des dérivées de flottement A_2^* . Cette approche est appelée méthode 1. Pour chaque section testée, on constate une certaine forme de stabilité des valeurs de τ^* en fonction de la vitesse réduite. Seul le premier point, de plus basse vitesse réduite, de l'aile NACA-4412 semble réellement échapper à cette observation, mais on peut remarquer qu'il coïncide avec une singularité également présente dans la mesure des dérivées du flottement (Figure 95). Finalement, par rapport à l'allure des dérivées du flottement A_2^* , les variations du retard en fonction de la vitesse réduite sont très limités.

Remarque : On observe une forte similitude entre les Figure 103 et Figure 105. En particulier la courbe de d_{rel} ressemble à celle de τ^* au signe près. Cela est dû à la construction des deux modèles, dont l'équivalence impliquerait :

$$\frac{d_{rel}}{B} = -\frac{U_r \sin\left(\frac{2\pi\tau^*}{U_r}\right)}{2\pi} \quad (93)$$

Assez grossièrement, en utilisant le développement de Taylor du sinus au premier ordre pour $2\pi\tau^*/U_r \rightarrow 0$ (ce qui est cohérent avec l'hypothèse quasi-statique qui prévaut lorsque U_r est très grand) :

$$\frac{d_{rel}}{B} \approx -\frac{U_r \frac{2\pi\tau^*}{U_r}}{2\pi} = -\tau^* \quad (94)$$

Soit :

$$d_{rel} \approx -\tau \bar{U} \quad (95)$$

d_{rel} prend alors un nouveau sens physique. Il s'agit ici de la distance parcourue par une particule fluide convectée à la vitesse moyenne de l'écoulement sur une durée τ . Cette nouvelle interprétation physique de la distance d_{rel} apporte un nouvel éclairage sur le modèle quasi-statique. Par ailleurs, cette définition n'est pas incompatible avec le fait que d_{rel} vaille davantage que la demi-corde.

Observons que cette équivalence vaut surtout pour les sections profilées et un peu moins pour celle de Tacoma. Cela s'explique simplement car pour cette dernière le terme $2\pi\tau^*/U_r$ est plus grand en raison des temps de retards plus importants. Les hypothèses de l'approximation proposée sont alors moins bien vérifiées.

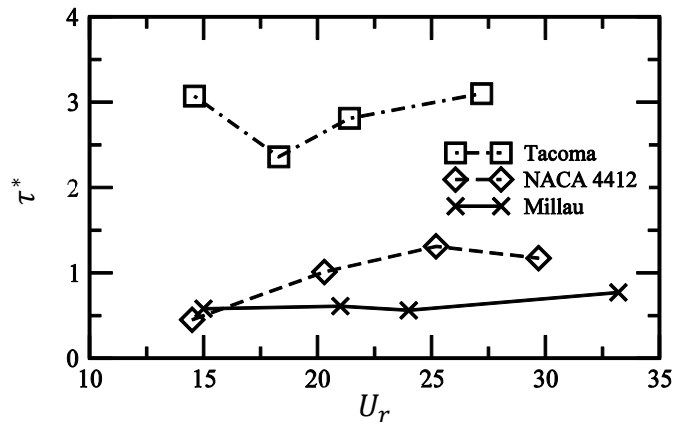


Figure 105. Le temps de retard sans dimension identifié avec l'amortissement aérodynamique en fonction de la vitesse réduite (méthode η)

4.3.2.2. Identification de τ^* grâce à l'étude de la raideur ajoutée (méthode 2)

Il est également possible de développer une démarche alternative basée sur la raideur aérodynamique du système, et en particulier sur la dérivée du flottement A_3^* (appelée méthode 2). On aboutit alors aux expressions d'équivalences des deux modèles suivantes :

$$K^2 A_3^* = C_M' \cos\left(\frac{2\pi\tau^*}{U_r}\right) \quad (96)$$

$$\tau^* = \frac{U_r}{2\pi} \cos^{-1}\left(\frac{\left(\frac{2\pi}{U_r}\right)^2 A_3^*}{C_M'}\right) \quad (97)$$

$$A_3^* = \frac{C_M' U_r^2}{4\pi^2} \cos\left(\frac{2\pi\tau^*}{U_r}\right) \quad (98)$$

Dont les résultats figurent au Tableau 10.

4.3.2.3. Identification de τ^* grâce à l'étude de l'amortissement et de la raideur (méthode 3)

Les méthodes présentées dans les paragraphes précédents exploitent les mesures, de la pente du coefficient de tangage C_M' , et au choix d'une des dérivées de flottement A_2^* ou A_3^* . En utilisant simultanément les valeurs des deux dérivées de flottement, il est possible d'identifier les deux paramètres du modèle à retard C_M' et τ^* en même temps. Cette approche est appelée méthode 3.

Les équivalences des amortissements et des raideurs aérodynamiques entre les modèles à retard et de Scanlan s'écrivent alors :

$$\begin{cases} K^2 A_3^* = C_M' \cos(\omega\tau) \\ K A_2^* \frac{B}{U} = -\frac{C_M'}{\omega} \sin(\omega\tau) \end{cases} \quad (99)$$

Il en découle les expressions de C'_M et τ^* en fonction de A_2^* , A_3^* et de la vitesse réduite :

$$\begin{cases} C'_M = \frac{\left(\frac{4\pi^2}{U_r^2}\right) A_3^*}{\cos\left(\frac{2\pi\tau^*}{U_r}\right)} \\ \tau^* = \frac{U_r}{2\pi} \tan^{-1}\left(-\frac{A_2^*}{A_3^*}\right) \end{cases} \quad (100)$$

Les valeurs identifiées de ces deux paramètres sont compilées dans le Tableau 10.

La physique des paramètres identifiés par la méthode 3 diffère de celle des précédents. En effet, le coefficient C'_M illustre jusqu' alors les propriétés statiques de la section, et le retard τ^* rendait compte de ses caractéristiques dynamiques. Tandis qu'avec cette approche, ces deux paramètres sont uniquement déterminés sur la base du comportement dynamiques des maquettes.

Tableau 10. Identification du retard adimensionné avec les trois approches ; méthode 3 = identification avec l'amortissement et la raideur (Eq. 100), méthode 1 = identification avec l'amortissement (Eq. 91), méthode 2 = identification avec la raideur (Eq. 97).

		mesures en soufflerie			méthode 3		méthode 1	méthode 2
	U_r	A_2^*	A_3^*	C'_M	C'_M	τ^*	τ^*	τ^*
Millau	15,0	-1,05	4,24	0,77	0,76	0,58	0,58	0,68
	21,0	-1,76	11,08	0,87	1,00	0,53	0,61	hors limite
	24,0	-2,00	13,66	0,94	0,95	0,56	0,56	0,33
	33,2	-3,74	27,96	1,08	1,01	0,70	0,66	2,06
NACA	U_r	A_2^*	A_3^*	C'_M	C'_M	τ^*	τ^*	τ^*
	14,9	-0,67	6,66	0,84	1,19	0,24	0,34	hors limite
	20,9	-3,15	13,41	0,91	1,23	0,77	1,06	hors limite
	26,5	-4,72	24,00	1,06	1,37	0,82	1,07	hors limite
30,5	-5,26	29,59	1,19	1,27	0,85	0,91	hors limite	
Tacoma	U_r	A_2^*	A_3^*	C'_M	C'_M	τ^*	τ^*	τ^*
	14,6	4,71	-2,70	-0,90	-1,01	2,44	3,07	3,98
	18,3	5,70	-3,79	-0,93	-0,81	2,86	2,36	2,86
	21,4	7,31	-7,05	-0,86	-0,88	2,73	2,81	3,63
25,2	9,67	-9,78	-0,86	-0,86	3,12	3,10	3,13	

4.3.2.4. Comparaison des méthodes

Les trois approches d'identification de τ^* ne sont à priori pas équivalentes. L'effet d'adaptation de l'écoulement n'exerce pas un effet aussi prégnant sur la raideur aérodynamique que sur l'amortissement aérodynamique. Cela explique que la raideur est généralement bien appréhendée sans recourir à ce phénomène, par exemple au moyen de l'hypothèse quasi-statique. Ainsi, la méthode 3 qui est entièrement basée sur la raideur aérodynamique conduit à des estimations de τ^* assez éloignées des résultats obtenus par les deux autres approches. De surcroît, on observe que, systématiquement pour l'aile NACA-4412, et partiellement pour le viaduc de Millau, il est simplement impossible d'identifier une valeur de retard assurant l'équivalence avec la raideur aérodynamique mesurée. Cela arrive notamment lorsque :

$$\left| \left(\frac{2\pi}{U_r} \right)^2 A_3^* / C_M' \right| > 1 \quad (101)$$

Compte tenu de ces difficultés, on choisit ici d'abandonner la méthode 3.

L'application des méthodes 1 et 3 permettent d'identifier les paramètres du modèle dans les douze cas expérimentaux étudiés. Les retards obtenus à l'aide de la méthode 3 pour les deux maquettes de tabliers coïncident bien avec ceux de la méthode 1. De plus, les valeurs simulées de C_M' sont en bon accord avec les valeurs expérimentales. En revanche, les résultats obtenus avec l'aile NACA-4412 présentent un léger biais entre ces deux approches. A ce stade, il est délicat de départager les méthodes 1 et 3 en se basant uniquement sur les valeurs de τ^* et C_M' .

C'est pourquoi on propose de calculer les raideurs aérodynamiques simulées par le modèle à retard en utilisant les valeurs des paramètres τ^* et C_M' identifiées avec les méthodes 1 et 3. Pour cela la dérivée de flottement A_3^* est exprimée selon l'équation :

$$A_3^* = \frac{C_M' U_r^2}{4\pi^2} \cos\left(\frac{2\pi\tau^*}{U_r}\right) \quad (102)$$

Les valeurs de A_3^* calculés avec les paramètres issus de la méthode 1 coïncident assez bien avec les valeurs expérimentales pour le profil de Millau, mais pas pour l'aile NACA-4412 et le pont de Tacoma. Dans le cas du NACA-4412 on pouvait s'attendre à des difficultés pour capter la bonne raideur aérodynamique avec cette approche étant donné les mauvais résultats de la méthode d'identification 2. Les valeurs de A_3^* identifiées avec les paramètres issus de la méthode 3 coïncident logiquement bien avec les valeurs expérimentales. Les légers écarts observés sont simplement imputables aux approximations numériques successives auxquelles sont sujets les calculs du retard puis de la raideur associée.

Finalement, compte tenu de ces résultats l'approche 3 paraît plus fiable car elle permet la reproduction concomitante de l'amortissement aérodynamique et de la raideur aérodynamique. Au contraire, l'utilisation de la méthode 1 nécessite une correction des raideurs aérodynamiques simulées, dont l'analyse sur la base de simulations des réponses des maquettes est proposée dans les paragraphes suivants.

Tableau 11. Simulation des raideurs aérodynamiques par le modèle à retard. Calibration avec les méthodes 1 et 3

		mesures en soufflerie	méthode 1	méthode 3
Millau	U_r	A_3^*	A_3^*	A_3^*
	15,0	4,24	4,26	4,21
	21,0	11,08	9,56	11,04
	24,0	13,66	13,57	13,70
	33,2	27,96	29,92	27,95
NACA	U_r	A_3^*	A_3^*	A_3^*
	14,9	6,66	4,67	6,66
	20,9	13,41	9,56	13,26
	26,5	24,00	18,25	23,92
	30,5	29,59	27,55	29,48
Tacoma	U_r	A_3^*	A_3^*	A_3^*
	14,6	-2,70	-1,20	-2,71
	18,3	-3,79	-5,44	-3,81
	21,4	-7,05	-6,77	-7,09
	25,2	-9,78	-9,90	-9,84

4.3.3. Etude de la stabilité au flottement de torsion

Généralement l'étude du signe de la dérivée de flottement A_2^* permet de distinguer les tabliers de ponts potentiellement instables des autres. Une approche alternative consiste à examiner le signe du travail des efforts aéroélastiques. Lorsque celui-ci est positif cela signifie que ces forces sont motrices. Le niveau total d'énergie mécanique augmente alors par transfert d'énergie cinétique du vent vers le tablier. Au contraire, lorsque le travail des efforts aéroélastiques est négatif ces forces sont dissipatives et la structure est stabilisée par l'écoulement. On peut calculer le travail du moment de tangage $W_{période}$ au cours d'une période $T_\theta = 2\pi/\omega$, d'un mouvement harmonique forcé d'amplitude θ_0 et de pulsation ω :

$$W_{période} = \frac{1}{2} \rho B^2 \bar{U}^2 \int C_M(\theta) d\theta \quad (103)$$

En utilisant le changement de variable :

$$\frac{d\theta}{dt} = -\theta_0 \omega \sin(\omega t) \quad \text{ou} \quad d\theta = -\theta_0 \omega \sin(\omega t) dt \quad (104)$$

D'où :

$$W_{période} = -\frac{1}{2} \rho B^2 \bar{U}^2 \int_0^{T_\theta} C_M[\theta(t - \tau)] \theta_0 \omega \sin(\omega t) dt \quad (105)$$

Aussi, on obtient l'intégrale à calculer :

$$I = - \int_0^{T=\frac{2\pi}{\omega}} C'_M \theta_0^2 [\cos(\omega t) \cos(\omega \tau) + \sin(\omega t) \sin(\omega \tau)] \omega \sin(\omega t) dt \quad (106)$$

dont le premier terme, qui correspond à une raideur est nul car les forces de retours élastiques sont conservatives. Le deuxième terme, non nul, correspond aux effets d'amortissement aérodynamiques. Le travail du moment de tangage sur une période vaut donc :

$$W_{période} = \frac{1}{2} \rho B^2 \bar{U}^2 I = -\frac{1}{2} \rho B^2 \bar{U}^2 C'_M \theta_0^2 \pi \sin(\omega \tau) \quad (107)$$

Soit en terme de temps de retard sans dimension et de vitesse réduite :

$$W_{période} = -\frac{1}{2} \rho B^2 \bar{U}^2 C'_M \theta_0^2 \pi \sin\left(\frac{2\pi}{U_r} \tau^*\right) \quad (108)$$

La valeur du travail du moment de tangage sur un cycle de mouvement harmonique forcé est donnée par l'équation (Eq. 108). Les résultats de l'identification des paramètres du modèle proposée dans le paragraphe précédent permettent de préciser son signe. Compte tenu des valeurs maximales atteintes par τ^* pour les maquettes testées sur une large plage de vitesses réduites, on peut observer systématiquement que :

$$\sin\left(\frac{2\pi}{U_r} \tau^*\right) > 0 \quad \text{car} \quad \frac{\tau^*}{U_r} < \frac{1}{2} \quad (109)$$

Par conséquent, le signe du travail des efforts aéroélastiques est uniquement donné par celui de la pente du coefficient aérodynamique C'_M . Ce résultat est similaire au critère de stabilité établi par Nakamura [41] sur les corps non profilés à base rectangulaire de faible allongement (famille géométrique à laquelle n'appartiennent pas les tabliers de ponts). Ainsi, lorsque les caractéristiques aérodynamiques et aéroélastiques d'une section d'un tablier de pont satisfont la condition (Equ. 109), celui-ci est potentiellement instable si $C'_M < 0$. Réciproquement, si $C'_M > 0$ celui-ci est stable en flottement (Figure 106).

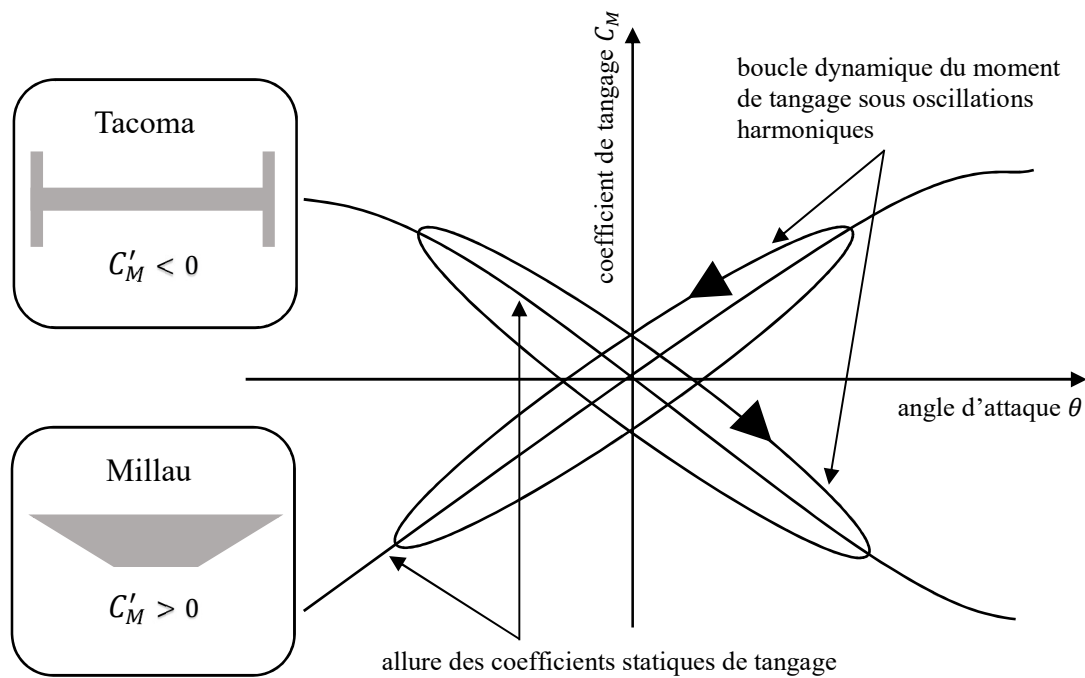


Figure 106. représentation schématique des diagrammes de phases du coefficient de tangage en fonction de l'angle d'attaque du vent lors d'oscillations harmoniques forcées en torsion des maquettes de Millau et Tacoma

4.3.4. Interprétation physique des paramètres

Physiquement, les valeurs de τ^* sont liées au délai d'adaptation de l'écoulement suite au mouvement de torsion du pont. Ceci peut expliquer pourquoi on constate que les sections profilées (par exemple Millau ou NACA-4412) sont caractérisées par des valeurs plus faibles de τ^* que les corps non profilés (par exemple Tacoma), pour lesquels le phénomène de perturbation du flux d'air est beaucoup plus important.

Soit $T_{fluide} = B/\bar{U}$ le temps caractéristique du fluide requis par une particule d'air pour parcourir le tablier du pont à la vitesse moyenne de l'écoulement \bar{U} (Figure 13). Alors : $\tau^* = \tau/T_{fluide}$ est le rapport entre le temps de retard et le temps caractéristique du fluide. Il représente une échelle de temps des perturbations de l'écoulement dues au mouvement de l'obstacle. Pour le viaduc de Millau, τ^* est inférieur à un, ce qui indique que le temps de retard est inférieur au temps caractéristique du fluide. Au contraire, pour le pont de Tacoma, τ^* est d'environ trois, ce qui indique que le temps de retard est beaucoup plus grand que le temps de parcours du fluide. Les observations montrent que la section instable se caractérise par des retards de temps plus longs que le temps de parcours du fluide, alors que les retards des deux sections stables sont de l'ordre de grandeur ou inférieurs au temps de parcours du fluide. Cependant, dans les trois cas, il est démontré expérimentalement que les variations de τ^* restent sans influence sur la stabilité au flottement des tabliers du pont, qui n'est contrôlée que par le signe de C'_M .

Le retard τ^* peut également être considéré en tant que portion de la vitesse réduite. S'il se situe entre zéro et $U_r/2$, le système est stable si $C'_M > 0$, et potentiellement instable si $C'_M < 0$ (Figure 107). S'il varie entre $U_r/2$ et U_r , le système est potentiellement instable si $C'_M > 0$, et stable si $C'_M < 0$. Rappelons toutefois que les trois sections testées appartiennent à la première catégorie sous réserve que la vitesse réduite soit suffisamment grande. La distribution de ces comportements selon ces deux paramètres est schématisée sur la Figure 107, où :

$$\eta_{aéro} = \frac{\rho B^2 U^2}{4J \omega^2} C'_M \sin\left(\frac{2\pi}{U_r} \tau^*\right) \quad (110)$$

C'_M	positif			positif		
état	stable			instable		
τ^*	0	$U_r/4$	$U_r/2$	$U_r/2$	$3U_r/4$	U_r
$\eta_{aéro}$						
C'_M	négatif			négatif		
état	instable			stable		
τ^*	0	$U_r/4$	$U_r/2$	$U_r/2$	$3U_r/4$	U_r
$\eta_{aéro}$						

Figure 107. L'évolution de l'amortissement aérodynamique simulé avec le modèle à retard en fonction des valeurs du retard τ^* et du signe de C'_M

4.3.5. Limites du modèles, critique des hypothèses

Les amortissements aérodynamiques obtenus expérimentalement avec le modèle réduit du pont de Tacoma sont proches de la valeur maximale qui peut être estimée à l'aide du modèle à retard proposé. Sachant que celle-ci est atteinte une première fois lorsque $\tau^* = U_r/4$, on obtient par exemple pour une vitesse réduite $U_r = 14,6$ que $\tau_{lim}^* = 3,65$, soit tout juste plus que la valeur de $\tau^* = 3,07$ identifiée avec la méthode η (Tableau 12). La valeur absolue la plus élevée de la dérivée de flottement correspondante est alors donnée par :

$$|A_{2limit}^*| = C'_M U_r^2 / 4\pi^2 \quad (111)$$

Des trois profils étudiés, seul celui du pont de Tacoma est proche de cette situation. Cela concorde avec le fait que les sections transversales en forme de H sont connues pour avoir un amortissement aérodynamique négatif plus élevé que les autres sections de pont [1]. Ainsi, malgré cette limitation, le modèle à retard devrait être capable de prédire le comportement en torsion de la plupart des ponts existants, qui sont généralement mieux profilés que le pont de Tacoma. Du reste, seules les structures dont la dérivée du flottement A_2^* souscrit à la condition suivante peuvent être traitées à l'aide du modèle à retard :

$$-\frac{C'_M U_r^2}{4\pi^2} < A_2^* < \frac{C'_M U_r^2}{4\pi^2} \quad (112)$$

Tableau 12 : retard adimensionné limite pour le calcul de l'amortissement aérodynamique du pont de Tacoma (paramètres identifiés avec la méthode η)

U_r	$\tau_{lim}^* = \frac{U_r}{4}$	τ^*
14,6	3,65	3,07
18,3	4,58	2,36
21,4	5,35	2,81
25,2	6,3	3,10

En revanche, la limite en raideur (Equ. 113) est atteinte beaucoup plus facilement comme en attestent les résultats présentés dans le Tableau 10. En particulier pour les sections bien profilées pour lesquelles la raideur ajoutée en torsion est la plus grande en valeur absolue. La valeur maximale de raideur aérodynamique théoriquement prévisible par le modèle est atteinte une première fois pour $\tau^* = U_r/2$. Aussi, le modèle à retard ne peut appréhender le comportement en raideur aérodynamique que des tabliers pour lesquels :

$$-\frac{C'_M U_r^2}{4\pi^2} < A_3^* < \frac{C'_M U_r^2}{4\pi^2} \quad (113)$$

Finalement, ce résultat montre que le modèle est moins bien adapté à la simulation du comportement en raideur aérodynamique des sections bien profilées.

Influence des petites valeurs de vitesse réduite :

Le modèle à temps de retard est construit pour traiter le flottement de torsion des ponts, qui se produit généralement pour des vitesses réduites assez faibles ($U_r = 9$ pour Tacoma lors de l'accident par exemple). Or, compte tenu des limites de taille de la soufflerie du LadHyX, il a été mis en œuvre sur une gamme de vitesses réduites variant de 12 à 35. L'extrapolation des résultats obtenus pour de plus petites vitesses réduites pose potentiellement quelques problèmes. En effet, si τ^* est constant en fonction de la vitesse réduite (ce qui est l'hypothèse qu'il semble raisonnable de faire sur la gamme étudiée expérimentalement), et que l'on réduit

la valeur de la vitesse réduite, on peut obtenir une valeur positive de A_2^* pour les sections profilées. Cela est dû au changement de signe du terme : $\sin(2\pi\tau^*/U_r)$ (Eq. 92). Ce résultat qui rend théoriquement possible le flottement des sections profilées à basse vitesse de vent n'est pas pertinent. Notons tout de même que cet effet va de pair avec une faible valeur absolue d'amortissement aérodynamique. Ainsi, même si le signe de A_2^* change, cela ne conduit pas immédiatement à une instabilité car l'amortissement aérodynamique ne compense pas l'amortissement structurel.

A ce stade, il peut être éclairant de distinguer les cas des structures stables et instables :

- Une section stable comme celle de Millau n'est pas supposée connaître d'amortissement total négatif, et ce quelle que soit la valeur de la vitesse réduite. Cela pose alors la question de la conservation de la valeur du retard τ^* aux petites vitesses réduites. Pour les sections profilées, celui-ci pourrait ainsi diminuer pour les petites valeurs de U_r , préservant ainsi le caractère positif de l'amortissement total (l'amortissement aérodynamique négatif ne compenserait pas l'amortissement structurel). Cela serait cohérent avec la tendance croissante en fonction de la vitesse réduite du τ^* observée avec le NACA-4412.
- En revanche, ce phénomène d'inversion du signe de l'amortissement aérodynamique prévu par le modèle à retard à basse vitesse réduite permet de bien reproduire l'allure de la courbe de A_2^* du pont de Tacoma (Figure 108), et plus généralement des ponts mal profilés (Figure 42). En effet, pour ce type de profils, l'amortissement aérodynamique change de signe à basse vitesse réduite. Pour la maquette de Tacoma, si $\tau^* \approx 3$ la vitesse réduite à laquelle l'amortissement aérodynamique s'annule vaut $U_r \approx 6$.

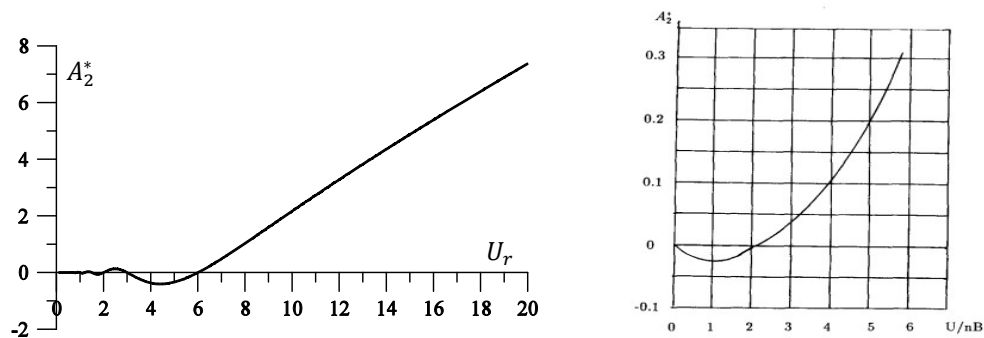


Figure 108. (a) Evolution de A_2^* en fonction de la vitesse réduite simulée par le modèle à retard. Application à la maquette de Tacoma ($\tau^* = 3$; $C_M' = -0,9$). (b) A_2^* mesuré expérimentalement du pont de Tacoma [102]

Afin de lever le doute sur l'influence des faibles vitesses réduites, des essais complémentaires sont donc nécessaires pour mieux appréhender le comportement du modèle dans ces régimes.

4.4. Validation expérimentale du modèle

4.4.1. Résolution numérique

L'équation différentielle du mouvement résolue numériquement pour reproduire les réponses des maquettes à l'aide du modèle temporel à retard est la suivante :

$$J\ddot{\theta}(t) + 2J\omega_{\theta}\eta_{\theta}\dot{\theta}(t) + J\omega_{\theta}^2\theta(t) = \frac{\rho B^2 U^2 C'_M}{2} [\theta(t - \tau)] \quad (114)$$

Le schéma numérique utilisé est de Newmark à un pas, à accélération moyenne (sur un pas de temps), c'est-à-dire avec les paramètres : $\gamma = 1/2$, et $\beta = 1/4$. Il a la particularité de rester stable pour toute valeur du pas de temps, et de ne pas générer d'amortissement numérique [103]. Ce schéma fonctionne par prédiction de la position et de la vitesse au pas de temps « $n + 1$ » à partir des valeurs de position, vitesse, et accélération au pas « n ». L'accélération au pas « $n + 1$ » peut alors être calculée en fonction de ces prédictions et de la valeur du second membre au pas « $n + 1$ ». Cette valeur d'accélération est finalement utilisée pour corriger les position et vitesse au pas « $n + 1$ ». Et ainsi de suite (voir Figure 109).

En outre, l'erreur sur la périodicité T vaut :

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{(\omega_{\theta}h)^2}{12} \quad (115)$$

Où h est le pas de temps, ω_{θ} la fréquence propre en torsion du système. Ce qui permet de choisir un pas de temps convenable. Par exemple, pour $h = 5 \cdot 10^{-5}$ secondes on obtient une erreur négligeable de : $\Delta T = 10^{-6} * T$ (pour une fréquence propre de 11hz). Pour un pas de temps plus grand (utilisé pour des simulation de longue durée) de 10^{-3} secondes, l'erreur commise vaut $10^{-4} * T$.

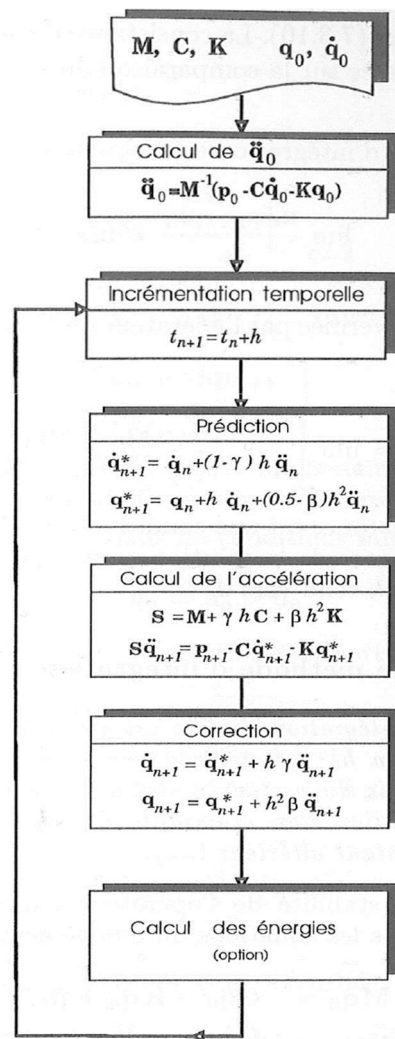


Figure 109. Le fonctionnement du schéma de Newmark à un pas [103]

4.4.2. Choix de la méthode d'identification des paramètres du modèle

La sélection de la méthode d'identification doit se faire sur la base de deux types de résultats : la reproduction de l'amortissement aérodynamique, et l'estimation de la raideur aérodynamique. Les simulations temporelles sont utilisées pour éclairer ce choix. Deux cas sont retenus pour cette étude. Dans le premier cas, les paramètres C'_M et τ^* identifiés par la méthode 3 correspondent avec ceux obtenus par la méthode η . Il s'agit de la réponse de la maquette de Millau à un lâcher mécanique (pour $U_r = 24$). Dans le deuxième cas, les résultats de l'identification par la méthode 3 diffèrent sensiblement de ceux de la méthode 1. Il s'agit de la réponse de la maquette de Tacoma ($U_r = 14,6$).

Dans un premier temps les simulations sont exécutées sans aucune correction (Figure 110). Trois effets de raideur visibles sur les réponses se superposent :

- Un premier effet est lié à l'estimation de la raideur aérodynamique, qui traduit la différence entre les approches 1 et 3. Celui-ci a un faible impact sur la réponse de Millau, mais est beaucoup plus important sur celle de Tacoma. Ce résultat est attendu car on a montré Tableau 11, que la méthode 1 ne prévoit pas correctement la raideur du pont de Tacoma.
- La précision de mesure de la fréquence des réponses qui conduirait à une parfaite synchronisation des signaux est inatteignable en pratique. En raison de cette limite expérimentale, il est peu probable de reproduire la valeur exacte de la raideur aérodynamique de la réponse. Cela crée une erreur de périodicité que l'on peut observer nettement pour le pont de Tacoma sur la Figure 110. Le même phénomène apparaît dans une moindre mesure pour Millau après plusieurs dizaines de périodes.
- Enfin, le décalage entre les vitesses réduites respectivement utilisées pour l'identification des paramètres et la simulation de la réponse peut également perturber la modélisation de la raideur aérodynamique. Sachant que l'influence de U_r sur la raideur aérodynamique varie en fonction de son carré.

Sur ces trois effets qui conduisent à mésestimer la raideur aérodynamique, seul le premier est imputable au choix de la méthode d'identification, les deux suivants étant inévitables.

En conclusion, lorsque la vitesse réduite du lâcher à reproduire coïncide avec celle de la mesure des dérivées de flottement, l'approche 3 est la plus précise. La méthode 1 commet une erreur de périodicité restreinte pour Millau, mais plus importante pour Tacoma. Cependant, en raison du décalage causé par l'erreur de mesure de la fréquence, une correction de raideur aérodynamique s'impose quel que soit la méthode d'identification privilégiée.

En revanche, en terme d'amortissement aérodynamique le modèle s'accommode bien de ces phénomènes quel que soit la méthode d'identification de τ^* retenue. Afin de proposer une comparaison plus claire avec l'amortissement aérodynamique mesuré pour Tacoma, les simulations sont re-exécutées avec une raideur aérodynamique recalée numériquement sur ses valeurs expérimentales (c'est-à-dire directement sur la fréquence de l'essai de lâcher). On observe alors que les réponses simulées grâce aux deux méthodes d'identification sont équivalentes (Figure 111).

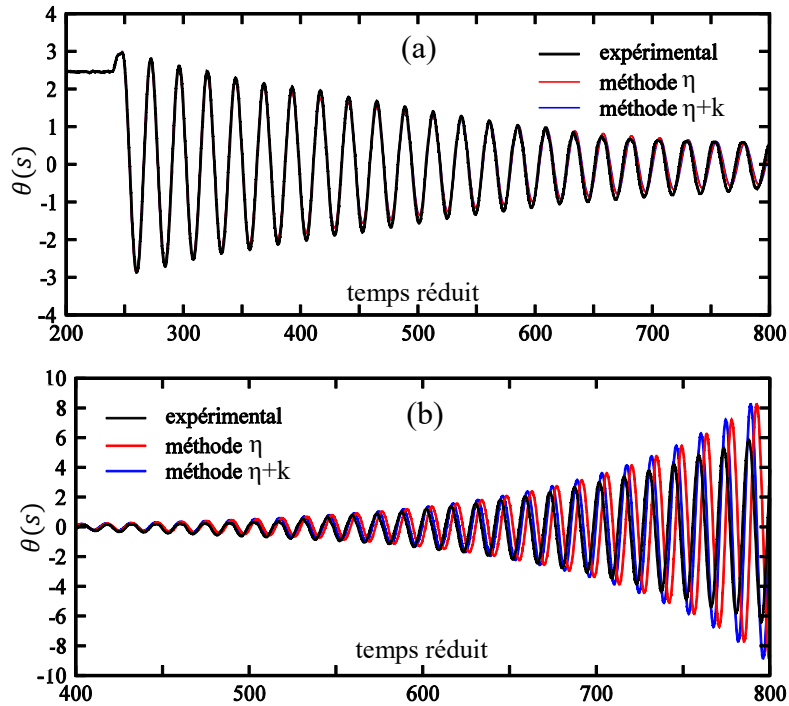


Figure 110. Comparaison des approches 1 et 3 : (a) Millau $\bar{U} = 14,87 \text{ m/s}$. (b) Tacoma $\bar{U} = 9,5 \text{ m/s}$

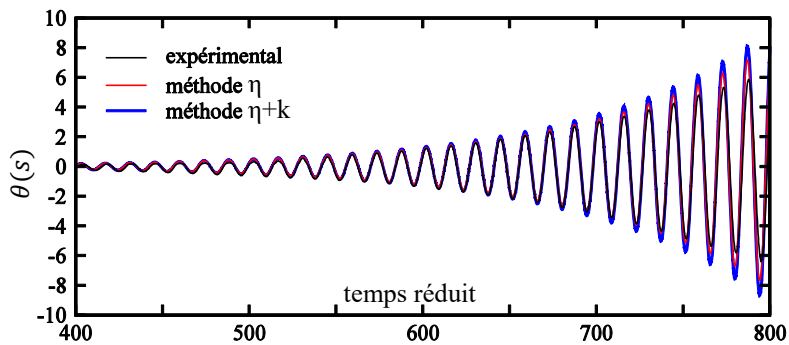


Figure 111. Comparaison des approches 1 et 3 avec correction expérimentale de la raideur aérodynamique. Tacoma $\bar{U} = 9,5 \text{ m/s}$

4.4.3. Simulation de la réponse à un lâcher mécanique

Le modèle à retard présenté dans les paragraphes précédents est mis en œuvre pour reproduire numériquement les réponses des maquettes sectionnelles placées dans la soufflerie. Pour les sections de Millau et du NACA-4412 les essais consistent en des lâchers mécaniques sans vitesse, depuis une incidence d'origine de quelques degrés (voir Tableau 13 et Tableau 14). Pour la maquette du pont de Tacoma, le flottement est naturellement déclenchée par la turbulence résiduelle de la soufflerie, et est provoqué par une très légère mise en incidence (0,1 degré) dans le modèle numérique (Tableau 15). Chacune des sections est testée pour les quatre vitesses de l'écoulement correspondant aux points de mesures des caractéristiques aérodynamiques et aéroélastiques choisis au chapitre 3.

Les réponses temporelles sont tracées en fonction du temps réduit sur la Figure 112 (Millau), la Figure 113 (NACA-4412) et la Figure 114 (Tacoma). Toutes les simulations exécutées dans cette partie reposent sur l'identification des paramètres du modèle avec la méthode 3. Afin d'éviter les phénomènes de désynchronisation tel que ceux présentés sur la Figure 110, les réponses sont systématiquement recalées numériquement sur les valeurs de raideurs aérodynamiques mesurées directement sur les enregistrements des lâchers (voir valeurs de $K^2 A_3^*$ Tableau 13 à Tableau 15).

Tableau 13. Paramètres des simulations de la réponse de la maquette Millau

Millau					
\bar{U} (m/s)	9,77	13,12	14,87	19,41	
U_r	15,1	20,9	23,9	33,7	
Figure	113 (a)	113 (b)	113 ©	113 (d)	
C'_z	3,54	3,57	3,48	3,82	
C'_M	0,77	0,87	0,94	1,08	
τ^*	0,58	0,61	0,56	0,77	
$K^2 A_3^*$	0,79	0,83	0,92	1,02	
θ_0 (degrés)	3,3	3	3	2,86	

Tableau 14. Paramètres des simulations de la réponse de la maquette NACA-4412

NACA-4412					
\bar{U} (m/s)	9,41	12,81	15,49	17,48	
U_r	14,9	20,9	26,5	30,5	
Figure	114 (a)	114 (b)	114 (c)	114 (d)	
C'_z	4,08	3,71	4,52	5,47	
C'_M	0,87	0,86	1	1,25	
τ^*	0,45	1,01	1,31	1,17	
$K^2 A_3^*$	0,7	0,82	0,9	1,02	
θ_0 (degrés)	3,36	3,4	3,5	3,6	

Tableau 15. Paramètres des simulations de la réponse de la maquette Tacoma

Tacoma					
\bar{U} (m/s)	9,5	12,1	14,5	16,9	
U_r	14,6	18,3	21,4	25,2	
Figure	115 (a)	115 (b)	non	Non	
C'_z	5,6	5,72	5,71	6,15	
C'_M	-0,9	-0,93	-0,86	-0,86	
τ^*	3,07	2,36	2,81	3,1	
$K^2 A_3^*$	-0,65	-0,8	0,95	1,06	
θ_0 (degrés)	0,1	0,1	0,1	0,1	

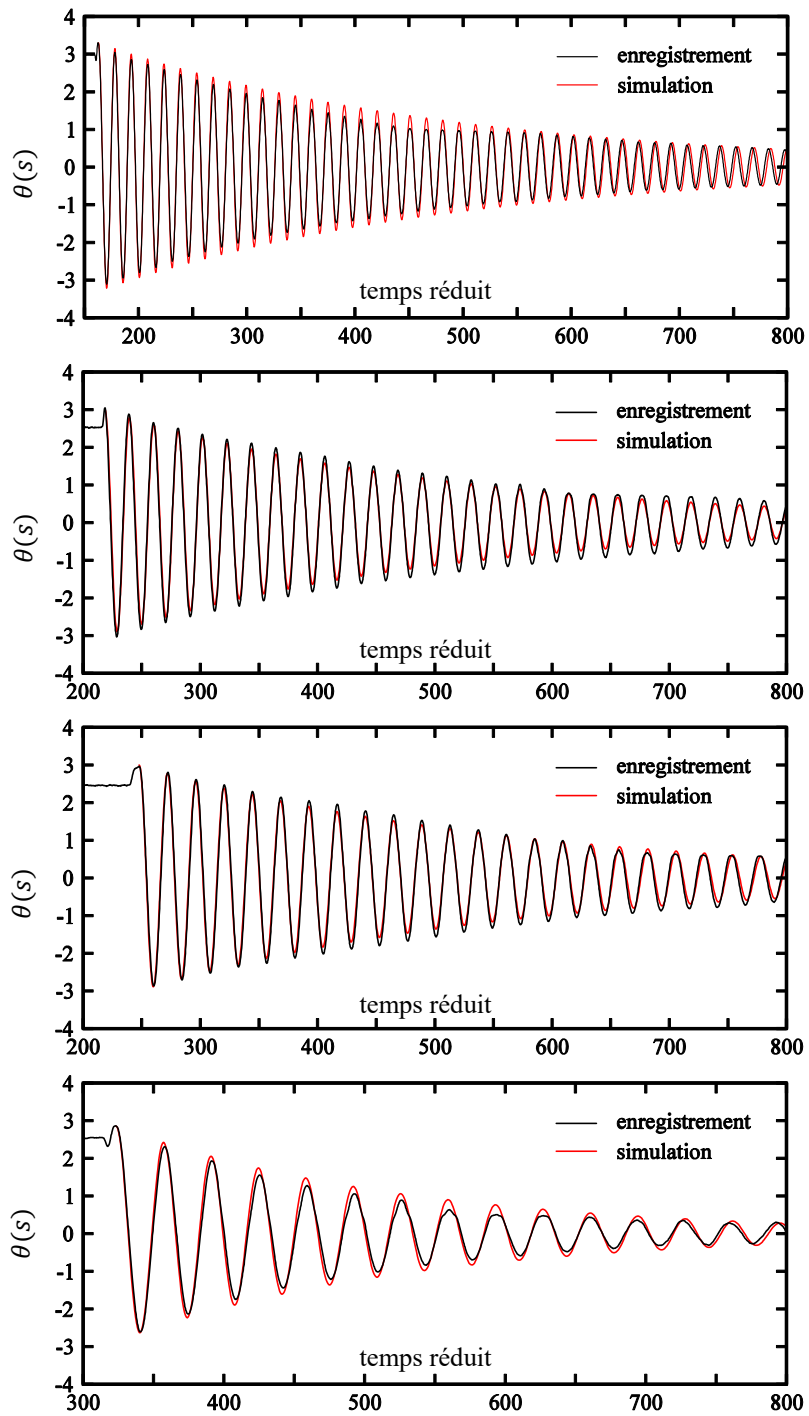


Figure 112. Millau : (a) : $U_r = 15,1$; (b) : $U_r = 20,9$; (c) : $U_r = 23,9$; (d) : $U_r = 33,7$

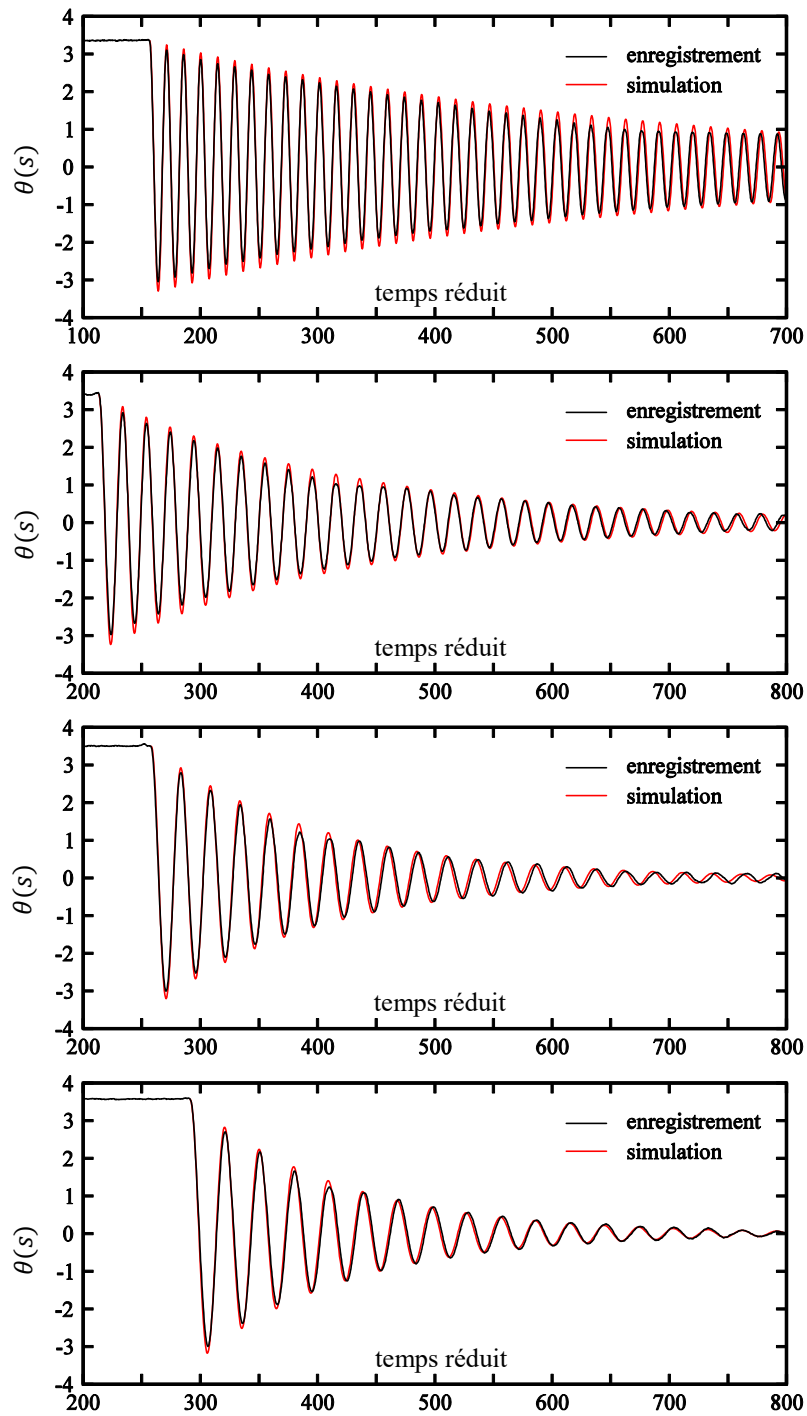


Figure 113. NACA : (a) : $U_r = 14,9$; (b) : $U_r = 20,9$; (c) : $U_r = 26,5$; (d) : $U_r = 30,5$

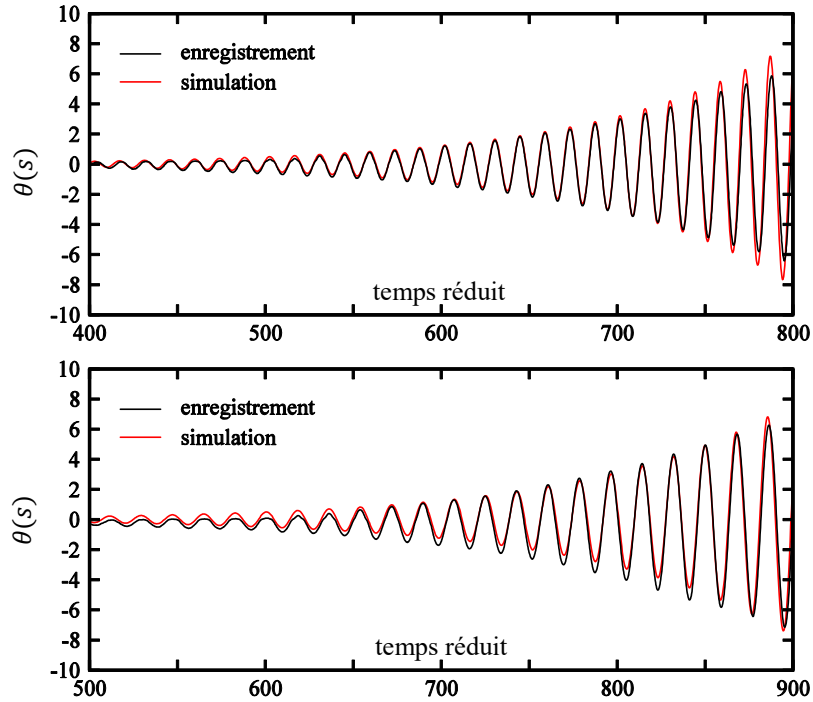


Figure 114. Tacoma (a) : $U_r = 14,6$; (b) : $U_r = 18,3$

4.4.4. Description des résultats

Afin d'analyser la précision des simulations présentées dans le paragraphe précédent, on propose de quantifier l'erreur commise par rapport aux mesures. On procède par simple soustraction des extrema locaux des signaux temporels expérimentaux et numériques. Cette opération est rendue possible par la correction de raideur aérodynamique, qui permet l'identification précise des périodes synchrones des mesures et des simulations. On définit l'erreur absolue en terme d'angle de tangage différentiel et l'erreur relative par rapport à l'amplitude du mouvement mesuré :

$$\Delta_{\theta}^{abs}(t) = \theta_{simu} - \theta_{exp} \quad (116)$$

$$\Delta_{\theta}^{rel}(t) = \Delta_{\theta}^{abs} / |\theta_{exp}| \quad (117)$$

Où θ_{simu} et θ_{exp} sont les amplitudes des pics successifs des oscillations simulées et expérimentales. Et où Δ_{θ}^{abs} et Δ_{θ}^{rel} sont les erreurs absolues et relatives commises par les simulations. Une erreur de signe positif signifie que les simulations surestiment la réponse, et réciproquement.

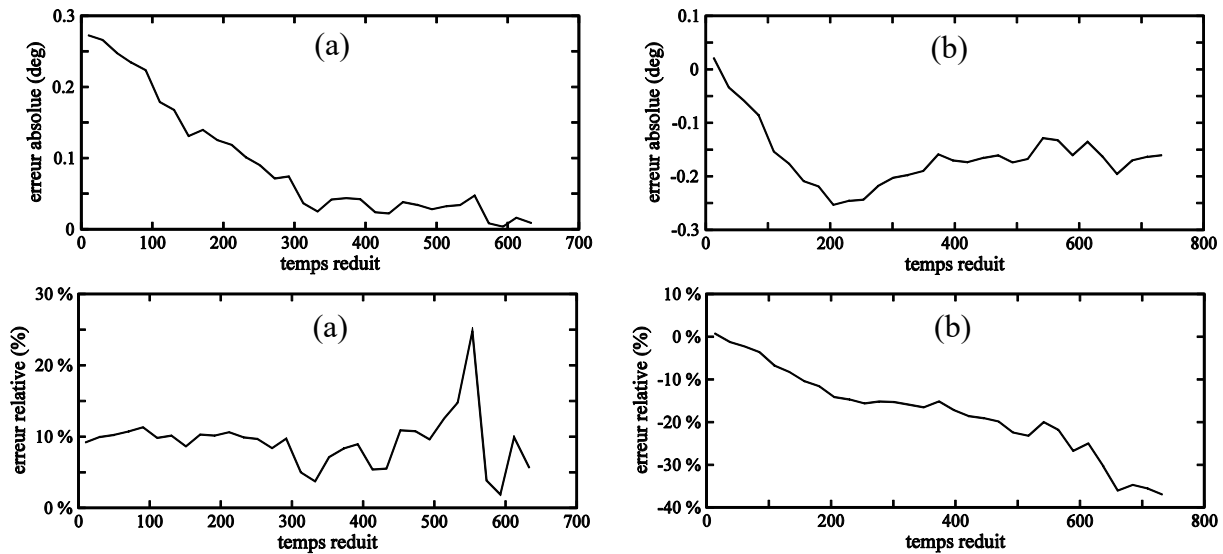


Figure 115. Erreur commise lors des simulations. (a) : NACA-4412 $U_r = 20,9$. (b) Millau $U_r = 23,9$

Les erreurs absolues et relatives commises par les simulations numériques sont tracées en fonction du temps réduit pour trois cas correspondant à chacun des profils. L'étude de la réponse du profil NACA-4412 pour $U_r = 20,9$ est proposée sur la Figure 115(a), de la réponse du profil de Millau pour $U_r = 23,9$ sur la Figure 115(b), et enfin de la réponse du profil de Tacoma pour $U_r = 14,6$ sur la Figure 116.

Pour le profil NACA-4412 l'erreur absolue diminue en fonction de l'amplitude du mouvement, alors que l'erreur relative reste constante et de l'ordre de 10%. L'erreur au temps initial (correspondant à l'instant du lâcher) n'est pas nulle, ce qui indique que le premier pic des oscillations est assez mal reproduit. L'erreur constatée découle donc probablement d'une légère surestimation des conditions initiales du lâcher.

Pour la section de Millau, l'erreur commise à l'initiation est quasiment nulle. L'erreur absolue augmente rapidement et se stabilise après quelques cycles et pour la durée restante de la simulation. Cela indique que la simulation commet une erreur d'appréciation de l'ordre de 0,2 degrés au cours des premières oscillations. Celle-ci se propage ensuite à amplitude constante. En conséquence, l'erreur relative augmente continuellement au cours des oscillations (dont l'amplitude diminue). Elle atteint la valeur importante de 36% après trois secondes, soit une trentaine de périodes. Or à cet instant l'amplitude du tangage mesurée est faible et vaut 0,4 degrés. Finalement, l'erreur relative commise par la simulation reste comprise entre 10% et 20% pour des oscillations comprises entre 3 et 0,6 degrés.

Dans le cas du profil de Tacoma, l'analyse de l'erreur commise est plus délicate car on ne bénéficie pas d'un événement initial tel que le lâcher qui permet de recalibrer les signaux temporels. Or un glissement de période rend l'évaluation de l'erreur relative imprécise à faible amplitude, et provoque une augmentation de l'erreur absolue à grande amplitude. C'est pourquoi les réponses sont ajustées pour que l'erreur initiale (sur le premier pic détecté) soit nulle. On observe alors que l'erreur absolue est strictement et non linéairement croissante en fonction du temps (Figure 116). L'amplitude des oscillations conduit à dépasser rapidement

l'hypothèse des petits angles (5 degrés à 2,5 secondes) et de linéarité des coefficients aérodynamique, ce qui explique cette évolution rapide. Le comportement temporel de l'erreur relative est analogue, à l'exception faite des imprécisions du calcul aux petites amplitudes.

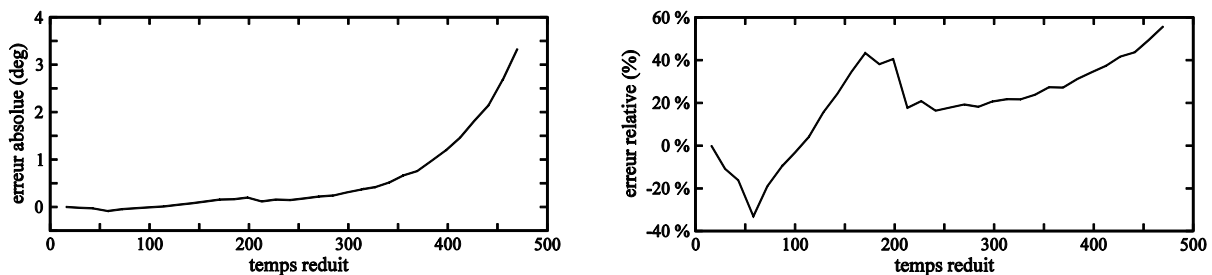


Figure 116. Erreur commise lors des simulations. Tacoma $U_r = 14,6$

On observe sur certains enregistrements contenant suffisamment d'oscillations réparties autour de 1 degré, une décroissance locale prononcée de l'incidence, qui se recale ensuite sur le régime attendu lorsque l'angle d'attaque diminue suffisamment. Cet effet est dissymétrique par rapport au signe de l'angle d'attaque : il est beaucoup plus marqué pour les incidences positives. Il n'apparaît pas systématiquement et on le remarque particulièrement pour Millau sur la Figure 112(a) ($\bar{U} = 9,77 \text{ m/s}$) pour $s = 400$ à 550, et le profil NACA-4412 sur la Figure 113(a) ($\bar{U} = 9,41 \text{ m/s}$) pour $s = 500$ à 650, ainsi que sur la Figure 113(b) ($\bar{U} = 12,81 \text{ m/s}$) pour $s = 350$ à 500. Cet effet induit par le montage expérimental n'a pas pu être éliminé.

Dans tous les cas, les réponses simulées sont en bon accord avec les mesures réalisées en soufflerie. La décroissance de l'amplitude du mouvement des maquettes de Millau et de l'aile NACA-4412 est bien appréhendée pour les angles d'attaque plus petits que 3 degrés. L'erreur commise par les simulations est de l'ordre de 10 à 20%, sauf dans quelques cas particuliers pour les faibles incidences où une petite erreur d'amplitude peut conduire à une erreur relative plus importante.

L'instabilité de la maquette du pont de Tacoma est également parfaitement capturée. Les oscillations croissantes générées par l'amortissement négatif sont bien reproduites pour les petites incidences. Cependant, pour les angles d'attaque supérieurs à 5 degrés l'erreur devient importante (supérieure à 25%). Cela s'explique par la somme des non linéarités qui ne sont pas prises en compte par le modèle, et en particulier celles des coefficients aérodynamiques. En outre, les amplitudes acceptables par le montage sont dépassées pour des vitesses réduites supérieures à 20.

4.5. Conclusions

Parmi les pistes suivies pour modéliser le comportement en torsion des tabliers de ponts dans le domaine temporel, la plus prometteuse a abouti à une nouvelle expression instationnaire du chargement aérodynamique. La clef de voute de cette modélisation est l'intégration de l'effet d'adaptation de l'écoulement grâce à l'introduction d'un retard dans l'expression du moment de tangage. Celui-ci représente l'échelle de temps de la persistance des perturbations de

l'écoulement suite à la mise en mouvement de de la structure. La méthode retenue d'identification des paramètres du modèle repose sur les essais habituellement pratiqués pour l'analyse aéroélastiques des ouvrages d'art, en particulier les mesures de A_2^* et A_3^* .

Un critère de stabilité au flottement, basé sur le seul signe de la pente du coefficient aérodynamique de tangage C_M' , a été énoncé et validé expérimentalement pour les trois maquettes testées. Celui-ci permet de montrer que si la vitesse réduite est suffisamment grande, les profilés sont instables lorsque la pente de leur coefficient de tangage est négative, et réciproquement.

En outre, l'analyse des limites de cette approche montre que le modèle à retard est compatible avec l'ensemble des géométries de tabliers de ponts existants, mais met également en évidence le problème de leur comportement aux petites vitesses réduites dont une partie des propriétés échappe à la formulation proposée.

Enfin, le modèle à retard a été validé expérimentalement en reproduisant numériquement le comportement des maquettes soumises à des lâchers mécaniques dans un environnement de vent faiblement turbulent. Il a ainsi été démontré que cette approche permet aussi bien de reproduire la réponse stable des sections bien profilées, que de capter l'instabilité en flottement du pont de Tacoma. Cette dernière étude a également permis de constater que le comportement postcritique n'est bien reproduit par cette approche linéaire que pour les mouvements de faibles amplitudes (typiquement inférieures à 5 degrés). Une analyse non linéaire s'avère nécessaire au développement du modèle pour de plus grands angles d'attaque.

Conclusions de deuxième partie

Les coefficients aérodynamiques, ainsi que les amortissements et les raideurs aérodynamiques de trois maquettes sectionnelles de tabliers de ponts, stables et instables en flottement, et d'un profil d'aile ont été mesurées en soufflerie dans des conditions expérimentales équivalentes. La cohérence des résultats obtenus a permis d'investiguer deux représentations temporelles du chargement aérodynamique du vent moyen. Les limites de l'approche quasi-statique ont tout d'abord été mises en évidence. Puis un nouveau modèle du moment de tangage a été proposé. Il s'articule autour de l'introduction d'un temps de retard qui tient compte des effets d'adaptation de l'écoulement, un moyen élégant de capturer la physique du phénomène. Une méthode d'identification des paramètres du modèle qui ne requière pas la réalisation d'essais autres que ceux déjà nécessaires à l'utilisation des modèles aéroélastiques habituels a été proposée. Un critère de stabilité au flottement très simple d'utilisation et basé uniquement sur le coefficient aérodynamique de tangage a également été présenté. Les limites de l'approche à retard ont été signalées, et des perspectives d'études complémentaires à basses vitesses réduites ont été mises à jour. Enfin, la validation expérimentale du modèle à retard a été réalisée en simulant la réponse des maquettes soumises à des lâchers mécaniques.

PARTIE III. Comportement des tabliers de ponts sous écoulements instationnaires

Le modèle aéroélastique à retard proposé et justifié dans le chapitre 4 ne tient pas compte des fluctuations de la vitesse du vent autour de sa valeur moyenne. Les effets de la turbulence du vent sur les ouvrages d'art sont généralement étudiés avec une approche quasi-statique, et sous l'hypothèse des petites perturbations (Figure 54). Si cette nuance décrit pertinemment la typologie des vents en terrain dégagé ou en front de mer, elle n'est pas adaptée aux vents de montagne ou des zones cycloniques, dont la composition inclue des variations importantes et transitoires d'amplitude et de direction. L'enjeu des travaux présentés dans cette troisième partie tient au développement d'une méthode temporelle pour tenir compte de ces effets instationnaires, et qui intègre le modèle aéroélastique à retard. Elle regroupe deux études indépendantes. L'excitation transitoire provoquée par une rafale unique est tout d'abord abordée dans le chapitre 5. Puis, le traitement statistique de la réponse à un vent fortement turbulent est présenté dans le chapitre 6.

Chapitre 5 : Etude expérimentale et numérique de l'effet d'une rafale de vent

Dans ce chapitre, le modèle à retard est utilisé pour prévoir le comportement des tabliers de ponts sujets à l'impact d'une rafale de vent. Dans un premier temps, le dispositif expérimental employé pour générer le chargement aérodynamique est présenté. Son objectif est de provoquer une excitation transitoire de courte durée, qui est mesurée. La reproduction numérique de la réponse des maquettes est ensuite obtenue en combinant le modèle à retard des efforts aéroélastiques avec une représentation instationnaire de l'effet de la rafale. Enfin, les résultats sont comparés afin de justifier la pertinence de l'approche à retard dans ce contexte de chargement instationnaire et transitoire.

5.1. Etude expérimentale

5.1.1. Génération d'une rafale en soufflerie

Des rafales sont générées dans la soufflerie au moyen d'un volet métallique de dimension 17 cm par 4,5 cm, qui pivote autour d'un axe métallique de 6 mm de diamètre fixé au travers des parois. Il est positionné en entrée de la veine. Pour émettre une rafale, il pivote de 180 degrés dans le sens de l'écoulement, d'une position « couchée » face au vent à une position « couchée » sous le vent (Figure 117). Le volet est actionné par un moteur dont le mouvement est contrôlé, ce qui permet la bonne reproductibilité de sa trajectoire.

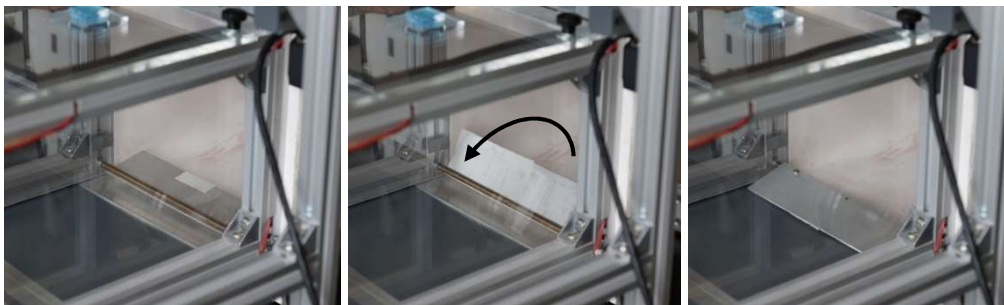


Figure 117. Dispositif de génération de rafale en soufflerie, mouvement du volet motorisé

Les rafales sont générées dans des écoulements de vitesse moyennes égales aux quatre valeurs utilisées dans les chapitres précédents. Pour chacune de ces vitesses, deux types de rafales sont déclenchés, ce qui conduit à un total de huit essais distincts. Ces variantes correspondent à deux vitesses de rotation du volet : dans le « cas A » 300 tours par minute, et dans le « cas B » 700 tours par minute. Elles sont choisies pour produire des rafales de durées totales et de formes différentes. Leurs profils de vitesses verticales et longitudinales sont mesurés à l'aide d'un anémomètre à double fils chauds, dont les spécifications techniques ainsi que la procédure d'étalonnage sont présentées en annexes. Chaque essai est reproduit à l'identique à cinq reprises. Un capteur laser monté sur l'axe de rotation du volet permet de détecter le départ des rafales.

Plusieurs paramètres physiques permettent de différencier ces rafales : l'amplitude des variations de la vitesse du vent (hauteur des pics), leurs formes (largeur des pics), et la durée de la perturbation. On associe ce dernier au temps caractéristique de la rafale. En pratique, il peut s'agir de la durée durant laquelle on constate une survitesse longitudinale $u(t)$ ou d'une durée associée aux perturbations du profil de vitesse verticale $w(t)$. On choisit de définir le temps caractéristique par rapport à l'allure de $w(t)$ dans la mesure où on peut montrer que les composantes longitudinales des rafales n'induisent pas d'effet significatif sur la réponse en torsion des maquettes sectionnelles [104]. Le profil type de vitesse verticale des rafales étudiées est composé de deux pics principaux successifs de signes opposés, correspondant tour à tour à un courant d'air descendant puis ascendant. On définit alors le temps caractéristique d'une rafale comme l'écart temporel entre les positions de ces pics (Figure 118).

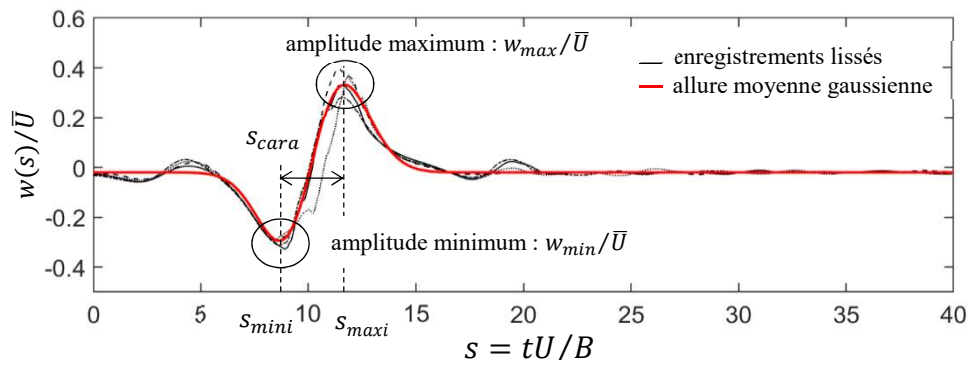


Figure 118. Allure type de la composante verticale d'une rafale générée en soufflerie et définition du temps caractéristique

La durée caractéristique d'une rafale a vocation à être comparé à la période d'oscillation des maquettes. On définit alors le temps caractéristique réduit d'une rafale t_{cara}^* :

$$t_{cara}^* = \frac{t_{cara}}{T_0} = \frac{s_{cara}}{\frac{\bar{U}}{f_0 B}} = \frac{s_{cara}}{U_{r,0}} \quad (118)$$

Où T_0 , f_0 et $U_{r,0}$ sont respectivement la période, la fréquence propre, et la vitesse réduite associées à la réponse en torsion du système libre, sans vent.

Le temps caractéristique sans dimension t_{cara}^* , est en rapport avec la durée de la rafale comparée à la période de réponse. Plus la valeur de t_{cara}^* est petite, plus la sollicitation générée par la rafale est assimilable à une impulsion. Lorsque $t_{cara}^* \gg 1$ le chargement s'apparente plutôt à un phénomène quasi-stationnaire. Les valeurs de t_{cara}^* présentées dans le Tableau 16 sont issues de l'analyse de la forme du profil du vent vertical des huit rafales. Les temps caractéristiques générés pour l'usage de cette étude se situent dans l'intervalle entre ces deux comportements. En effet, selon les cas, la durée séparant les deux maxima vaut entre 1/7 et 1/3 de la période de réponse du tablier.

Tableau 16. Temps caractéristique et temps caractéristique réduit des rafales

Catégorie	\bar{U} [m/s]	S_{mini}	S_{maxi}	Δs	t_{cara} [s]	t_{cara}^*
A	9,7	10,36	14,63	4,27	0,026	0,29
B	9,7	8,577	11,65	3,073	0,019	0,20
A	13,1	11,35	16,59	5,24	0,024	0,27
B	13,1	9,17	12,66	3,49	0,016	0,17
A	14,8	11,61	17,04	5,43	0,022	0,24
B	14,8	9,88	13,34	3,46	0,014	0,15
A	19,4	12,63	18,46	5,83	0,018	0,20
B	19,4	11,01	15,54	4,53	0,014	0,15

Les moyennes (sur les cinq répétitions de l'essai) des vitesses relatives maximales (ascendantes) et minimales (descendantes) des rafales sont tracées en fonction de la vitesse moyenne sur la Figure 119. Les intensités relatives des rafales sont comprises entre 8% et 33% de la vitesse moyenne du vent pour la composante descendante, et entre 27% et 40% pour la composante ascendante. Pour les rafales plus longues (catégorie A), on observe que la vitesse relative ascendante diminue, alors que la vitesse relative descendante augmente en fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement. Pour la série de rafales de plus courtes durées caractéristiques (catégorie B), on observe plutôt une tendance à la baisse ou à la stabilité (sauf pour $\bar{U} = 19,4 \text{ m/s}$). L'utilisation de ces deux catégories de rafales conduit donc à générer des profils de vitesses différents, dont la forme dépend à la fois du temps caractéristique et de la vitesse moyenne du vent imposée dans la veine.

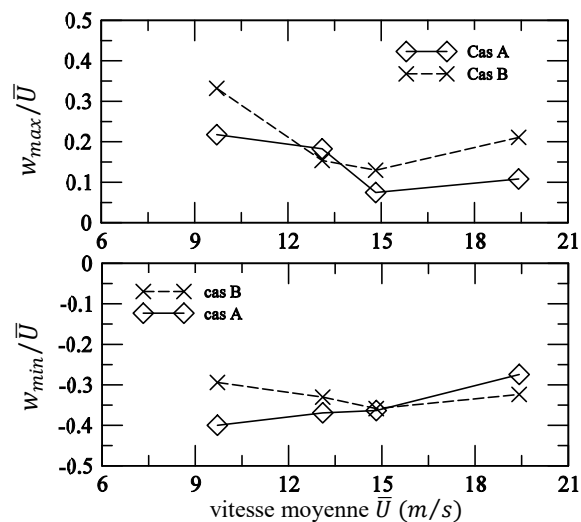


Figure 119. Valeurs maximales et minimales de la vitesse verticale du vent lors du passage des rafales en fonction de sa vitesse moyenne

Afin d'alimenter les modèles temporels du chargement aérodynamique des rafales, il est utile de bénéficier d'une forme analytique. L'utilisation de deux équations de courbes Gaussiennes permet de reproduire l'allure du profil de vitesse verticale observés expérimentalement. Cette approche est reprise de [104]. En pratique, les paramètres des deux fonction Gaussiennes sont déterminés à partir des valeurs et des positions moyennes des extrema des cinq signaux expérimentaux (w_{min} et w_{max}). Dans sa forme générale, la composante verticale du vent $w(t)$ s'écrit alors :

$$\frac{w(t)}{\bar{U}} = A_{sup} e^{-\left(\frac{t-t_{sup}}{T_{sup}}\right)^2} - A_{inf} e^{-\left(\frac{t-t_{inf}}{T_{inf}}\right)^2} \quad (119)$$

où :

- t_{sup} est la position (sur l'axe du temps) du pic de vitesse verticale ascendante,
- t_{inf} est la position (sur l'axe du temps) du pic de vitesse verticale descendante,
- T_{sup} est la largeur caractéristique du pic de vitesse verticale ascendante,
- T_{inf} est la largeur caractéristique du pic de vitesse verticale descendante,
- A_{sup} est l'amplitude relative à la vitesse moyenne du pic de vitesse verticale ascendante,
- A_{inf} est l'amplitude relative à la vitesse moyenne du pic de vitesse verticale descendante.

5.1.2. Dispositif expérimental pour l'étude de l'effet d'une rafale sur le tablier

Dans le montage final, les maquette élastiquement supportées sont introduites dans la veine. Leurs caractéristiques mécaniques sont identiques à celles présentées au chapitre 3. Leur bord d'attaque est placé à 27 cm en aval de la position de l'axe du volet, ce qui coïncide avec le point de mesure des profils des rafales avec la sonde à fils chauds. Les sections utilisées sont celles du viaduc de Millau et de l'aile NACA-4412. Celle du pont de Tacoma est exclue en raison de sa trop grande instabilité au flottement.

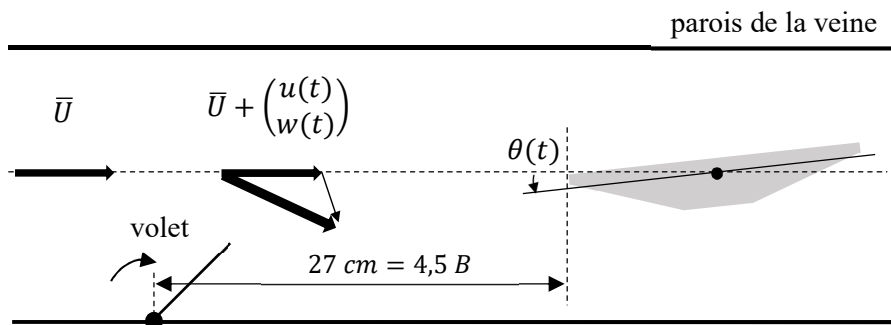


Figure 120. Dispositif d'essais d'excitation d'une maquette sectionnelle de tablier par une rafale de vent

Un résultat typique de réponse de la maquette de Millau soumise à une excitation par une rafale de catégorie A est reporté sur la Figure 121. On identifie un régime transitoire courant sur les deux premières périodes de la réponse, durant lesquelles la trajectoire du tablier ne suit pas celle d'un système aéroélastique amorti.

Pour les rafales de catégorie A (durées caractéristiques les plus longues), l'alternance des courants descendants et ascendants est synchronisée avec le premier changement de sens de rotation de la maquette (sommet de la première oscillation). L'arrivée du courant d'air ascendant coïncide avec le mouvement de remontée du bord d'attaque, qui est alors entraîné (voir sur la Figure 122). Au contraire, lorsque le temps caractéristique est plus court (rafales de catégories B), le courant d'air ascendant atteint le bord d'attaque alors que ce dernier est encore en phase de descente. Cela explique qu'à vitesse moyenne de vent égale, les rafales de catégorie B génèrent systématiquement des réponses d'amplitude plus petite que les rafales de catégorie A.

Sur la Figure 121 l'angle d'attaque maximal de la réponse est mesuré lors de sa deuxième oscillation, ce qu'on peut également expliquer par cet effet d'entraînement. C'est également le cas pour la majorité des réponses enregistrées. En revanche, la composante ascendante de certaines rafales de catégories B est particulièrement faible. Dans ces cas, l'amplitude maximale de la réponse est mesurée au niveau de la première oscillation (c'est par exemple le cas avec Millau pour $\bar{U} = 14,8 \text{ m/s}$). De plus, les conditions initiales du mouvement sont imprévisibles. Expérimentalement l'écoulement n'est pas parfaitement laminaire, et la maquette subit de légères vibrations avant l'impact de la rafale. On peut supposer que l'énergie nécessaire à leur compensation n'est pas totalement négligeable devant l'énergie apportée par la rafale.

A partir de la troisième période de la réponse (inclue), le régime transitoire laisse place à un comportement aéroélastique piloté par l'amortissement aérodynamique. Il est d'apparence similaire à celui de la réponse des profils à un lâcher mécanique présenté au chapitre précédent.

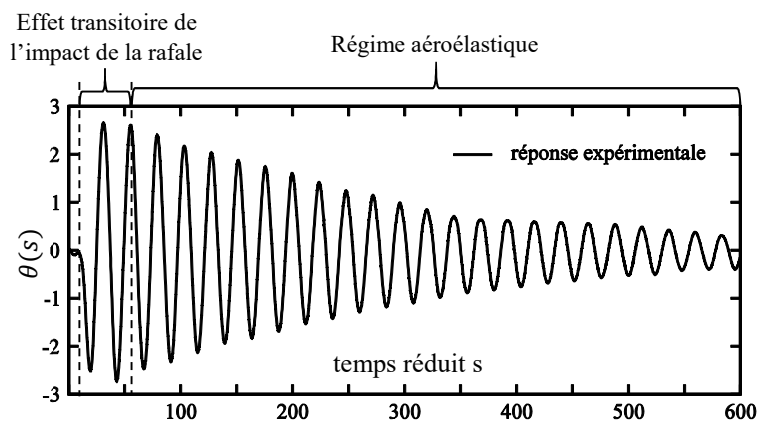


Figure 121. Réponse de la maquette Millau à une rafale de type A déclenchée dans un écoulement de vitesse moyenne $\bar{U} = 14,8 \text{ m/s}$, $t_{cara}^* = 0,24$

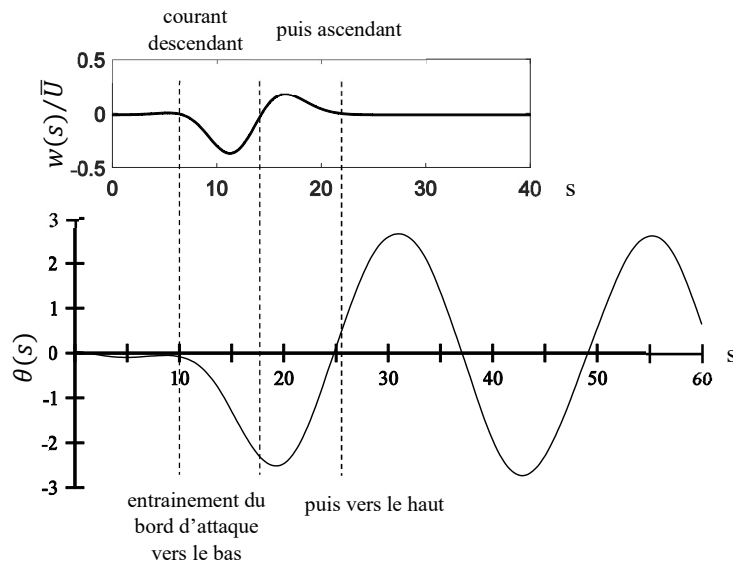


Figure 122. Composante verticale d'une rafale de catégorie A et réponse transitoire de la maquette de Millau en fonction du temps réduit. Pour $\bar{U} = 13,10 \text{ m/s}$ et $t_{cara}^* = 0,27$.

5.2. Etude numérique

5.2.1. Modèle temporel pour la prise en compte de l'effet des rafales

La modélisation temporelle du comportement des maquettes sujettes aux sollicitations décrites dans les paragraphes précédents repose sur la distinction entre l'effet transitoire de la rafale et les effets aéroélastiques à plus long terme. L'effet de la rafale est pris en compte à l'aide d'une formulation transitoire généralement utilisée pour simuler les conséquences de la turbulence du vent sur les ailes. Cette approche a été mis à profit avec succès par Amandolese et co-auteurs dans un cas similaire [104]. Elle repose sur l'utilisation des profils de vitesses des rafales $w(s)$ issus de l'étude expérimentale. Le moment de tangage correspondant vaut alors :

$$M_{raf}(s) = \frac{1}{2} \rho B^2 U^2 C'_M \left[\psi(0) \frac{w(s)}{\bar{U}} + \int_0^s \frac{w(\sigma)}{\bar{U}} \psi'(s - \sigma) d\sigma \right] \quad (120)$$

où ψ est la fonction de Küssner, dont on utilise la valeur approchée [12] :

$$\psi(s) = 1 - 0,5e^{-0,26s} - 0,5e^{-2s} \quad (121)$$

On remarquera que $\psi(0) = 0$, ce qui simplifie les expressions précédentes. Les valeurs de l'intégrale de Duhamel sont calculées à l'aide d'un algorithme itératif proposé par Leishman [91] et présenté plus largement en annexe.

Le moment de tangage aéroélastique est simulé avec l'approche à retard présentée dans le chapitre 4. Son expression est :

$$M(t) = \frac{\rho B^2 U^2}{2} C'_M \theta(t - \tau) \quad (122)$$

La combinaison de ces deux termes aboutit à l'équation différentielle du mouvement :

$$J\ddot{\theta}(t) + 2J\omega_\theta\eta_\theta\dot{\theta}(t) + J\omega_\theta^2\theta(t) = \frac{\rho B^2 U^2 C'_M}{2} \left[\theta(t - \tau) + \psi(0) \frac{w(s)}{\bar{U}} + \int_0^s \frac{w(\sigma)}{\bar{U}} \psi'(s - \sigma) d\sigma \right] \quad (123)$$

Dont la résolution repose sur l'utilisation du schéma numérique de Newmark à un pas et à accélération moyenne présenté au chapitre 4.

5.2.2. Simulation numérique

Les réponses numériques et expérimentales de deux maquettes soumises à une paire de rafales uniques sont tracées en fonction du temps réduit sur les Figure 123 et Figure 124. Le premier cas présenté est celui de Millau pour deux rafales de catégories A et B de temps caractéristiques respectifs $t_{cara}^* = 0,27$ et $t_{cara}^* = 0,17$, et pour une vitesse réduite $U_r = 20,9$ (soit $\bar{U} = 13,1 \text{ m/s}$). Le deuxième cas étudié est celui du profil NACA-4412 pour deux rafales de catégories A et B de temps caractéristiques respectifs $t_{cara}^* = 0,24$ et $t_{cara}^* = 0,15$, pour une vitesse réduite $U_r = 26,5$ (soit $\bar{U} = 15,4 \text{ m/s}$). L'index des seize cas expérimentaux reproduits et les simulations numériques correspondantes sont consultables en annexe.

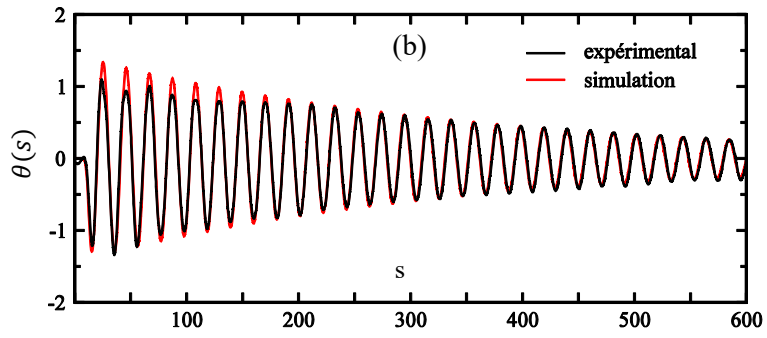
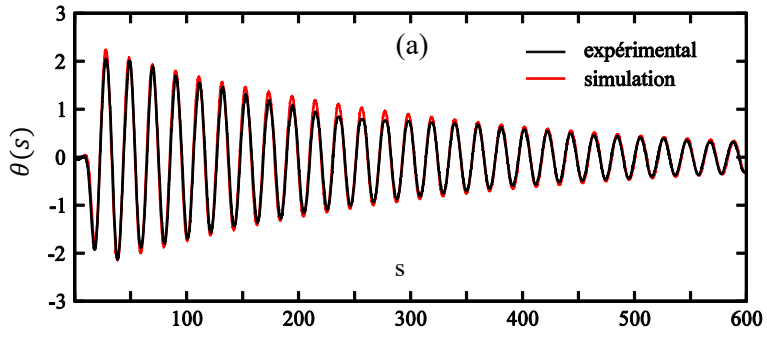


Figure 123. Millau $U_r = 20,9$: (a) rafale A ; (b) rafale B.

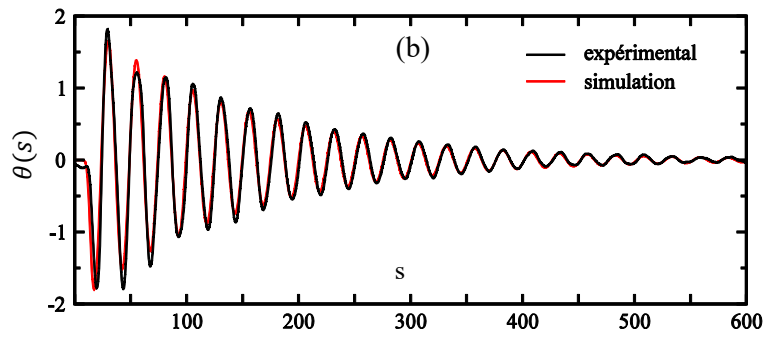
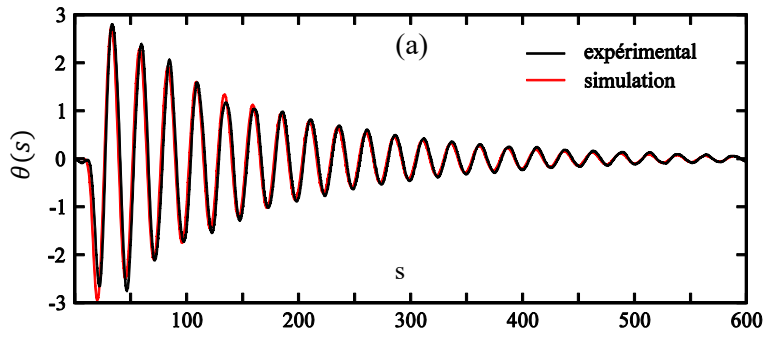


Figure 124. NACA-4412 $U_r = 26,5$: (a) rafale A ; (b) rafale B.

5.3. Analyse des résultats et comparaisons

La présence d'une singularité dans le comportement des maquettes, déjà observée avec les lâchers, est très marquée sur les réponses de la maquette de Millau (Figure 123). La décroissance locale et prononcée de l'amplitude des oscillations autour de +1 degré perturbe l'exploitation des résultats, et force à calculer l'erreur sur les pics correspondant aux incidences négatives uniquement.

Les erreurs absolues et relatives commises par les simulations numériques sont tracées en fonction du temps réduit pour les quatre réponses reproduites. Pour la maquette de Millau l'erreur commise est sensiblement du même ordre avec les deux catégories de rafales (Figure 123a). Les erreurs les plus importantes sont observées pour les premiers cycles de la réponse, elles traduisent le cumul des incertitudes relatives à la modélisation de la rafale et des conditions initiales. Les erreurs relatives restent inférieures à 10% pour des angles d'attaques supérieurs à 0,5 degrés, ce qui est très satisfaisant. Elles augmentent ensuite légèrement en raison de la petitesse des incidences, mais cela ne s'accompagne pas d'une augmentation de l'erreur absolue.

L'erreur absolue initiale sur la réponse du profil NACA-4412 excité par la rafale de catégorie A est importante (Figure 123b). Elle traduit bien la sensibilité aux conditions initiales de la qualité de reproduction des premières oscillations. En revanche, après quelques périodes, cet effet ayant été absorbé par le passage complet de la rafale et l'instauration du régime aéroélastique, l'erreur diminue rapidement. Par ailleurs, la précision des simulations numériques des deux réponses du NACA-4412 est très satisfaisante. L'erreur relative reste confinée à des valeurs inférieures à 10% pour l'ensemble des incidences significatives (jusqu'à 0,3 degrés environ).

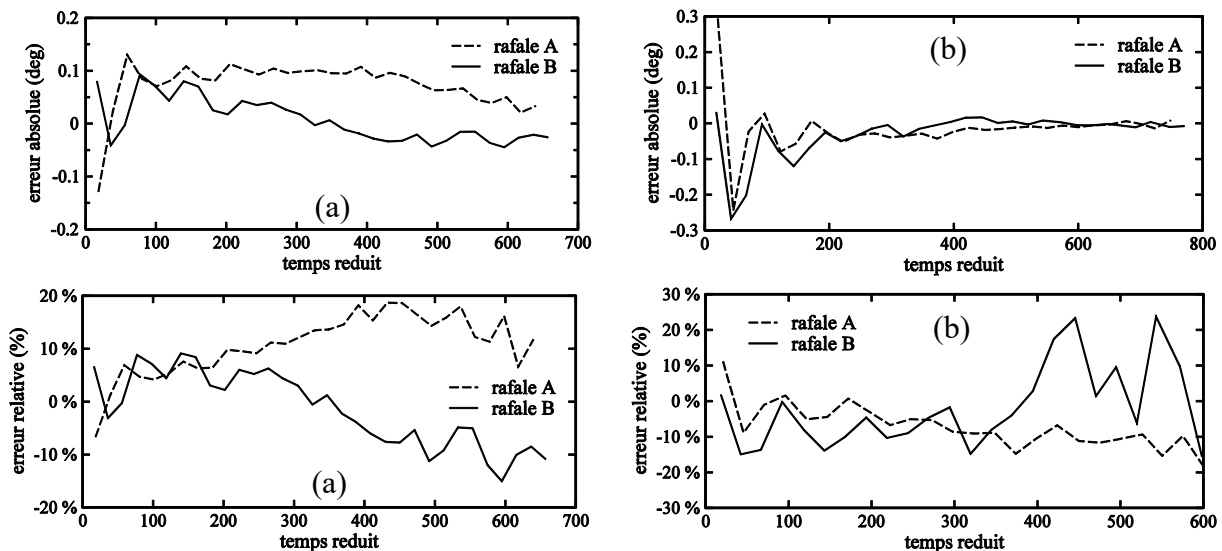


Figure 125. Erreur commise lors des simulations. (a) Millau : $U_r = 20,9$. (b) NACA-4412 : $U_r = 26,5$

Enfin, l'association du modèle aéroélastique à retard avec une représentation transitoire de la rafale permet de très bien reproduire la réponse en torsion des maquettes du viaduc de Millau et de l'aile NACA-4412. A l'exception du point particulier de la réponse initiale à l'impact de la rafale, la précision de ces simulations est au moins équivalente à celle des reproductions des lâchers mécaniques (que ce soit en terme d'erreur absolue ou relative). Ces résultats démontrent la compatibilité de l'approche temporelle proposée avec la présence de chargements transitoires. Cependant, les durées des rafales générées dans la soufflerie pour les usages de cette étude n'excèdent pas la période du mouvement des maquettes. Ainsi, le traitement d'un cas de charge instationnaire de plus longue durée, tel que l'excitation par un vent turbulent, apporterait un éclairage complémentaire pertinent sur la faculté d'adaptation du modèle.

Chapitre 6 : Réponse à un vent fortement turbulent

Ce chapitre a pour objectif de répondre aux attentes suscitées par les conclusions de l'étude de la réponse des tabliers de ponts sujets à l'impact d'une rafale unique. Il s'agit ici de reproduire l'effet d'un chargement instationnaire de longue durée à l'aide du modèle à retard. Un chargement aérodynamique est construit à cet usage en soufflerie à l'aide de la combinaison d'une grille et d'un excitateur aérodynamique actif. Une représentation numérique du profil des vitesses du vent turbulent est mise en œuvre et intégrée dans l'approche présentée au chapitre précédent, afin de reproduire la réponse vibratoire des maquettes. Enfin, les statistiques des réponses expérimentales et numériques sont comparés pour valider la démarche.

6.1. Etude expérimentale

L'étude de la turbulence du vent généré par une grille seule et de ses effets figure en annexe. Elle met en évidence la difficulté de reproduire expérimentalement le comportement des tabliers de ponts soumis à la turbulence atmosphérique. Cela est dû aux choix des caractéristiques du montage utilisé, et en particulier celui de la fréquence de réponse (environ 10 à 11 Hz selon les cas). Aussi, la similitude dynamique n'est pas respectée car il y a un rapport d'échelle d'environ 1/10 entre les fréquences propres du pont réel et celle des maquettes, alors que l'échelle géométrique est de 1/460^{ème} pour Millau. Et en conséquence, la fréquence à laquelle l'amplification dynamique pourrait se produire (environ 300 Hz) est très éloignée de la fréquence effective de la réponse en soufflerie. C'est pourquoi la réponse en torsion des maquettes excitées par un vent turbulent produit par une grille seule est de très faible amplitude. Cette étude a également permis d'établir que lorsque la grille et la maquette sont suffisamment rapprochées, cette dernière se retrouve dans une région où la turbulence du vent n'est ni homogène ni isotrope, appelée zone d'établissement. C'est le cas dans le montage utilisé dans ce chapitre.

Le dispositif expérimental finalement retenu pour la présente étude est composé d'une grille disposée à 7,5 cm en amont du bord d'attaque de la maquette, à laquelle est adjoint un profil de cornière mobile (10 cm en amont de la grille). Ce dernier est motorisé par un système à pot magnétique qui permet de générer des oscillations harmoniques en translation verticales de fréquence et d'amplitude ajustables. La nature de son sillage instationnaire est en rapport avec la fréquence du mouvement qui lui est imposé. Ce dispositif vise à enrichir la turbulence du vent dans la veine à plus basse fréquence, dans l'optique de provoquer des vibrations des maquettes de plus grandes amplitudes qu'avec une grille seule. Les photos de la grille utilisée et du montage complet sont proposées sur la Figure 126.

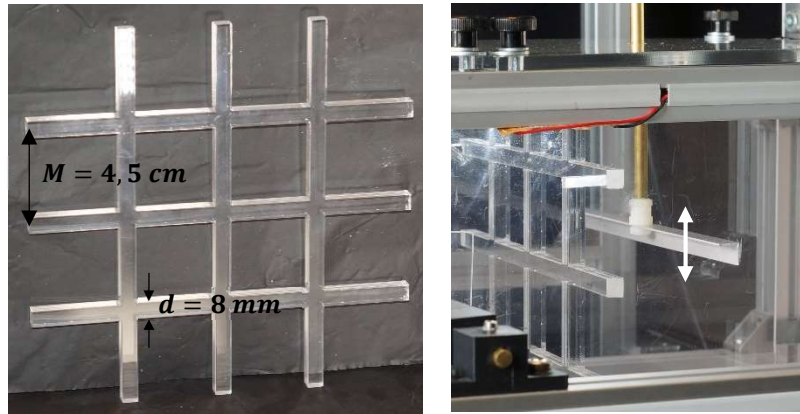


Figure 126. Photos de la grille et du montage dans la veine avec la cornière mobile

Les données statistiques du vent recueillies en soufflerie avec ce montage sur une minute d'enregistrement sont rassemblées dans le Tableau 17. Elles sont calculées à partir des composantes fluctuantes verticales et horizontales de la vitesse du vent mesurées par le même capteur à fils chauds que précédemment. Les quatre mêmes vitesses moyennes du vent que dans les chapitres précédents sont considérées. Elles sont mesurées avec le tube Pitot en sortie de veine (\bar{U}_{pitot}). La fréquence de vibration de la cornière f_e est directement mesurée sur le générateur alimentant le moteur à pot magnétique.

Tableau 17. Eléments statistiques de la turbulence mesurée en soufflerie (enregistrements d'une minute)

Grille et excitateur aérodynamique				
\bar{U}_{pitot} (m/s)	9,9	13,1	14,9	19,4
\bar{U} (m/s)	10,3	13,4	15,0	19,5
\bar{w} (m/s)	-0,48	-0,44	-0,47	-0,74
σ_u^2 (m/s) ²	10,66	17,58	21,18	34,00
σ_w^2 (m/s) ²	8,77	13,92	16,40	23,13
I_w	0,29	0,28	0,27	0,25
f_e (Hz)	10,77	10,50	10,41	9,60
f_{pic} (Hz)	10,81	10,49	10,40	9,50
$S_w(f_{pic})$ (s/m) ²	1,528	0,871	1,144	0,780

La vitesse moyenne verticale mesurée n'est pas nulle (ascendance moyenne de veine). L'intensité de turbulence verticale ($I_w = \sigma_w/\bar{U}$) mesurée au droit de la future position du bord d'attaque de la maquette est supérieure à 25%, ce qui est généralement associé à un vent très turbulent.

Une densité spectrale de puissance (DSP en (m/s)²/Hz) du vent turbulent obtenu avec ce dispositif est tracée sur la Figure 127(a). Sur le plan énergétique, l'ajout d'un excitateur aérodynamique harmonique enrichit DSP. Il fait apparaître un pic centré autour de sa fréquence

de vibration ($f_e \approx f_{pic}$). La fréquence et l'amplitude des pics observés pour chacun des essais réalisés sont regroupées dans le Tableau 17. Seule la densité spectrale du vent mesurée pour $\bar{U} = 19,4 \text{ m/s}$ diffère des autres. Le pic associé à l'action de la cornière est moins haut, mais plus large. Le produit de la DSP par la fréquence tracé sur la Figure 127(b) donne une estimation directe du niveau d'amplification dynamique de la réponse en fonction de sa fréquence. On constate que la hauteur du pic crée est presque de l'ordre de grandeur de celle du maximum atteint pour 300 Hz par la grille seule. Afin de maximiser l'effet sur l'amplitude de réponse de la maquette, la fréquence de vibration de la cornière (f_e) doit être ajustée au plus près de la fréquence aéroélastique.

Un second pic est observé sur chacune des densités spectrales de puissances pour des fréquences évoluant entre 145 Hz et 250 Hz. Il correspond au détachement tourbillonnaire des barreaux de la grille, et il est identique à celui que l'on observe avec une grille seule.

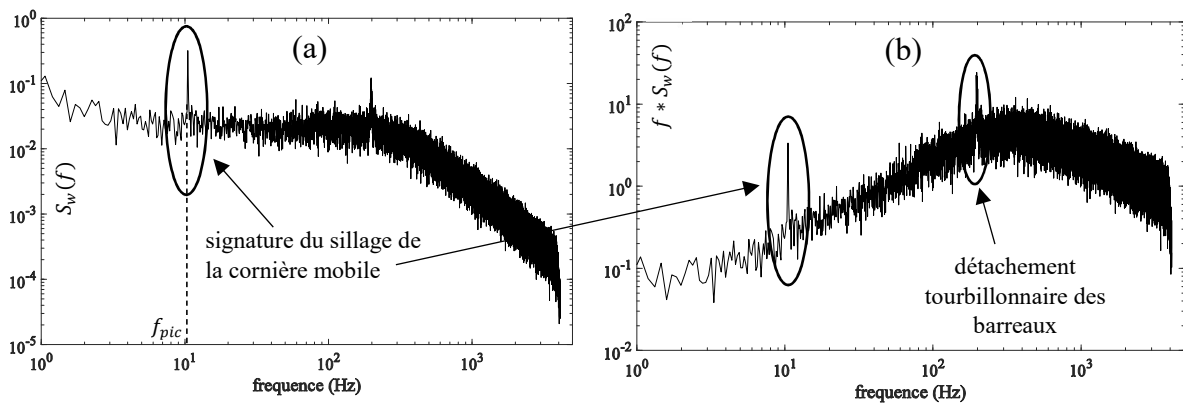


Figure 127. (a) Densités spectrales de puissance du vent turbulent générées par le montage avec $\bar{U} = 13,1 \text{ m/s}$, $f_e = 10,5 \text{ Hz}$. (b) La même DSP multipliée par la fréquence

Dans le montage final (voir Figure 128), la maquette élastiquement supportée de Millau est introduite dans la soufflerie. La position du bord d'attaque correspond au point auquel la turbulence du vent a été mesurée. Cette partie du dispositif expérimental est identique à celui utilisé pour l'étude des rafales.

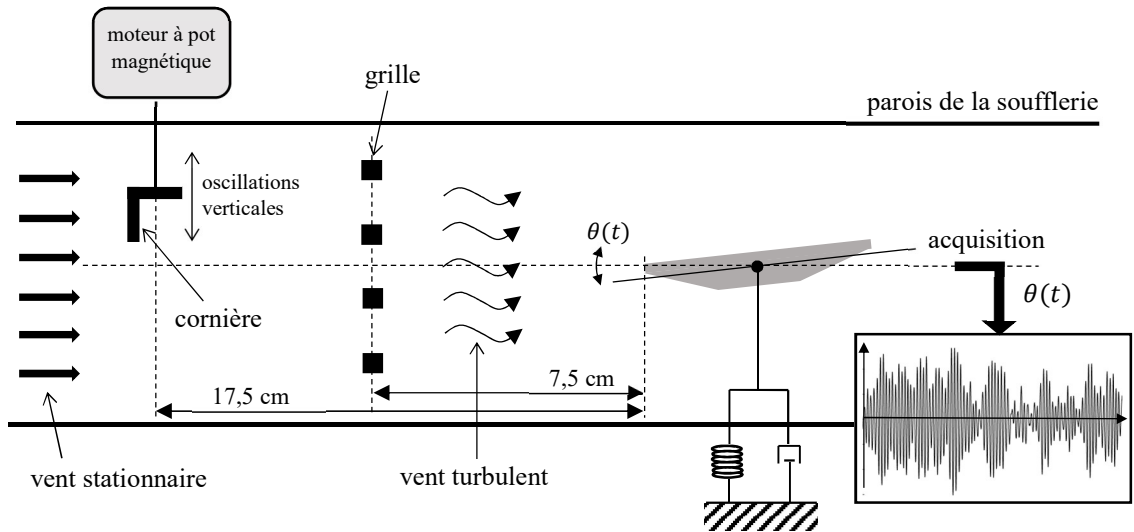


Figure 128. Schéma de principe de la génération de turbulence par une grille et un excitateur mécanique

Généralement plus la durée d'acquisition d'un signal aléatoire est longue, plus l'amplitude maximale qu'il est probable de capter est grande. Cet effet est matérialisé par le facteur de pointe k_p , qui est le rapport entre le maximum et la variance d'un signal vibratoire (Equ. 124).

$$\theta_{max} = k_p \sigma_\theta \quad (124)$$

Lorsque le phénomène étudié est Gaussien, l'expression développée par Davenport (Equ. 125) permet de relier les valeurs du facteur de pointe à la durée du signal [2]. L'allure du facteur de pointe de Davenport est tracé sur la Figure 129 en fonction du temps. La courbe n'admet pas d'asymptote horizontale lorsque la durée d'acquisition est très grande. Cela signifie, qu'en théorie il est toujours possible d'obtenir une amplitude supérieure en augmentant le temps d'observation. En général, pour l'étude des ponts à l'échelle un on recherche un facteur de pointe de 3 à 3,5. Cette exigence conduit à produire des simulations ou des enregistrements de dix minutes. Compte tenu du rapport de fréquences de dix qui existe avec les essais réalisés en soufflerie lors de cette étude, cela correspond à des durées d'acquisition d'une minute à cette échelle réduite. Cette valeur est confirmée par les résultats obtenus avec la formule de Davenport rassemblés dans le Tableau 18. Pour l'usage de cette étude, on utilise des enregistrements de 1 minutes, ce qui correspond à un facteur de pointe théorique de 3,74.

$$k_p = \sqrt{2 \ln(f_\theta T)} + \frac{\gamma}{\sqrt{2 \ln(f_\theta T)}} \quad (125)$$

où $\gamma = 0,5772$ est la constante d'Euler, T la durée d'acquisition du signal et f_θ la fréquence propre du système étudié.

Tableau 18. Facteurs de pointe théorique de la réponse en torsion de la maquette du viaduc de Millau, $f_\theta = 10\text{Hz}$

Durée d'acquisition	1 minute	3 minutes	5 minutes	10 minutes
Facteur de pointe	3,74	4,03	4,16	4,33

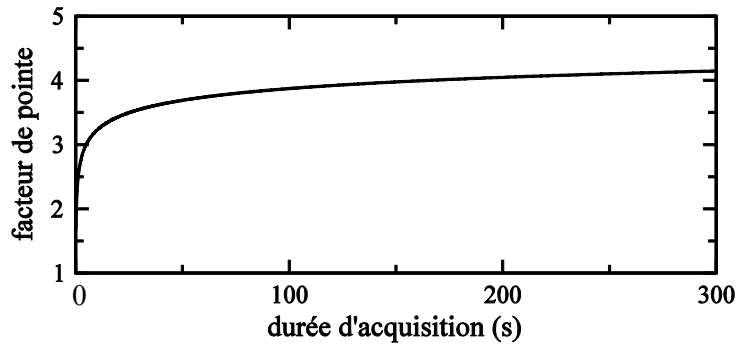


Figure 129. Evolution du facteur de pointe de Davenport en fonction de la durée d'acquisition (en secondes)

L'allure des réponses de la maquette de Millau, pour une vitesse moyenne du vent de 14,9 m/s, avec et sans excitateur aérodynamique, sont tracées en fonction du temps sur la Figure 130. En comparaison avec la réponse au vent turbulent généré par la grille seule, l'enveloppe de la réponse avec le montage complet est beaucoup plus régulière. Cela est lié au caractère harmonique de l'excitation par le sillage de la cornière. Les incidences maximales et les écarts types correspondant à chacun des cas traités sont rassemblés dans le Tableau 19 (grille seule) et le Tableau 20 (grille et cornière). Ces résultats sont recalés autour de l'incidence moyenne non nulle de la maquette (déplacement statique causé par l'ascendance moyenne de veine). Les valeurs des facteurs de pointes associés à ces mesures et calculés avec la formule de Davenport sont également présentés pour les deux montages (k_p^{exp}). Alors que la formule de Davenport ($k_p = 3,74$) permet de prévoir assez précisément le facteur de pointe de la réponse expérimentale obtenue avec la grille seule, elle ne fonctionne plus dès lors que l'on ajoute l'excitateur. Cela est principalement dû au fait que la sollicitation n'est plus Gaussienne mais dominée par l'excitation harmonique du sillage forcé de la cornière.

En outre, l'amplitude des oscillations produites avec le montage complet est comprise entre un et deux degrés selon les cas, ce qui est en nette augmentation par rapport aux réponses avec la grille seule. Plus précisément, on peut calculer que la part de la réponse générée par l'excitateur (K_e) vaut entre 74% et 80% de l'amplitude totale (Tableau 21). L'objectif expérimental visé par ce montage est donc atteint.

$$K_e = 1 - \frac{\theta_{max}^{grille}}{\theta_{max}^{tot}} \quad (126)$$

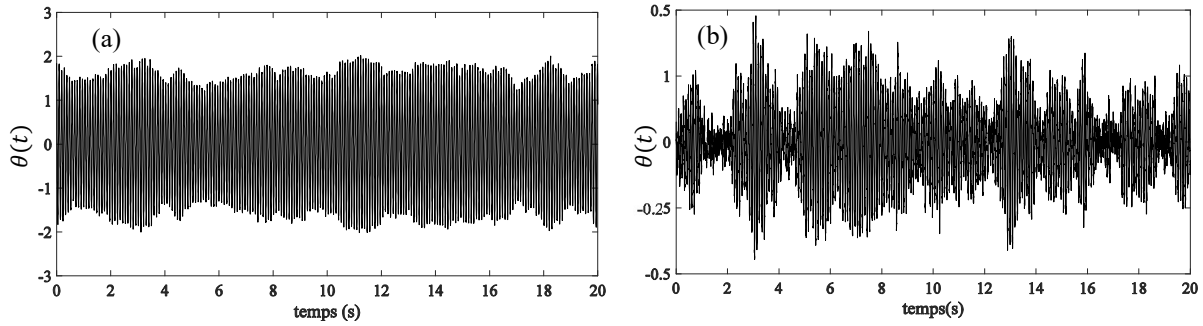


Figure 130. (a) Réponse de la maquette de Millau avec la grille et l'excitateur aérodynamique pour $\bar{U} = 14,9 \text{ m/s}$ et $f_e = 10,41 \text{ Hz}$. (b) Réponse de la maquette de Millau avec la grille seule pour $\bar{U} = 14,9 \text{ m/s}$

Tableau 19. Résultats des mesures de réponses de la maquette de Millau sujette au vent généré par la grille seule. Enregistrements de 1 minute.

Grille seule			
\bar{U} (m/s)	9,89	13,1	14,9
θ_{max} (deg)	0,42	0,56	0,55
σ_θ^2	0,013	0,020	0,023
k_p^{exp}	3,8	4,0	3,7

Tableau 20. Résultats des mesures de réponses de la maquette de Millau sujette au vent généré par l'excitateur aérodynamique et la grille. Enregistrements de 1 minute.

Grille et excitateur aérodynamique				
\bar{U}_{pitot} (m/s)	9,9	13,1	14,9	19,4
θ_{max} (deg)	2,13	2,13	2,05	2,63
σ_θ^2 (deg ²)	1,59	1,57	1,07	1,93
k_p^{exp}	1,69	1,70	1,98	1,89
K_e	80%	74%	74%	NC

6.2. Reproduction numérique du vent turbulent

Dans ce paragraphe un outil numérique utilisé pour simuler un vent turbulent de phase aléatoire est présenté. Il permet de recréer le signal temporel d'un vent turbulent à partir d'une densité spectrale de puissance mesurée expérimentalement. Ce générateur de vent ne tient pas compte des cohérences transversale et longitudinale de la turbulence du vent.

Par définition, la fonction d'auto corrélation d'un signal $F(t)$ dont la composante fluctuante est $\tilde{F}(t)$ vaut :

$$R_F(\tau) = \langle \tilde{F}(t) | \tilde{F}(t + \tau) \rangle \quad (127)$$

Et la densité spectrale de puissance s'obtient par la transformée de Fourier de la fonction d'auto-corrélation :

$$S_F(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R_F(\tau) e^{-2i\pi f\tau} d\tau \quad (128)$$

Cet outil exploite une propriété remarquable des densités spectrales relative à l'écart type :

$$\sigma_F^2 = \int_0^{\infty} S_F(f) df \quad (129)$$

Dans le cas présent, on s'intéresse à la composante verticale de la turbulence $w(t)$, que l'on décompose sur une série de N fréquences :

$$w(t) = \sum_{n=1}^N a_n \sin(\omega_n t + \varphi_n) \quad (130)$$

Afin de maximiser la précision de la modélisation du vent dans le domaine fréquentiel intéressant les maquettes de tablier testées, c'est-à-dire les basses fréquences, et sans tronquer outre mesure la composition haute fréquence du signal, la décomposition fréquentielle est choisie telle que :

$$\log(df_n) = cste = \frac{\log(f_{max}) - \log(f_{min})}{N - 1} \quad (131)$$

où $df_n = f_n - f_{n-1}$, et en posant $\omega_n = 2\pi f_n$.

La propriété (Eq. 129) réécrite pour cette décomposition devient :

$$\sigma_w^2 = \sum_{n=1}^N S_w(f_n) df_n \quad (132)$$

Avec $\sum_{n=1}^N df_n = \Delta f$, où Δf correspond à la plage de fréquences constituant les perturbations du vent étudiées. On note que les df_n ne sont pas tous égaux compte tenu du choix de discrétisation logarithmique de la plage des fréquences.

La moyenne de composante verticale la turbulence étant nulle, son écart type vaut :

$$\sigma_w = \sqrt{\frac{1}{T} \int w(t)^2 dt} \quad (133)$$

$$\sigma_w^2 = \frac{1}{\Delta T} \int \left[\sum_{n=1}^N a_n^2 \sin^2(\omega_n t + \varphi_n) \right] dt \quad (134)$$

Et par linéarité de l'intégrale,

$$\sigma_w^2 = \frac{1}{\Delta T} \sum_{n=1}^N a_n^2 \int \sin^2(\omega_n t + \varphi_n) dt \quad (135)$$

$$\sigma_w^2 = \frac{1}{\Delta T} \sum_{n=1}^N a_n^2 \int \frac{1 - \cos(2\omega_n t + 2\varphi_n)}{2} dt \quad (136)$$

$$\sigma_w^2 = \frac{1}{\Delta T} \sum_{n=1}^N a_n^2 \frac{\Delta T}{2} = \sum_{n=1}^N \frac{a_n^2}{2} \quad (137)$$

Soit en identifiant terme à terme :

$$a_n = \sqrt{2S_w(f_n)df_n} \quad (138)$$

Et finalement, le signal temporel reconstitué de la vitesse verticale vaut :

$$w(t) = \sum_{n=1}^N \sqrt{2S_w(f_n)df_n} \sin(\omega_n t + \varphi_n) \quad (139)$$

Où φ_n est la phase correspondant au $n^{\text{ième}}$ terme de la décomposition en fréquence. Elle sont choisies aléatoirement entre zéro et 2π .

Un exemple de densité spectrale de puissance d'un vent de phase aléatoire généré avec ce modèle est tracé sur la Figure 131. La plage de fréquences choisie s'étale de 1 à 200 Hz. Elle est comparée à la densité spectrale expérimentale du vent qui a servi de point de départ à la simulation. La coïncidence entre les deux courbes indique qu'il n'y a aucune perte d'information dans le processus (entre 1 et 200 Hz). On remarque également une dispersion des spectres à haute fréquence, qui est inhérent au choix de discrétisation logarithmique des fréquences pour la décomposition. Il est ainsi quasiment impossible de retenir suffisamment de points à haute fréquence avec cette approche pour éviter ce phénomène. Cela est toutefois sans influence sur la modélisation de la réponse des maquettes, car cette plage de fréquences est ici très éloignée de leur fréquence de réponse. Les fréquences supérieures à 200 Hz ont volontairement été omises pour les mêmes raisons.

Dans cette représentation numérique la vitesse moyenne verticale du vent est nulle. Or, on a montré expérimentalement qu'un courant d'air ascendant moyen existe dans la veine au droit des maquettes. Pour en tenir compte, il conviendrait d'ajouter ce terme constant au profil de vitesse du vent turbulent. Toutefois, les déplacements mesurés expérimentalement étant recalés par rapport à leur valeur moyenne, cette formulation reste bien adaptée à leur reproduction.

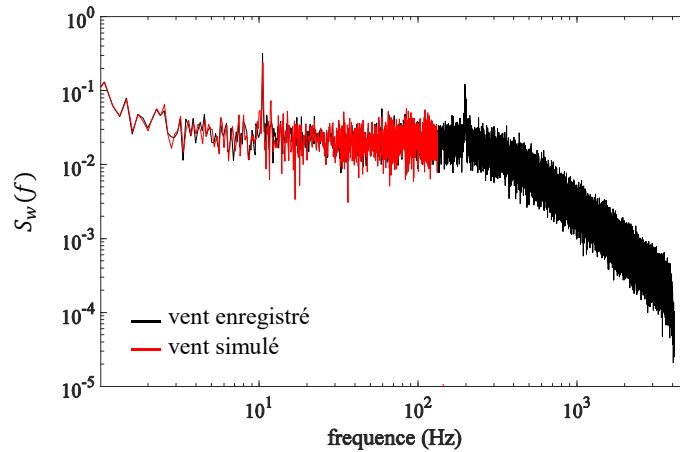


Figure 131. Densités spectrales de puissances du vent mesurée et simulée numériquement sur une plage de fréquence de 1 Hz à 200 Hz. $\bar{U} = 13,1 \text{ m/s}$ et $f_e = 10,5 \text{ Hz}$

6.3. Etude numérique

6.3.1. Modèle temporel pour la prise en compte du vent turbulent et simulations

Afin de tenir compte de la turbulence du vent, on utilise le même modèle que pour l'étude de l'effet des rafales. La composante verticale de la turbulence $w(t)$ utilisée dans les simulations est déterminée telle que présenté au paragraphe précédent, sur la base des densités spectrales de puissance expérimentales (Equ. 139). Comme au chapitre précédent, l'équation du mouvement à résoudre est la suivante :

$$J\ddot{\theta}(t) + 2J\omega_\theta\eta_\theta\dot{\theta}(t) + J\omega_\theta^2\theta(t) = \frac{\rho B^2 U^2 C'_M}{2} \left[\theta(t - \tau) + \psi(0) \frac{w(s)}{\bar{U}} + \int_0^s \frac{w(\sigma)}{\bar{U}} \psi'(s - \sigma) d\sigma \right] \quad (140)$$

Tout comme l'est celle des enregistrements expérimentaux, la durée des simulations est d'une minute. Afin d'exploiter les simulations, on en extrait les incidences maximales et les écarts types. L'opération est répétée pour les quatre profils de vent turbulents développés expérimentalement, et avec les caractéristiques de la maquette du viaduc de Millau. Ces résultats sont rassemblés dans le Tableau 21, où leurs équivalents expérimentaux sont également rappelés pour comparaison.

L'amplitude des oscillations simulées est assez sensible à la définition fréquentielle de la densité spectrale de puissance du vent utilisée, le risque étant de ne pas reproduire fidèlement le maximum du pic associé à l'excitateur. En effet, expérimentalement celui-ci est très fin. Il est donc indispensable d'adapter la discrétisation au cas étudié. En général, il est nécessaire de retenir de 1000 à 2000 points de discrétisation de la densité spectrale de puissance répartis logarithmiquement entre 0 Hz et 200 Hz pour obtenir un résultat fiable.

Tableau 21. Simulations des réponses de la maquette de Millau sujette au vent reproduit numériquement.

\bar{U} (m/s)	U_r	θ_{max}^{exp} (deg)	θ_{max}^{simu} (deg)	$\sigma_{\theta}^{exp^2}$ (deg ²)	$\sigma_{\theta}^{simu^2}$ (deg ²)
9,9	15,1	2,13	2,74	1,59	1,12
13,1	20,9	2,13	3,51	1,57	1,37
14,9	23,9	2,05	3,76	1,07	3,10
19,4	33,7	2,63	5,24	1,93	3,71

6.3.2. Comparaisons et pistes d'améliorations

Les erreurs relatives et absolues des simulations calculées par rapport aux mesures sont rassemblées dans le Tableau 22. Les amplitudes maximales sont systématiquement surévaluées par les simulations numériques. L'erreur relative commise évolue alors entre 29% et 99%, et augmente avec la vitesse réduite. En revanche, les écarts types de la réponse simulée sont sous évalués pour les deux plus petites vitesses réduites, puis surévalués pour les deux plus grandes vitesses réduites. La qualité des simulations n'est pas satisfaisante. Cependant, plusieurs pistes d'amélioration restent encore à explorer, et principalement celles qui conduisent à intégrer les effets de la perte de corrélation de la turbulence du vent. En effet, la simulation considère que la turbulence est parfaitement corrélée sur l'envergure des sections, ce qui n'est pas le cas en réalité. Au contraire, les vitesses instantanées du vent qui atteint simultanément deux points distincts du tablier sont différentes. Les efforts réellement exercés par le vent sont alors inférieurs aux efforts simulés.

Tableau 22. Erreurs relatives et absolues commises par les simulations des réponses de la maquette de Millau soumise aux effets du vent turbulent

	U_r	15,1	20,9	23,9	33,7
erreur relative	$\Delta_{\theta_{max}}^{rel}$	29 %	65 %	83 %	99 %
	$\Delta_{\sigma_{\theta}^2}^{rel}$	-30 %	-13 %	190 %	92 %
erreur absolues	$\Delta_{\theta_{max}}^{abs}$	0,61	1,38	1,71	2,61
	$\Delta_{\sigma_{\theta}^2}^{abs}$	-0,47	-0,2	2,03	1,78

6.3.2.1. Corrélations spatiales de la turbulence du vent

Les neuf échelles spatiales de turbulences $L_{u,v,w}^X$, $L_{u,v,w}^Y$ et $L_{u,v,w}^Z$ sont les expressions statistiques des dimensions des tourbillons constituant la turbulence du vent, respectivement selon la direction de l'écoulement (turbulence longitudinale) et perpendiculairement à la direction de l'écoulement (turbulence transversale). Les lois empiriques proposées par Comte-Bellot et Corrsin [105] permettent d'estimer les échelles spatiales de la turbulence longitudinale pour la grille de cette étude : $L_u^X = 5,4 \text{ mm}$ et $L_u^Y = L_u^Z = 2,7 \text{ mm}$ (voir en annexe pour davantage de détails). En supposant que les échelles spatiales de la turbulence transversale sont du même ordre de grandeur, elles restent largement inférieures aux dimensions de la maquette utilisée. Il y a donc à chaque instant plusieurs dizaines de tourbillons qui voyagent

simultanément le long des surfaces du profil. Ils se répartissent transversalement le long de sa corde mais également longitudinalement selon son envergure (L_e).

Sur le plan de l'aérodynamique, cette observation se traduit par la décorrélation de la turbulence, c'est-à-dire l'évolution du profil de vitesse instantané du vent en fonction de ces deux directions spatiales. La décorrélation transversale est généralement associée à une décroissance exponentielle de l'intensité de la sollicitation entre deux points distants d'abscisses y_1 et y_2 . Le spectre d'inter-corrélation des efforts entre ces deux points peut alors s'écrire [106] :

$$S_M(y_1, y_2, f) = S_M(f) * e^{\frac{-|y_2 - y_1|}{L_c}} \quad (141)$$

où L_c est appelée longueur de corrélation. Les écarts types des réponses à un vent complètement corrélé (σ_θ^2), décorrélé ($\sigma_{\theta|dec}^2$), et le facteur de corrélation (K_{cor}) sont alors liés par l'équation :

$$\sigma_{\theta|dec}^2 = K_{cor} \sigma_\theta^2 \quad (142)$$

avec :

$$K_{cor} = \frac{\int_0^L \int_0^L e^{\frac{-|y_2 - y_1|}{L_c}} dy_1 dy_2}{L_e^2} \quad (143)$$

La difficulté réside dans le choix de la longueur de corrélation L_c . Compte tenu des dimensions, du monolithisme, et du caractère actif de la cornière, l'écoulement dans le sillage de l'excitateur aérodynamique est spatialement corrélé sur toute la largeur de la veine. Toutefois, son passage au travers de la grille vient casser cet état. L'écoulement est alors découpé en tranches dont la dimension transversale vaut la largeur de la maille. A ce titre, il semble logique de retenir $L_c = 3,7 \text{ cm}$, sachant qu'en réalité la longueur de corrélation est probablement encore plus petite en raison des effets tridimensionnels liés à la présence des barreaux verticaux.

Pour $L_c = 3,7 \text{ cm}$ on obtient un facteur de corrélation longitudinale K_{cor} de 0,33.

Afin de calculer les incidences maximales à partir des écarts types corrigés, on suppose que le facteur de pointe de la réponse à un vent turbulent décorrélé est identique à celui de la réponse à un vent turbulent corrélé. C'est-à-dire que l'on corrige les incidences maximales d'un facteur $\sqrt{K_{cor}}$. En effet :

$$\frac{\theta_{max,cor}^2}{k_p^2} = \sigma_{\theta,cor}^2 = K_{cor} \sigma_\theta^2 = K_{cor} \frac{\theta_{max}^2}{k_p^2} \quad (144)$$

Les incidences maximales corrigées sont présentés dans le Tableau 23. La prise en compte de la décorrélation transversale permet de réduire significativement l'amplitude des déplacements. A facteur de pointe équivalent, cela revient à une réduction de 43% de l'incidence simulée. L'étude réalisée a donc démontré l'efficacité de cette démarche pour prendre en compte la corrélation transversale de la turbulence, dans le cadre particulier du vent généré par la

combinaison d'une grille et d'un excitateur. Finalement, en comparaison avec les mesures, les déplacements maximums sont simulés avec davantage de fidélité que précédemment, mais avec une précision qui reste insuffisante dans certaines situations. C'est en particulier le cas pour $U_r = 15,1$ où les déplacements sont sous-évalués et pour $U_r = 33,7$ où les déplacements sont surévalués.

Cela révèle les deux limites principales de cette approche, qui tiennent respectivement au choix de la longueur de corrélation, et à la prise en compte de la dépendance en vitesse réduite du phénomène. La première limite peut être levée en mesurant directement L_c en soufflerie. C'est ce qui est habituellement réalisé lors des essais de conception des tabliers de ponts, pour caractériser la turbulence du vent avec une grille seule. Ainsi, l'utilisation d'une valeur plus réaliste de la longueur de corrélation dans la démarche précédente devrait permettre d'améliorer encore la qualité des simulations. D'autre part, on observe que l'erreur commise par les simulations augmente en fonction de la vitesse réduite (Tableau 22). Or, la démarche proposée pour simuler la perte de corrélation transversale n'en tient pas compte. Cela nous emmène naturellement à considérer la perte de corrélation longitudinale de la turbulence du vent (selon la corde du tablier). Celle-ci est habituellement représentée en utilisant la notion d'admittance aérodynamique, qui pondère l'effet de la turbulence en fonction de la vitesse réduite.

Tableau 23. Correction des écarts types des incidences simulées par un facteur de corrélation transversale $K_{cor} = 0,33$ associé à une longueur de corrélation $L_c = 3,7$ cm.

U_r	θ_{max}^{exp} (deg)	θ_{max}^{simu} (deg)	$\theta_{max,cor}^{simu}$ (deg)
15,1	2,13	2,74	1,57
20,9	2,13	3,51	2,02
23,9	2,05	3,76	2,16
33,7	2,63	5,24	3,01

L'admittance aérodynamique qui nous intéresse ici est $\chi_{M,w}$, c'est à dire la pondération du moment de tangage généré par la composante verticale de la turbulence du vent. Il n'en existe pas de représentation analytique qui fasse consensus. Certains auteurs travaillent avec l'admittance en flexion $\chi_{L,w}$ qui est davantage étudiée dans la littérature. Davenport en propose par exemple une forme approchée [12]. Toutefois, le passage d'une admittance en flexion à une admittance en torsion n'est pas naturel. En effet, on peut trouver des formes d'écoulements induisant un effet maximal sur la torsion tout en minimisant l'effet en flexion, comme par exemple le cas d'un tourbillon d'une corde de diamètre (Figure 132). Même si il y a des raisons de penser que lorsque $L_w^X \ll B$ (dans la présente étude $L_w^X \approx L_u^X = 5,4 \text{ mm} \approx B/11$) la différence de fonctionnement entre ces deux admittances se réduit, il n'est pas possible de les utiliser indifféremment. Afin de contourner cette difficulté, l'idéal reste de mesurer directement ces admittances en soufflerie, ce qui reste une opération délicate qui n'a pas été conduite dans cette étude.

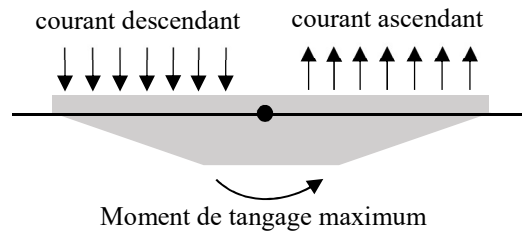


Figure 132. Représentation schématique d'une distribution transversale de turbulence entraînant simultanément un moment de tangage maximum et une force de portance nulle

6.3.2.2. Battements de la réponse

L'étude qui suit est motivée par la comparaison des allures des réponses mesurées (Figure 130a) et simulées (Figure 133). Un phénomène périodique à basse fréquence se manifeste sur cette dernière, alors qu'on ne l'observe pas sur la réponse expérimentale correspondante (du moins pas avec la même importance). Il est reproduit pour les trois autres vitesses réduites testées. L'objet de ce paragraphe est d'en proposer une explication.

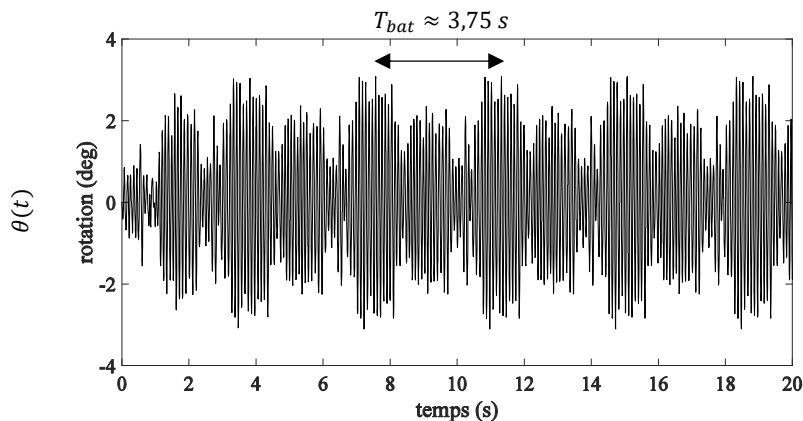


Figure 133. Illustration du phénomène de battement de la réponse pour $U_r = 23,9$

Expérimentalement, une petite différence persiste entre les fréquences de vibration de l'excitateur aérodynamique et la fréquence propre aéroélastique de la maquette. Cet écart n'est pas surprenant dans la mesure où le montage ne permet de régler la fréquence de l'excitateur qu'avec une précision que $0,1 \text{ Hz}$. Or le cumul de signaux périodiques de fréquences proches provoque un phénomène appelé le battement. Il se caractérise par l'apparition d'une enveloppe temporelle dont la fréquence vaut la moitié de la différence de celles des signaux cumulés. La demi période du battement T_{bat} en vaut alors deux fois l'inverse.

On se propose d'étudier ce phénomène en prenant pour exemple le comportement de la maquette de Millau pour $U_r = 23,9$. La transformée de Fourier de la réponse reproduite numériquement (Figure 134a), comporte deux pics successifs et très rapprochés, de fréquences $f_{pic1} = 10,4 \text{ Hz}$ et $f_{pic2} = 10,13 \text{ Hz}$. Le premier pic correspond à la fréquence propre couplée

de la maquette, et le deuxième à une fréquence imposée par l'excitateur (noyée dans l'épaisseur du pic de la densité spectrale de puissance du vent turbulent). La définition de la transformée de Fourier proposée est de $0,03 \text{ Hz}$ ce qui permet d'évaluer cette différence de fréquence assez précisément. L'inverse de l'écart entre ces pics vaut alors 3,7 secondes, ce qui correspond bien à la valeur de la demi période de l'enveloppe du signal temporel représenté sur la Figure 133. L'allure irrégulière et périodique de l'enveloppe de la réponse numérique peut donc être due à un phénomène de battement.

La transformée de Fourier de la réponse expérimentale correspondant au même cas d'étude est tracée sur la Figure 134b. Elle ne comporte qu'un seul pic, correspondant exactement à la fréquence propre du système couplé. D'autre part, il n'y a pas de phénomène de battement sur l'allure de la réponse temporelle expérimentale présentée sur la Figure 130a. Le battement observé sur les reproductions numériques a pourtant une cause physique bien identifiée, et devrait a priori être également présent expérimentalement. Il est donc probable que, lorsque les fréquences des vibrations de la cornière et de la maquette sont très proches, l'écoulement soit capable de se synchroniser localement sur la fréquence propre du système, de façon similaire à l'effet lock-in pour le détachement tourbillonnaire, et que cela aboutisse à faire disparaître en grande partie ce battement.

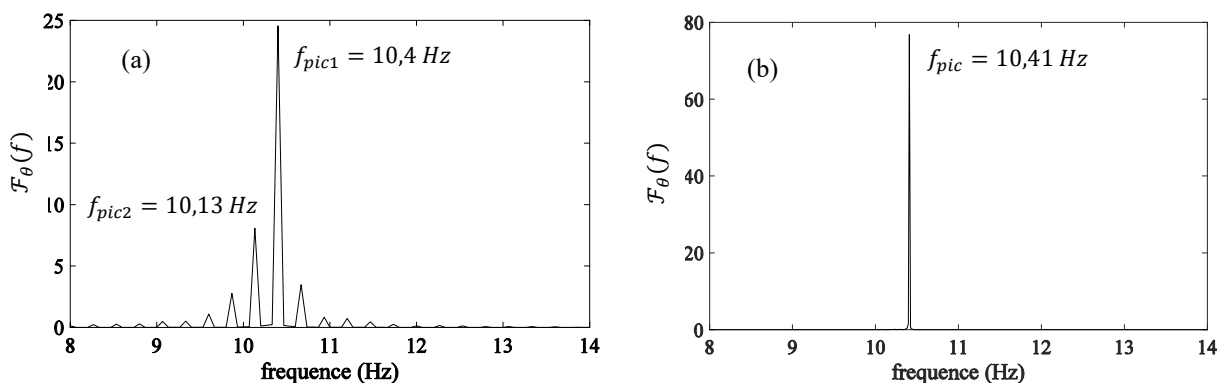


Figure 134. (a) Transformée de Fourier de la réponse simulée de la maquette de Millau pour $U_r = 23,9$. (b) Transformée de Fourier de la réponse expérimentale

6.3.2.3. Conclusions

Les différentes corrections apportées aux résultats des simulations numériques ont permis de diviser par deux l'erreur commise lors de la reproduction de l'amplitude maximale des oscillations, voire de l'annuler dans le cas particulier où $U_r = 15,1$. Cette étude a permis de mettre en évidence la nécessité de tenir compte des corrélations spatiales longitudinales et transversales de la turbulence du vent, y compris dans le cadre de la reproduction d'un essai sur maquette sectionnelle, ce qui est normal dans la mesure où le chargement est tridimensionnel. Bien qu'ils ne répondent pas à toutes les interrogations suscitées par ces phénomènes, les résultats obtenus avec l'approche proposée légitiment l'utilisation du modèle à retard pour décrire la réponse des tabliers de ponts sous vent turbulent.

Conclusions de la troisième partie

Dans un premier temps, des essais en soufflerie intégrant la génération de rafales pour exciter en torsion les maquettes du viaduc de Millau et de l'aile NACA-4412 ont été mis au point. Puis, un montage expérimental visant à provoquer la réponse vibratoire de la maquette de Millau sujette à une excitation par un vent fortement turbulent a été imaginé. Dans ces deux situations, le modèle aéroélastique à retard introduit dans le chapitre 4 a été combiné avec une représentation instationnaire du chargement du vent pour reproduire numériquement les réponses expérimentales. Les résultats obtenus par cette démarche ont été comparés avec les mesures afin d'évaluer les performances de cette démarche. Les réserves qui portaient sur l'adaptation du modèle à retard pour traiter de la réponse des tabliers de ponts dans un contexte de vent fortement instationnaire ont été levées, y compris concernant la reproduction des régimes transitoires. De manière plus générale, il a été démontré que le modèle à retard se combine facilement avec les représentations temporelles des chargements du vent.

Epilogue

La large description des phénomènes aérodynamiques et aéroélastiques proposée dans les deux premiers chapitres a permis de mettre en évidence l'importance de la modélisation du comportement en torsion des tabliers de ponts soumis au vent. Et en particulier, la nécessité d'améliorer la prise en compte des phénomènes d'amortissement aérodynamique, qu'ils mènent ou non à l'instabilité de flottement. C'est pourquoi, une étude complète, aussi bien expérimentale que numérique, de la réponse en torsion de trois maquettes sectionnelles de ponts et d'aile a été réalisée. Bien que le travail présenté s'articule autour des problématiques liés aux ouvrages d'art, l'approche développée reste pertinente pour décrire le comportement d'autres types de structures, bien profilées ou non.

Dans un premier temps, les caractéristiques aérodynamiques (coefficients d'efforts) et aéroélastiques (raideurs et amortissements couplés) des trois profils transversaux, du viaduc de Millau, du pont de Tacoma et d'une aile NACA-4412, ont été mesurées dans la soufflerie aérodynamique du LadHyX. Cet assortiment rassemblant des ouvrages réputés stables et instables au flottement se veut aussi représentatif que possible du large panel que constituent les géométries de tabliers de ponts. Afin de parfaire la cohérence entre les différentes mesures, un soin particulier a été apporté à la reproduction des conditions expérimentales des essais statiques et dynamiques. Ces essais ont donc été menés pour les mêmes gammes de nombre de Reynolds et de vitesse réduite, au moyen de maquettes de géométrie et échelle identiques.

Cette base expérimentale, consolidée par l'exploitation approfondie des résultats (position des foyers aérodynamiques et des points d'applications des forces de portances, dérivées de flottement), a servi de point de départ au développement d'une nouvelle représentation temporelle des chargements du vent induit par le mouvement. La clef de ce nouveau modèle aéroélastique repose sur l'introduction d'un temps de retard entre l'incidence instantanée du tablier et le moment de tangage. Cette stratégie vise à compenser les limites des approches quasi-statiques afin tenir compte des effets d'adaptation de l'écoulement, en reformulant dans le domaine temporel l'approche spectrale usuellement utilisée. Ce modèle à retard permet ainsi de simuler l'amortissement aérodynamique, tout en capturant de manière élégante la physique du phénomène. Plusieurs méthodes d'identifications des paramètres du modèle ont été comparées, et un critère de stabilité très simple basé uniquement sur le signe de la pente du coefficient de moment de tangage a été proposé. Une première série de validations expérimentales du modèle a été menée sous écoulement faiblement turbulent (turbulence résiduelle de la soufflerie). Elle a montré la bonne reproduction des comportements aéroélastiques des maquettes du viaduc de Millau et du profil NACA-4412 (deux géométries stables vis-à-vis du flottement de torsion), ainsi que du pont de Tacoma (instable), soumis à des lâchers mécaniques.

Le modèle à retard du moment de tangage induit par le mouvement a ensuite été intégré dans une démarche globale de simulation de la réponse des tabliers de ponts soumis à des vents fortement instationnaires (Figure 135). Pour ce faire, la vitesse du vent est décomposée en sa vitesse moyenne à laquelle s'ajoute une composante temporelle. Le modèle à retard est utilisé pour traiter des effets aéroélastiques, alors qu'une formulation instationnaire dérivée de la théorie des plaques minces est exploitée pour reproduire les effets de la composante fluctuante

du vent. Cette approche a été validée expérimentalement pour deux cas de chargement instationnaire. Le premier concerne le chargement transitoire d'une rafale de vent superposée à un écoulement dont la turbulence est négligeable. Le second s'intéresse à la réponse vibratoire d'un tablier immergé dans un vent fortement turbulent généré par le sillage forcé harmonique d'un profil oscillant verticalement devant une grille de turbulence.

Ces deux études ont permis d'éprouver le modèle aéroélastique à retard dans des situations variées et complexes. Il s'est montré pertinent, en se combinant facilement avec différentes représentations instationnaires du vent, et en conduisant à la reproduction cohérente des réponses expérimentales mesurées.

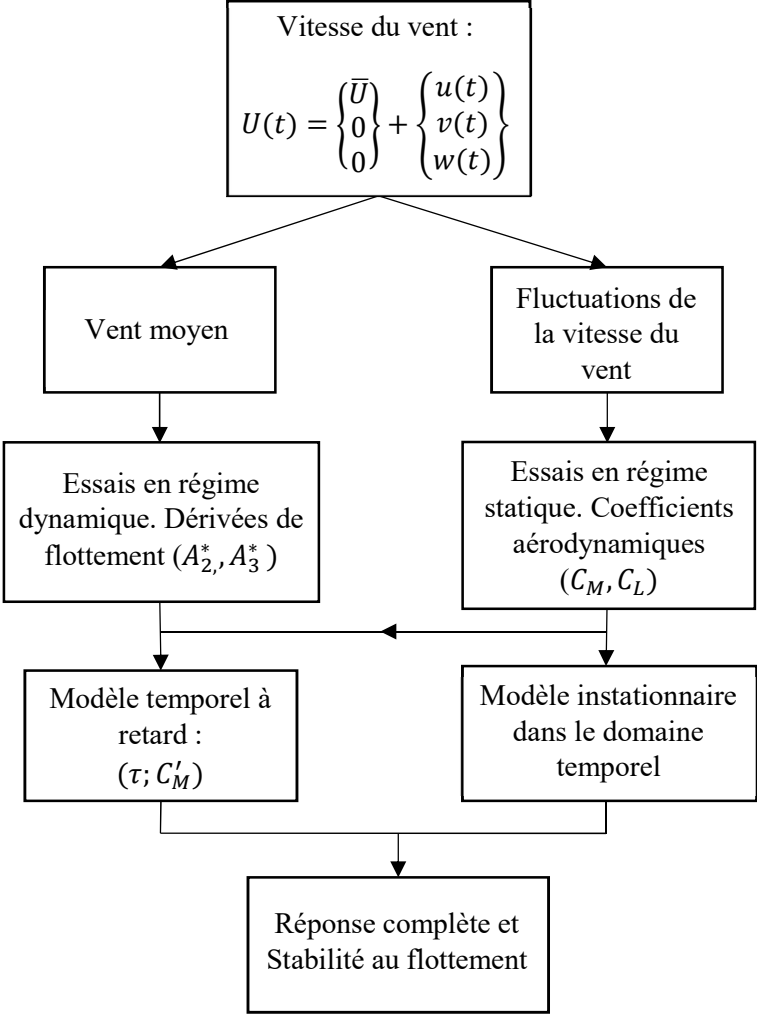


Figure 135. Démarche pour la simulation de la réponse temporelle complète des tabliers de ponts

Cependant, il faut reconnaître quelques limites à cette étude, dont la plupart ont été soulevées au fil du texte. En premier lieu, la problématique du comportement asymptotique du modèle à retard lorsque la vitesse réduite diminue a été révélée à juste titre puisqu'elle correspond à un

domaine dans lequel les approches quasi-statiques ne peuvent pas fonctionner. Le modèle à retard a été validé expérimentalement pour des vitesses réduites relativement importantes, c'est-à-dire supérieures à 15. Or les vitesses réduites auxquelles évoluent habituellement les ponts sont plutôt inférieures à 10. L'exploration plus avancée de ces régimes particuliers reste donc nécessaire pour justifier l'utilisation de ce modèle à retard pour traiter du dimensionnement des tabliers vis-à-vis du flottement. Pour ce faire, on préconise de faire la distinction entre les tabliers mal profilés pour lesquelles il est reconnu que l'amortissement aérodynamique change de signe aux petites vitesses réduites, et les sections profilées. En outre, dans la mesure où il est indispensable d'augmenter l'échelle des essais nécessaires à ce type d'études expérimentales, on tirerait également un bénéfice substantiel à travailler à plus haut nombre de Reynolds.

D'autre part, la reproduction numérique de la réponse vibratoire des maquettes soumises aux sollicitations d'un vent fortement turbulent reste imparfaite. En effet, même si l'intégration de la corrélation spatiale en envergure de la turbulence du vent a conduit à une nette amélioration des résultats, l'erreur commise par rapport aux mesures demeure insatisfaisante dans certains cas, en particulier pour les vitesses réduites supérieures ou égales à 24. Une piste d'amélioration possible consisterait à intégrer dans le modèle de chargement un coefficient de pondération, fonction de l'échelle spatiale de la turbulence, pour rendre compte des effets d'admittance aérodynamique (effets de décorrélation spatiale du chargement fluctuant le long de la section transversale du tablier).

La construction et la validation de ce nouveau modèle temporel du chargement aéroélastique ouvre également des perspectives intéressantes. La forme générale des approches temporelles se prête bien à l'intégration des effets non linéaires, qu'ils soient géométriques (grands déplacements), structurels (plasticité), ou aérodynamiques (variations lentes des conditions de vent, effets Reynolds ...). L'étude des régimes postcritiques des tabliers de ponts dans le domaine temporel, qui fait appel aux phénomènes non linéaires, se développe [56] [107] [108] [109] [110] [111]. La recherche de cycles limites qui apparaissent au-delà de la vitesse critique de flottement promet une meilleure estimation des déplacements des structures instables ou soumises à des chargements imprévus. Ainsi, même si à priori la philosophie du dimensionnement des ouvrages d'art portée par les Eurocodes (qui consiste à éviter le risque de flottement) n'est pas en adéquation avec la prise en compte de non linéarités, qui apparaissent pour des oscillations de fortes amplitudes, ces outils pourraient être adaptés au traitement de certains états limites ultimes (par exemples cycloniques), ou à la justification de la robustesse [112] [113].

Références

- [1] R. Scanlan and J. Tomko, "Airfoil and Bridge Deck Flutter Derivatives," *Journal of the Engineering Mechanics Division*, no. 95, pp. 586-603, 1971.
- [2] J. F. C. Cremona, *Comportement au vent des ponts*, Presse de l'école nationale des ponts et chaussées, 2002.
- [3] *Eurocode 1 : Action sur les structures, partie 1-4 : Actions générales - Actions du vent, NF EN 1991-1-4*, Afnor, 2005.
- [4] *Annexe nationale à la NF EN 1991-1-4 :2005*, Afnor, 2008.
- [5] M. Colin , "Les reseaux de transport face au changement climatique : Quelles solutions ?," *Construction 21*, 2019.
- [6] J. Palette, "Point de vue d'un gestionnaire routier," *Revue générale des routes et de l'aménagement*, no. 933, janvier 2016.
- [7] V. Berche and M. Colin, "PNACC l'enjeu de l'adaptation des infrastructures," *Revue Générale des Routes et de l'Aménagement*, no. 933, janvier 2016.
- [8] Météo France, "Bulletin Climatique Guadeloupe - septembre 2017," 2017.
- [9] O. Flamand, *Cours université de Nantes - Action du vent sur les ouvrages*, Nantes, 2003.
- [10] P. Hémon, *Vibrations des structures couplées avec le vent*, Les éditions de l'école polytechnique, 2012.
- [11] G. Morgenthal, "Fluid-Structure interactions in Bluff-Body Aerodynamics and Long-Span Bridge Design : Phenomena and Methods," Technical report no CUED/D-Struct/TR.187, University of Cambridge Departement of Engineering, 2000.
- [12] Y. C. Fung, *An introduction to the theory of aeroelasticity*, New York: Dover, 1993.
- [13] CSTB, "Rapport d'essais : A75 grand viaduc de Millau Coefficients aérodynamiques du tablier et des piles," 1998.
- [14] A. Corriols and G. Morgenthal, "Computational analysis of VIV observed on existing bridges," in *The Seventh International Colloquium on Bluff Body Aerodynamics and Applications*, Shanghai, China, 2012.
- [15] J. Melzer, "Important moments in the history of structural aerodynamics," *MATEC Web of Conferences*, no. 107, 2017.

- [16] B. Van Oudheusden, "On the Quasi-steady Analysis of One-degree of Freedom Galloping with Combined Translational and Rotational Effects," *Nonlinear dynamics*, no. 8, pp. 435-451, 1995.
- [17] T. Theodorsen, "General theory of aerodynamic instability and the mechanism of flutter," Technical Report 496, NACA, 1935.
- [18] H. Wagner, "Über die entstehung des dynamischen auftriebes von tragflugeln," *Z. Angew. Math. Mech.*, 1925.
- [19] S. de Miranda, L. Patruno, F. Ubertini and G. Vairo, "Indicial functions and flutter derivatives : A generalized approach to the motion-related wind loads," vol. 42, no. 466-487, 2013.
- [20] H. Küssner, "Zusammenfassender Bericht über den instationären Auftrieb von Flügeln," *Luftfahrt Forschung*, 1936.
- [21] X. Amandolese, P. Hémon and S. Manzoor, "The transient temporal response of a flexible bridge deck subjected to a single gust," *Journal of Computational and Applied Mathematics*, no. 246, pp. 153-160, 2013.
- [22] H. Hartlen and I. Currie, "Lift oscillator model for vortex-induced vibration," *Journal of the Engineering Mechanic Division*, vol. 96, pp. 577-591, 1970.
- [23] F. Ehsan, R. Scanlan and H. Bosh, "Modeling spanwise correlation effects in vortex-induced response of flexible bridges," *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, no. 36, pp. 1105-1114, 1990.
- [24] R. Scanlan, "Bridge flutter derivatives at vortex lock-in," *Journal of Structural Engineering*, no. 124, pp. 450-458, 1998.
- [25] M. Vaubourdolle, F. Ciolina and J. Bacarrere, "Le pont de Saint-Nazaire-Saint-Brévin," *Annales de l'institut technique du bâtiment et des travaux publics*, no. 347, pp. 22-28, 1977.
- [26] R. Walther, B. Houriet, W. Isler and J. Klein, *Cable stayed bridges*, Londres: Thomas Telford, 1999.
- [27] Cerema, Manuel de référence du logiciel PCP.
- [28] D. Lefaucheur and E. Bouchon, *Conception des ponts à haubans - Un savoir faire français*, Cerema, 2016.
- [29] J. Den Hartog, "Transmission line vibration due to sleet," *Transactions of The American Institute of Electrical Engineers*, vol. 51, pp. 1074-1076, 1932.
- [30] A. Davison, "Dancing conductors," *Transactions of The American Institute of Electrical Engineers*, pp. 1444-1449, 1930.

- [31] C. Lemaitre, Dynamique d'un film d'eau de pluie sur un hauban de pont soumis au vent, thèse, Ecole Polytechnique X, 2006.
- [32] L. Caracoglia and N. Jones, "Numerical and experimental study of vibration mitigation for highway light poles," *Engineering Structures*, no. 29, pp. 821-831, 2007.
- [33] C. Nguyen, A. Freda, G. Solari and F. Turbino, "Aeroelastic instability and wind-excited response of complex lighting poles and antenna masts," *Engineering Structures*, no. 85, pp. 264-276, 2015.
- [34] X. Chen and A. Kareem, "Identification of structural modes and flutter derivatives for predicting coupled bridge flutter," *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, no. 96, pp. 1856-1870, 2008.
- [35] P. Schmid and E. De Langre, "Transient Growth Before Coupled-Mode Flutter," *Journal of Applied Mechanics*, no. 70, pp. 894-901, 2003.
- [36] P. Hémon, E. De Langre and P. Schmid, "Experimental evidence of transient growth of energy before airfoil flutter," *Journal of Fluids and Structures*, no. 22, pp. 391-400, 2006.
- [37] S. Manzoor, P. Hémon and X. Amandolese, "On the aeroelastic transient behaviour of a streamlined bridge deck section in a wind tunnel," *Journal of Fluids and Structures*, no. 27, pp. 1216-1227, 2011.
- [38] R. Plaut, "Snap loads and torsional oscillations of the original Tacoma narrows Bridge," *Journal of Sound and Vibration*, no. 309, pp. 613-636, 2008.
- [39] A. Larsen, "Aerodynamics of the Tacoma Narrows Bridge - 60 Years Later," *Structural Engineering International*, vol. 4, pp. 243-248, 2000.
- [40] M. Ronne, M. Malthé and A. Larsen, "Tacoma Narrows Bridge – Experimental investigation of yawed wind," in *7th European-African Conference on Wind Engineering*, Liège, 2017.
- [41] Y. Nakamura and T. Mizota, "Torsional Flutter of Rectangular Prisms," *Journal of the Engineering Mechanics Division*, no. 101, pp. 125-142, 1975.
- [42] Y. Nakamura, "On the Aerodynamic Mechanism of Torsional Flutter of Bluff Structures," *Journal of Sound and Vibration*, no. 67, pp. 163-177, 1979.
- [43] R. Blevins, Flow-Induced Vibration, New-York: Van Nostrand Reinhold, 1990.
- [44] B. Van Oudheusden, "Aerodynamic Stiffness and Damping Effects in the Rotational Galloping of a Rectangular Cross-section," *Journal of Fluids and Structures*, no. 14, pp. 1119-1144, 2000.

- [45] H. Farsani, D. Valentine, A. Arena, W. Lacarbonara and P. Marzocca, “Indicial functions in the aeroelasticity of bridge decks,” *Journal of Fluids and Structures*, no. 48, pp. 203-215, 2014.
- [46] A. Sabzevari and R. Scanlan, “Aerodynamic Investigation of Box Girder Bridges,” *Journal of the Structural Division*, vol. 95, pp. 1517-1532, 1969.
- [47] O. Flamand and G. Grillaud, “Stabilité aérodynamique du tablier du pont de Millau,” CSTB, 1998.
- [48] M. Gu, R. Zhang and H. Xiang, “Identification of flutter derivatives of bridge decks,” *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, no. 84, pp. 151-162, 2000.
- [49] N. Poulsen, A. Damsgaard and T. Reinhold, “Determination of flutter derivatives of the Great Belt Bridge,” *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, pp. 153-164, 1992.
- [50] D. Sun, Y. Xu and J. Ko, “Fully coupled buffeting analysis of long span cable-supported bridges : formulation,” *Journal of Sound and vibration*, no. 223, pp. 569-588, 1999.
- [51] A. Zasso, A. Cigada and S. Negri, “Flutter derivatives identification through full bridge aeroelastic model transfer function analysis,” *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, no. 60, pp. 17-33, 1996.
- [52] R. Scanlan, “Aerodynamics of Cable-supported Bridges,” *Journal of Constructional Steel Research*, no. 39, pp. 51-68, 1996.
- [53] R. Scanlan, N. Jones and L. Singh, “Inter-relations among flutter derivatives,” *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, pp. 827-837, 1997.
- [54] M. Matsumoto, “Aerodynamic damping of prisms,” *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, pp. 159-175, 1996.
- [55] F. Turbino, “Relationships among aerodynamic admittance functions, flutter derivatives and static coefficients for long-span bridges,” *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, no. 93, pp. 925-950, 2005.
- [56] X. Chen and A. Kareem, “Advances in modeling of aerodynamic forces on bridge decks,” *Journal of Engineering Mechanics*, pp. 1193-1205, 2002.
- [57] M. Noda, H. Utsunomiya, F. Nagao, M. Kanda and N. Shiraishi, “Effects of oscillation amplitude on aerodynamic derivatives,” *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, no. 91, pp. 101-111, 2003.
- [58] T. Andrienne, “Identification des coefficients de couplage aéroélastique d'une section de pont en soufflerie, travail de fin d'études,” Université de Liège - faculté de sciences appliquées, 2005.

- [59] H. Tang, Z. Liu, Y. Li and K. Shum, "Effectiveness of common aerodynamic measures on flutter stability at large angles of attack," in *The 15th International Conference on Wind Engineering*, Beijing, 2019.
- [60] G. Diana, S. Bruni, A. Cigada and A. Collina, "Turbulence effect on flutter velocity on long span suspended bridges," *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, no. 48, pp. 329-342, 1993.
- [61] G. Diana, F. Cheli, A. Zasso, A. Collina and J. Brownjohn, "Suspension bridge parameter identification in full test scale test," *Journal of Wind Engineering and Industrial aerodynamics*, pp. 165-176, 1992.
- [62] R. Scanlan and E. Simiu, *Wind effects on Structures : Fundamentals and Applications to Design*, New-York: John Wiley and sons, 1996 (3rd edition).
- [63] X. Zhang and J. Brownjohn, "Effect of relative amplitude on bridge deck flutter," *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, no. 92, pp. 483-508, 2004.
- [64] R. Scanlan, J. Béliveau and K. Budlong, "Indicial aerodynamic functions for bridge decks," *Journal of Engineering Mechanics Division*, no. 100, pp. 657-672, 1974.
- [65] L. Caracoglia and N. Jones, "Time domain vs. frequency domain characterisation of aeroelastic forces for bridge deck sections," *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, no. 91, pp. 371-402, 2003.
- [66] X. Chen, M. Matsumoto and A. Kareem, "Time domain flutter and buffeting response analysis of bridges," *Journal of Engineering Mechanics*, no. 126, pp. 7-16, 2000.
- [67] X. Zhang, J. Brownjohn and P. Omenzetter, "Time domain formulation of self-excited forces on bridge deck for wind tunnel experiment," *Journal of Wing Engineering and Industrial Aerodynamics* , no. 91, pp. 723-736, 2003.
- [68] P. Brar, R. Raul and R. Scanlan, "Numerical calculation of flutter derivatives via indicial functions," *Journal of Fluids and Structures*, no. 10, pp. 337-351, 1996.
- [69] X. Chen, M. Matsumoto and A. Kareem, "Aerodynamic Coupling Effects on Flutter and Buffeting of Bridges," *Journal of Engineering Mechanics*, no. 126, pp. 17-26, 2000.
- [70] C. Costa and C. Borri, "Application of indicial functions in bridge deck aeroelasticity," *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, no. 94, pp. 859-881, 2006.
- [71] M. Matsumoto, M. Kobayashi and Y. Shirato, "Influence of aerodynamic derivatives on flutter," *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, no. 60, pp. 227-239, 1996.

- [72] T. Zhang and Q. Chen, "Indicial functions for bridge aero-elastic forces and discussion of some problematic issues in flutter analysis," in *The fifth International Symposium on Computational Wind Engineering*, Chapel Hill, USA, 2010.
- [73] E. Conti, G. Grillaud, J. Jacob and N. Cohen, "Wind effects on the Normandie cable-stayed bridge : Comparison between full aeroelastic model tests and quasi-steady analytical approach," *Journal of Wind Engineering*, no. 65, pp. 189-201, 1996.
- [74] A. Davenport, "Buffeting of a suspension bridge by stormy winds," *Journal of Structural Division, ASCE*, no. 88, pp. 233-268, 1962.
- [75] A. Buttet, "Caractérisation du vent sur le viaduc de Millau par simulation hydraulique," Rapport d'étude, Météo France, Toulouse, 2000.
- [76] Setra, "Pont de Saint-Nazaire, Etude au Vent Turbulent, note de calcul," Setra, 1991.
- [77] M. Lefort, Etude de la stabilité aérodynamique des ponts à haubans - approche numérique, thèse, Université de Clermon-Ferrand, 1998.
- [78] W. Sears, "Some aspect of non-stationary airfoil theory and its practical application," *Journal of the Aeronautical science*, 1941.
- [79] F. Imberti, "Le projet du nouveau pont de Térénez," *Bulletin Ouvrages d'Art du Setra*, no. 45, 2004.
- [80] Q. Ding, P. Lee and S. Lo, "Time domain buffeting analysis of suspension bridges subjected to turbulent wind with effective angle of attack," *Journal of Sound and Vibration*, no. 233, pp. 311-327, 2000.
- [81] N. Barni, S. Morano and C. Mannini, "Flutter stability of a suspension bridge during construction," in *The 15th International Conference on Wind Engineering*, Beijing, 2019.
- [82] E. Bouchon, "Pont de Tanus - les études des effets du vent," *Bulletin Ouvrages d'Art*, no. 19, 1994.
- [83] D. Le Faucheur and P. Schmidt, "Viaduc de la Colagne, vent et stabilité du fléau," *Bulletin Ouvrages d'Art*, no. 43, 2003.
- [84] Setra, Guide de conception : Ponts en béton précontraint construits par encorbellement successifs, Setra, collection outils, 2003.
- [85] CSTB, *Soufflerie climatique Jules Verne*, Brochure technique, Nantes, 2019.
- [86] I. Abbott, A. Doenhoff and L. Stivers, "NACA, technical report - report 824," 1945.
- [87] CECM - Comité technique 12 "vent", "Recommandations pour le calcul des effets du vent sur les constructions," Construction métallique n°1, 1987.

- [88] Sogelerg, "Grand viaduc de Millau - Rapport de présentation des études au vent," rapport technique, 1996.
- [89] L. Beudet, "Thèse : Etude expérimentale et numérique du décrochage dynamique sur une éolienne à axe vertical de forte solidité," Université de Poitiers, 2014.
- [90] W. Mc Croskey, "The phenomenon of dynamic stall - Technical Memorandum NASA TM81264," 1981.
- [91] J. Leishman, Principles of Helicopter aerodynamics, Cambridge aerospace series, 2000.
- [92] R. Gormont, "A mathematical model of unsteady aerodynamics and radial flow," USAAMRDL Technical Report 72-67 Boeing, 1973.
- [93] C. Tran and D. Pitot, "Semi-empirical model for the dynamic stall of airfoils in view of the application to the calculation of the responses of a helicopter blade," *Vertica*, no. 5, pp. 35-53, 1981.
- [94] D. Petot, "Modélisation du décrochage dynamique par equations différentielles," *La recherche aérospatiale*, no. 6, pp. 59-72, 1989.
- [95] J. Leishman and T. Beddoes, "A semi-empirical model for dynamic stall," *Journal of the American Helicopter Society*, no. 34, pp. 18-29, 1989.
- [96] T. Beddoes, "A Synthesis of Unsteady Aerodynamic Effects Including Stall Hysteresis," *Vertica*, no. 1, pp. 113-123, 1976.
- [97] S. Granger and M. Païdoussis, "An improvement to the quasi-steady model with application to cross-flow-induced vibration of tube arrays," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 320, pp. 163-184, 1996.
- [98] S. Price and M. Païdoussis, "An improved mathematical model for the stability of cylinder rows subject to cross flow," *Journal of Sound and Vibrations*, no. 97, pp. 615-640, 1984.
- [99] P. Hémon, "An improvement of the time delayed quasi-steady model for the oscillations of circular cylinders in cross-flows," *Journal of Fluids and structures*, no. 13, pp. 291-307, 1999.
- [100] M.-T. Bourdeix, P. Hémon and F. Santi, "Wind induced vibrations of chimneys using an improved quasi-steady theory for galloping," *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, pp. 785-794, 1998.
- [101] C. Su, X. Fan and T. He, "Wind-induced vibration analysis of cable-stayed bridge during erection by a modified time-domain method," *Journal of Sound and Vibration*, no. 303, pp. 330-342, 2007.

- [102] K. Billah and R. Scanlan, "Resonance, Tacoma Narrows bridge failure, and undergraduate physics textbooks," *American Journal of Physics*, vol. 59, no. 2, pp. 118-124, 1991.
- [103] M. Géradin and D. Rixen, *Théorie des vibrations - application à la dynamique des structures*, Masson, 1993.
- [104] X. Amandolese, P. Hémon and S. Manzoor, "The transient temporal response of a flexible bridge deck subjected to a single gust," *Journal of Computational and Applied Mathematics*, vol. 246, pp. 153-160, 2013.
- [105] G. Compte-Bellot and S. Corrsin, "Simple Eulerian time correlation of full and narrow-band velocity signals in grid-generated, isotropic turbulence," *Journal of Fluids Mechanics*, no. 48, pp. 273-337, 1971.
- [106] E. de Langre and A. Chaigne, *Dynamique et vibrations*, Palaiseau: Les éditions de l'école Polytechnique, 2008.
- [107] X. Chen and A. Kareem, "Aeroelastic Analysis of Bridges: Effects of Turbulence and aerodynamic nonlinearities," *Journal of Engineering Mechanics*, vol. 129, pp. 885-995, 2003.
- [108] L. Zhu, "Recent Advances, Future Applications and Challenges in Nonlinear Flutter Theory of Long Span Bridges," in *The 15th International Conference on Wind Engineering*, Beijing, 2019.
- [109] Z. Zhang and C. Wu, "Nonlinear aeroelasticity and post-flutter analysis on a long-span suspension bridge," in *The 15th International Conference on Wind Engineering*, Beijing, 2019.
- [110] J. Hao and T. Wu, "Numerical investigation of non-linear flutter behaviors of full scale long span bridges," in *The 15th International Conference on Wind Engineering*, Beijing, 2019.
- [111] B. Wu, X. Chen, Q. Wang and H. Liaio, "Estimation of vibration amplitude of nonlinear bridge flutter," in *The 15th International Conference on Wind Engineering*, Beijing, 2019.
- [112] N. Kagho Gouadjio, A. Orcesi and C. Cremona, "Contribution à la quantification de la robustesse structurale," *Bulletin des Laboratoires des Ponts et Chaussées*, vol. 280, pp. 19-28, 2013.
- [113] *Eurocode 1 : Action sur les structures, partie 1-7 : Actions générales - Actions accidentelles, NF EN 1991-1-7*, Afnor, 2007.
- [114] I. Caré, "Mesure locale de la vitesse dans un fluide," *Cahier des Techniques de l'ingénieur*, 2013.

- [115] S. Henbest, M. Jones and J. Walnut, “A technique for rapid calibration of crossed-hot-wires,” in *Australian Fluid Mechanics Conference*, Perth, 2016.
- [116] X. Amandolese , Etude de grilles de turbulence : application à la génération de turbulences en soufflerie aérodynamique, note technique, Saint-Cyr l'Ecole: Institut Aérotechnique, 2006.
- [117] P. Chassaing, Turbulence en mécanique des fluides, Cépadues-éditions, 2000.
- [118] P. Chassaing, Cours : Physique de la turbulence - dégénéscence de turbulence de grille, cours de l'INP-ENSEEIH, 2010.
- [119] C. Bailly and G. Comte-Bellot, Turbulence, CNRS éditions, 2003.
- [120] G. Comte-Bellot and S. Corrsin, “The use of a contraction to improve the isotropy of grid-generated turbulence,” *Journal of Fluid Mechanics*, no. 25, pp. 657-682, 1966.
- [121] Y. Nakamura, “Recent Research into bluff-body flutter,” *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, no. 33, pp. 1-10, 1990.
- [122] Y. Nakamura, “Bluff -Body Aerodynamics and Turbulence,” *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, no. 49, pp. 65-78, 1993.
- [123] V. Denoël, “Multiple timescale spectral analysis,” *Probabilistic Engineering Mechanics*, vol. 39, pp. 69-86, 2005.
- [124] V. Denoël and L. Carassale, “Response of an oscillator to a random quadratic velocity-feedback loading,” *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 147, pp. 330-344, 2015.
- [125] T. Andrienne, Experimental and Numerical Investigations of the Aeroelastic Stability of Bluff Structures, thèse, Departement of Aerospace and Mechanics - Université de Liège, 2012.
- [126] G. Grillaud, O. Flamand and S. Bodéré, “Le comportement au vent du viaduc de Millau : 10 ans d'études au CSTB,” *Travaux*, pp. 109-113, janvier 2010.

ANNEXES

A. Modèles quasi-statiques des instabilités aéroélastiques des ponts

A.1. Divergence en torsion

Le phénomène de divergence est observé lorsque la raideur totale en torsion d'un tablier de pont placé dans un écoulement d'air devient négative. Dans ce cas, aucune position d'équilibre n'est possible et le mouvement vertical du tablier suit une loi exponentielle strictement croissante. La ruine de la structure est immédiate.

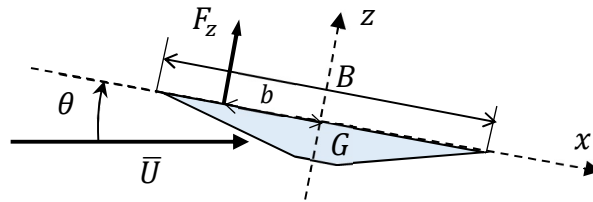


Figure 136. Tablier de pont en torsion simple

Où b la distance algébrique entre le centre élastique (ici l'axe de rotation) et le point d'application de la force de portance. Elle est comptée positivement dans le sens aval de l'écoulement. Aussi, lorsque la force de portance s'applique entre le bord d'attaque et le centre élastique, b est négative. L'incidence moyenne du vent sur le tablier est considérée égale à zéro.

Equation du mouvement de torsion :

$$J \ddot{\theta} + 2J \omega_{\theta} \eta_{\theta} \dot{\theta} + J \omega_{\theta}^2 \theta = M = -b F_z \quad (145)$$

De façon générale, les forces éoliennes statique, que l'on peut mesurer en soufflerie, s'expriment en fonction des coefficient aérodynamiques C_z et C_M mesurés sur une section immobile pour une incidence du vent θ dans un écoulement de vitesse moyenne \bar{U} . Ainsi, F_z la force de portance et M le moment de tangage exprimés selon l'hypothèse quasi-statique valent :

$$\begin{cases} F_z = \frac{1}{2} \rho B \bar{U}^2 C_z(\theta) \\ M = \frac{1}{2} \rho B^2 \bar{U}^2 C_M(\theta) \end{cases} \quad (146)$$

On procède à la linéarisation de la force de portance autour de l'incidence nulle (développement de Taylor à l'ordre 1) :

$$F_z(\theta) = F_z(\theta = 0) + \frac{\partial F_z}{\partial \theta}(\theta = 0)\theta + O(\theta^2) \quad (147)$$

On isole le terme de raideur totale qui vaut la somme de la raideur structurale : $J \omega_\theta^2$ et de la raideur ajoutée par les effets aérodynamiques (second membre) : $\frac{1}{2} \rho b B \bar{U}^2 C'_z$. La condition de stabilité s'écrit (raideur positive) :

$$J \omega_\theta^2 + \frac{1}{2} \rho b B \bar{U}^2 C'_z > 0 \quad (148)$$

Soit dans le cas des sections profilés pour lesquelles $C'_z(\theta) > 0$ et $b < 0$:

$$\bar{U} < U_{divergence} = \sqrt{-\frac{2J \omega_\theta^2}{\rho b B C'_z}} \quad (149)$$

A.2. Galop

Le galop décrit l'apparition d'oscillations normales ou quasiment normales à la direction de l'écoulement. Ce phénomène trouve son explication dans les fluctuations de la force de portance en fonction de la vitesse de l'obstacle, et cela sans changement de la direction du vent.

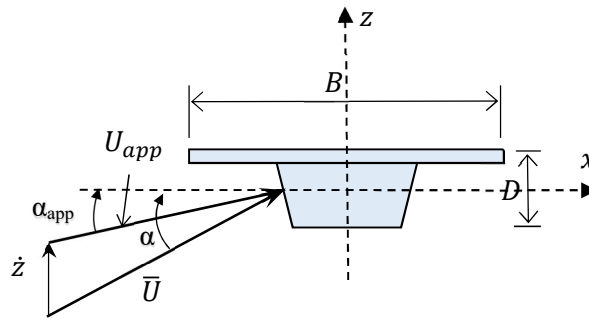


Figure 137. Tablier en flexion simple : galop

Comme pour l'étude de la divergence, les forces aérodynamiques exprimées à l'aide des coefficients statiques valent :

$$\begin{cases} F_z = \frac{1}{2} \rho B \bar{U}^2 C_z(\theta) \\ M = \frac{1}{2} \rho B^2 \bar{U}^2 C_M(\theta) \end{cases} \quad (150)$$

On s'intéresse à une section de pont à un degré de liberté vertical soumise aux effets d'un écoulement moyen d'incidence θ . Les forces aérodynamiques exercées sur un tablier en mouvement ne dépendent pas des vitesses absolues du solide et de l'écoulement du fluide, mais de leur vitesse relative. Lorsque le tablier se déplace verticalement sous l'action de la force de portance, l'incidence apparente θ_{app} de l'écoulement observée du point de vue de la structure varie en conséquence de la vitesse du tablier (Figure 137). La vitesse apparente de l'écoulement

par rapport au tablier U_{app} s'exprime donc en fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement \bar{U} et de la vitesse du pont \dot{z} par :

$$U_{app} = \bar{U} - \dot{z} \quad (151)$$

$$U_{app}^2(\dot{z}) = (\bar{U} \cos \theta)^2 + (\bar{U} \sin \theta - \dot{z})^2 \quad (152)$$

De plus, pour de petits angles, l'angle d'attaque apparent s'écrit :

$$\theta_{app}(\dot{z}) \approx \frac{\bar{U} \sin \theta - \dot{z}}{\bar{U} \cos \theta} \quad (153)$$

La signification des équations précédentes, compte tenu de l'hypothèse quasi statique, est la suivante : lorsque le tablier de pont est en mouvement à la vitesse verticale \dot{z} dans un flux de vitesse moyenne \bar{U} et d'incidence θ , il connaît une sollicitation instantanée correspondant à la force exercée sur ce même tablier, statique, placé dans un écoulement de vitesse moyenne U_{app} et d'incidence θ_{app} .

L'incidence apparente θ_{app} dépend uniquement de la vitesse verticale du tablier \dot{z} . La linéarisation de la force de portance F_z (développement de Taylor à l'ordre 1) en fonction de la vitesse du modèle est donc possible et donne pour toute valeur de \dot{z} :

$$F_z(\dot{z}) = F_z(\dot{z} = 0) + \frac{\partial F_z}{\partial \dot{z}}(\dot{z} = 0)\dot{z} + O(\dot{z}^2) \quad (154)$$

Soit :

$$F_z = \frac{1}{2}\rho B U_{app}^2 C_z + \frac{1}{2}\rho B \left[\frac{\partial U_{app}^2}{\partial \dot{z}} C_z + U_a^2 \frac{\partial C_z}{\partial \dot{z}} \right]_{\dot{z}=0} \dot{z} + O(\dot{z}^2) \quad (155)$$

Après calcul des termes dérivés,

$$F_z = \frac{1}{2}\rho B \bar{U}^2 C_z(\dot{z} = 0) + \frac{1}{2}\rho B \bar{U} \left[-2C_z \sin \theta - C_z' \left(\cos \theta + \frac{(\sin \theta)^2}{\cos \theta} \right) \right]_{\dot{z}=0} \dot{z} \quad (156)$$

En effet, si $\dot{z} = 0$, on en déduit qu'aux petits angles $\theta_{app} \approx \frac{\bar{U} \sin \theta}{\bar{U} \cos \theta}$. En outre, $U_{app}^2(\dot{z} = 0) = (\bar{U} \cos \theta)^2 + (\bar{U} \sin \theta)^2 = \bar{U}^2$. De plus, pour de petits angles : $\cos \theta \gg \frac{(\sin \theta)^2}{\cos \theta}$.

Finalement on obtient l'expression simplifiée de la force de portance linéarisée au premier ordre en \dot{z} autour de 0 :

$$F_z = \frac{1}{2}\rho B \bar{U}^2 C_z + \frac{1}{2}\rho B \bar{U} [-2C_z \sin \theta - C_z' \cos \theta]_{\dot{z}=0} \dot{z} \quad (157)$$

L'équation du mouvement d'une section de tablier de pont de rigidité et d'amortissement en flexion s'écrit :

$$m \ddot{z} + 2 m \omega_z \eta_z \dot{z} + m \omega_z^2 z = F_z \quad (158)$$

On remarque dans cette expression un terme non nul en facteur de \dot{z} dans le second membre. Ce dernier contribue à l'amortissement total du pont en s'ajoutant à l'amortissement structural. Si son apport est négatif, il vient à diminuer l'amortissement total, et peut dans certains cas en inverser le signe. Dans ce cas, la structure est instable et l'amplitude des oscillations est amplifiée à chaque cycle. Cela se produit uniquement lorsque :

$$2C_z(\theta) \sin \theta + C'_z(\theta) \cos \theta < 0 \quad (159)$$

Et plus particulièrement si l'amortissement total est négatif, c'est-à-dire si :

$$2m\omega_z \eta_z < -\frac{1}{2}\rho B \bar{U} (2C_z(\theta) \sin \theta + C'_z(\theta) \cos \theta) \quad (160)$$

On peut déduire de cette dernière équation une expression de la vitesse minimale de l'écoulement au-delà de laquelle l'instabilité apparaît. Celle-ci est appelée vitesse critique vaut :

$$U_{crit} = \frac{-4m\omega_z \eta_z}{\rho B (2C_z(\theta) \sin \theta + C'_z(\theta) \cos \theta)} \quad (161)$$

Soit aux petits angles :

$$U_{crit} = \frac{-4m\omega_z \eta_z}{\rho B C'_z(\theta)} \quad (162)$$

A.3. Flottement classique

Le tablier étudié dans cette partie peut évoluer en translation verticale et en rotation (Figure 138). Lorsque l'axe de rotation n'est pas confondu avec la position du centre de gravité, il apparaît un couplage géométrique des deux degrés de liberté. On appelle d la position algébrique du centre de gravité dans le repère local de la section dont l'origine est prise au centre de torsion et est orienté dans le sens contraire du vent. Ainsi, lorsque d est positive cela signifie que le centre de torsion est situé après le centre de gravité et réciproquement.

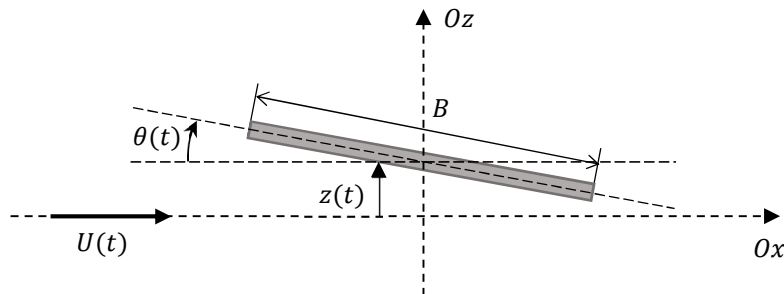


Figure 138. Tablier de pont en mouvement de flexion-torsion d'axe confondu avec le centre de gravité

En l'absence complet d'amortissement les équations couplées du mouvement s'écrivent alors:

$$\begin{cases} m \ddot{z} + m d \ddot{\theta} + k_z z = F_z \\ J \ddot{\theta} + m d \ddot{z} + k_\theta \theta = M \end{cases} \quad (163)$$

Avec $m \omega_z^2 = k_z$ et $J \omega_\theta^2 = k_\theta$

On peut transformer ce système d'équations différentielles couplées en l'équation matricielle suivante :

$$[M] \{\ddot{q}\} + [K] \{q\} = \{F\} \quad (164)$$

Où :

$$[M] = \begin{bmatrix} m & md \\ md & J \end{bmatrix}; [K] = \begin{bmatrix} k_z & 0 \\ 0 & k_\theta \end{bmatrix}; \{q\} = \begin{pmatrix} z \\ \theta \end{pmatrix}; \{F\} = \begin{pmatrix} L \\ M \end{pmatrix} \quad (165)$$

On recherche les solutions libres harmoniques de cette équation, c'est-à-dire $\{q\}$ de la forme

$$\{q\} = \{q_0\} e^{i\omega t} \quad (166)$$

Cela revient à résoudre l'équation aux valeurs propres :

$$(-\omega^2[M] + [K]) \{q_0\} = \{0\} \quad (167)$$

Dont les solutions non triviales sont données par :

$$\det(-\omega^2[M] + [K]) = \det \begin{bmatrix} k_z - m\omega^2 & -md\omega^2 \\ -md\omega^2 & k_\theta - J\omega^2 \end{bmatrix} = 0 \quad (168)$$

Les solutions de cette équation sont les fréquences propres du système en l'absence de sollicitation aérodynamiques, mais en tenant compte du couplage géométrique entre les mouvements de torsion et de flexion du tablier de pont.

De manière similaire au problème de l'oscillateur libre précédent on recherche les pulsations propres ω du système forcé telles que :

$$\det \begin{bmatrix} k_z - m\omega^2 & -md\omega^2 - \frac{1}{2} \rho B U^2 C'_z \\ -md\omega^2 & k_\theta - J\omega^2 - \frac{1}{2} \rho B^2 U^2 C'_M \end{bmatrix} = 0 \quad (169)$$

C'est-à-dire les racines de l'équation du second degré en ω^2 :

$$\begin{aligned} \omega^4 [mJ - (md)^2] + \omega^2 \left[\frac{m\rho B U^2 (BC'_M - dC'_z)}{2} - Jk_z - mk_\theta \right] \\ + \left[k_\theta k_z - \frac{k_z \rho B^2 U^2 C'_M}{2} \right] = 0 \end{aligned} \quad (170)$$

Généralement dans le cas des tabliers de ponts, les positions transversales des centres de gravité et de torsion sont confondues. On peut alors supposer que $d = 0$, et on obtient donc :

$$\omega^4[mJ] + \omega^2 \left[\frac{m\rho B^2 U^2 C'_M}{2} - Jk_z - mk_\theta \right] + \left[k_\theta k_z - \frac{k_z \rho B^2 U^2 C'_M}{2} \right] = 0 \quad (171)$$

Selon le signe du discriminant de cette équation les solutions sont de trois types :

- Un régime harmonique amorti si les deux racines de l'équation sont réelles,
- Un régime amplifié si on obtient des solutions complexes conjuguées,
- Un régime critique si l'équation n'admet qu'une racine double.

La naissance de l'instabilité se trouve alors à la limite des deux régimes de solutions, lorsque que l'équation caractéristique n'admet qu'une solution, une racine double (pour $\Delta = 0$). Dans ce cas, les deux fréquences propres du système couplé fluide/structure sont égales. On parle d'instabilité par confusion de fréquences. En effet, on observe que les valeurs des deux fréquences propres du modèle (correspondant à un mode de flexion et à un mode de torsion) évoluent en fonction de la vitesse de l'écoulement et peuvent converger. Ce cas de figure est atteint pour une certaine vitesse U_{crit} à déterminer.

L'annulation du discriminant de l'équation précédente implique avec le changement de variable $X = \frac{\rho B^2 U^2 C'_M}{2}$ de résoudre le polynôme du second ordre :

$$0 = m^2 X^2 + [2m(Jk_z - mk_\theta)]X + [(Jk_z + mk_\theta)^2 - 4mJk_z k_\theta] \quad (172)$$

Il s'agit de la condition sur X qui marque l'apparition de la confusion de fréquences. La résolution de cette expression donne, en calculant son propre discriminant :

$$\Delta = [2m(Jk_z - mk_\theta)]^2 - 4m^2[(Jk_z + mk_\theta)^2 - 4mJk_z k_\theta] \quad (173)$$

$$\Delta = 16m^2 J^2 \left(k_z^2 - k_z \left(k_z + \frac{m}{J} k_\theta \right) + \frac{m}{J} k_z k_\theta \right) = 0 \quad (174)$$

L'équation a donc également une racine double qui vaut finalement :

$$\frac{\rho B^2 U_{crit}^2 C'_M}{2} = X = -\frac{2m(Jk_z - mk_\theta)}{2m^2} = k_\theta - \frac{J}{m} k_z \quad (175)$$

D'où l'expression quasi-statique correspondante de la vitesse critique de flottement couplé à deux degrés de liberté. Elle est obtenue en négligeant les amortissements structurels et aérodynamiques du système, ainsi qu'en supposant que l'axe de rotation et la position du centre de gravité sont confondus, et en posant : $\lambda_\theta = \omega_\theta^2 = k_\theta/J$ et : $\lambda_z = \omega_z^2 = k_z/m$.

$$U_{crit}^2 = \frac{2 \left(k_\theta - \frac{J}{m} k_z \right)}{\rho B^2 C'_M} = \frac{2J(\lambda_\theta - \lambda_z)}{\rho B^2 C'_M} \quad (176)$$

B. Théories des ailes minces de Theodorsen

La théorie instationnaire de l'aile mince fédère les résultats obtenus par Theodorsen et Wagner pour les écoulements non décollés. Elle aboutit à l'expression des efforts aéroélastiques induits par les effets circulatoires aussi bien que non circulatoires. Basée sur la substitution mathématique de la géométrie de l'aile par une distribution de vortex dont l'écoulement respecte les conditions aux limites du problème réel, elle conduit d'abord au calcul du champ de pression sur la surface de l'aile, puis par intégration, aux efforts aérodynamiques. Afin de calculer les efforts aérodynamiques correspondant à chacune de ses composantes, décomposons un mouvement à deux degrés de liberté en rotation-translation.

On considère un profil d'aile bidimensionnel dans un plan $(0, x, z)$, où l'axe Ox est déterminé par la direction du vent d'incidence nulle (axe horizontal), et l'axe Oz son orthogonal (axe vertical).

Oscillations de translation verticale :

Soit une aile animée d'un mouvement de pompage harmonique :

$$z(t) = z_0 e^{iUkt} \quad (177)$$

Avec b la demi-corde. k la fréquence réduite calculée par rapport à la demi-corde dont la valeur est arbitrairement prise égal à 1 pour éliminer la notation b des calculs.

La continuité des vitesses au niveau de l'interface avec l'aile implique le respect de deux conditions limites, portant sur la vitesse et l'accélération du fluide. En effet, l'écoulement doit être tangent à la surface solide en tout point, et à une distance infinie de l'obstacle ses perturbations verticales disparaissent ($v' = 0$). On doit aussi vérifier la condition de Kutta-Joukowski sur le champ de pression qui doit rester continu au bord de fuite de l'aile. Pour une plaque infiniment mince, dont l'allure est rectiligne ($\frac{\partial z}{\partial x} = 0$), les vitesses et accélérations verticales de l'écoulement au niveau de sa corde vérifient donc respectivement :

$$v' = \frac{Dz}{Dt} = \frac{\partial z}{\partial t} = iUkz_0 e^{iUkt} \quad (178)$$

$$a' = \frac{D^2 z}{Dt^2} = -U^2 k^2 z_0 e^{iUkt} \quad (179)$$

Le « conformal mapping » est une transformation complexe qui permet de représenter un segment $[-1 ; 1]$ dans le plan complexe z , par un cercle de rayon unitaire ($r=1 ; \theta$) dans un autre plan complexe ζ (Figure 139). Les conditions aux limites qui doivent être vérifiées sur le segment dans le plan z doivent alors être également vérifiées sur le cercle correspondant dans le plan ζ .

$$z = \frac{1}{2} \left(\zeta + \frac{1}{\zeta} \right) \quad (180)$$

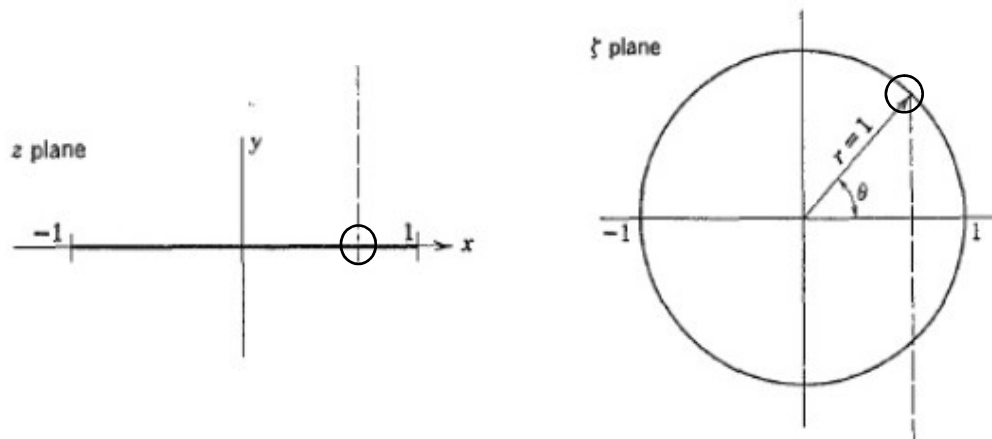


Figure 139. « Conformal mapping » d'un segment vers un cercle

La condition aux limites en accélération (Equ. 179) est donc équivalente dans le plan ζ à :

$$a'(|\zeta| = 1) = -U^2 k^2 z_0 \sin \theta \quad (181)$$

Où θ est la coordonnée polaire correspond à la transformation du point x de la corde dans le plan ζ par l'opération de « conformal mapping » (Figure 139).

En outre, la distribution de pression autour de l'aile est obtenue de la relation :

$$p = -\rho\varphi \quad (182)$$

Où φ est l'accélération potentielle, dont la forme découle des expressions de la continuité de la vitesse au niveau de l'interface de l'aile et de la condition de Kutta-Joukowski. Dans ce cas de figure la distribution de portance « l » (soit la portance par unité de longueur de la corde) vaut :

$$l = -2p \quad (183)$$

On peut alors exprimer la distribution de portance en fonction de la fonction de Theodorsen présentée en détails au chapitre 1. Les détails de ce calcul complexe sont consultables aux paragraphes 13.2 et 13.3 de la référence [12].

$$l = 2\rho U^2 z_0 \left[-ikC(k) \tan \frac{\theta}{2} + k^2 \sin \theta \right] \quad (184)$$

On suppose les efforts aéroélastiques harmoniques de même fréquence ($k = \omega b/U$) que le mouvement, soit :

$$L = L_0 e^{i\omega t} \quad (185)$$

$$M = M_0 e^{i\omega t} \quad (186)$$

L'intégration sur la corde (rappel : demi corde = 1) de la distribution de portance donne alors le module de la force de portance :

$$L_0 = \int_{-1}^1 l dx = \int_0^\pi l \sin\theta d\theta \quad (187)$$

Soit avec ce qui précède :

$$L_0 = 2\rho U^2 z_0 k^2 \int_0^\pi \left[\sin\theta - \frac{iC(k)}{k} \tan\frac{\theta}{2} \right] \sin\theta d\theta \quad (188)$$

Le premier terme est calculé en remarquant que :

$$\int_0^\pi [\sin\theta]^2 d\theta = \int_0^\pi \left[\frac{1}{2} - \frac{\cos 2\theta}{2} \right] d\theta = \pi/2 \quad (189)$$

Et :

$$\begin{aligned} \int_0^\pi \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin\theta d\theta \\ = \int_0^\pi \left[\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) 2 \left(\sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \right) \right] d\theta = 2 \int_0^\pi [\sin\theta/2]^2 d\theta \end{aligned} \quad (190)$$

Donc,

$$\int_0^\pi \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin\theta d\theta = 2 \int_0^\pi \left[\frac{1}{2} - \cos\theta \right] d\theta = \pi \quad (191)$$

Enfin on obtient :

$$L_0 = \pi\rho U^2 z_0 k^2 \left[1 - \frac{2i}{k} C(k) \right] \quad (192)$$

Le module du moment de tangage se calcule de la même façon :

$$\begin{aligned} M_0 &= - \int_{-1}^1 l x dx = - \int_0^\pi l \cos\theta \sin\theta d\theta \\ &= -2\rho U^2 z_0 k^2 \int_0^\pi \left[\sin\theta - \frac{iC(k)}{k} \tan\frac{\theta}{2} \right] \cos\theta \sin\theta d\theta \end{aligned} \quad (193)$$

Afin de calculer le second membre de l'intégrale on peut développer :

$$\tan\frac{\theta}{2} \cos\theta \sin\theta = \tan\frac{\theta}{2} \left[2 \left(\sin\frac{\theta}{2} \cos\frac{\theta}{2} \right) * \left\{ \left(\cos\frac{\theta}{2} \right)^2 - \left(\sin\frac{\theta}{2} \right)^2 \right\} \right] \quad (194)$$

Soit,

$$\tan\frac{\theta}{2} \cos\theta \sin\theta = \tan\frac{\theta}{2} \left[2 \left(\sin\frac{\theta}{2} \cos\frac{\theta}{2} \right) * \left\{ 1 - 2 \left(\sin\frac{\theta}{2} \right)^2 \right\} \right] \quad (195)$$

Et,

$$\tan \frac{\theta}{2} \cos \theta \sin \theta = \tan \frac{\theta}{2} \left[2 \left(\sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \right) \right] - 4 \tan \frac{\theta}{2} \left(\sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \right) \left(\sin \frac{\theta}{2} \right)^2 \quad (196)$$

Ce qui se simplifie en :

$$\tan \frac{\theta}{2} \cos \theta \sin \theta = 2 \left(\sin \frac{\theta}{2} \right)^2 - 4 \left(\sin \frac{\theta}{2} \right)^4 \quad (197)$$

Que l'on peut intégrer entre 0 et π en utilisant les résultats obtenus à l'occasion du calcul de la portance.

$$\begin{aligned} \int_0^\pi \tan \frac{\theta}{2} \cos \theta \sin \theta \, d\theta &= \int_0^\pi 2 \left(\sin \frac{\theta}{2} \right)^2 - 4 \left(\sin \frac{\theta}{2} \right)^4 \, d\theta \\ &= \pi - 4 \int_0^\pi \left(\sin \frac{\theta}{2} \right)^4 \, d\theta \end{aligned} \quad (198)$$

En outre,

$$4 \int_0^\pi \left(\sin \frac{\theta}{2} \right)^4 \, d\theta = \int_0^\pi 4 \left(\frac{1 - \cos \theta}{2} \right)^2 \, d\theta = \int_0^\pi (1 - \cos \theta)^2 \, d\theta \quad (199)$$

D'où,

$$4 \int_0^\pi \left(\sin \frac{\theta}{2} \right)^4 \, d\theta = \int_0^\pi [1 - 2 \cos \theta + (\cos \theta)^2] \, d\theta \quad (200)$$

Ou encore,

$$4 \int_0^\pi \left(\sin \frac{\theta}{2} \right)^4 \, d\theta = \int_0^\pi \left[1 - 2 \cos \theta + \frac{1 + \cos 2\theta}{2} \right] \, d\theta \quad (201)$$

Après intégration,

$$4 \int_0^\pi \left(\sin \frac{\theta}{2} \right)^4 \, d\theta = \pi - 0 + \frac{\pi}{2} - 0 \quad (202)$$

Finalement,

$$\int_0^\pi \tan \frac{\theta}{2} \cos \theta \sin \theta \, d\theta = \pi - \pi - \frac{\pi}{2} = -\frac{\pi}{2} \quad (203)$$

Le second terme du moment de tangage vaut donc :

$$\begin{aligned} -2\rho U^2 z_0 k^2 \int_0^\pi -\frac{iC(k)}{k} \tan \frac{\theta}{2} \cos \theta \sin \theta \, d\theta &= -\pi \rho U^2 z_0 k^2 \frac{iC(k)}{k} = \\ &= -\pi \rho U^2 z_0 k \, iC(k) \end{aligned} \quad (204)$$

Afin de calculer le premier membre de l'intégrale on doit calculer :

$$\int_0^{\pi} \cos\theta (\sin\theta)^2 d\theta = \int_0^{\pi} \cos\theta \frac{1 - \cos 2\theta}{2} d\theta \quad (205)$$

$$\int_0^{\pi} \cos\theta (\sin\theta)^2 d\theta = \int_0^{\pi} \frac{\cos\theta}{2} - \int_0^{\pi} \frac{\cos\theta \cos 2\theta}{2} d\theta \quad (206)$$

$$\int_0^{\pi} \cos\theta (\sin\theta)^2 d\theta = 0 - \int_0^{\pi} \frac{\cos\theta \cos 2\theta}{2} d\theta \quad (207)$$

$$\int_0^{\pi} \cos\theta (\sin\theta)^2 d\theta = \int_0^{\pi} \frac{\cos\theta + \cos 3\theta}{4} d\theta = 0 \quad (208)$$

Le premier terme de l'intégrale est nul et le moment de tangage vaut donc :

$$M_0 = -\pi\rho U^2 z_0 k iC(k) \quad (209)$$

Soit, en utilisant :

$$\begin{cases} z(t) = z_0 e^{iUkt} \\ \dot{z}(t) = iUkz_0 e^{iUkt} = iUk z(t) \end{cases} \quad (210)$$

On aboutit aux expressions des deux efforts aéroélastiques :

$$L = \pi\rho U^2 z_0 k^2 \left[1 - \frac{2i}{k} C(k) \right] e^{iUkt} \quad (211)$$

$$L = \pi\rho U^2 k^2 z - 2\pi\rho UC(k)\dot{z} \quad (212)$$

Et,

$$M = -\pi\rho U^2 z_0 k iC(k) e^{iUkt} \quad (213)$$

$$M = -\pi\rho UC(k)\dot{z} \quad (214)$$

En comparant les expressions de la portance et du moment on peut déterminer le point d'application des différents termes de la force de portance. En effet, dans la mesure où il ne subsiste qu'un terme, circulaire, dans le moment de tangage calculé par rapport à la demi-corde cela indique que la partie non circulaire de la portance s'exerce à ce point. En outre, on obtient également que le point d'application du terme proportionnel à $C(k)$ de la portance se trouve au $\frac{1}{4}$ de corde.

Oscillations de torsion :

On procède avec la même méthode pour calculer les efforts induits par un mouvement de rotation pure d'incidence α , en gardant les mêmes hypothèses de travail.

$$\alpha(t) = \alpha_0 e^{iUkt} \quad (215)$$

Un point quelconque de la corde, de position notée x (comptée algébriquement à partir de l'axe de rotation dans la direction du vent), est alors animé d'un mouvement vertical :

$$z(t) = -\alpha_0 x e^{iUkt} \quad (216)$$

La continuité de la vitesse de l'écoulement au niveau de la surface de l'aile implique alors les conditions suivantes, similaires à celles obtenues pour le mouvement de translation verticale :

$$v' = \frac{Dz}{Dt} = \frac{\partial z}{\partial t} + U \frac{\partial z}{\partial x} = -U\alpha_0 e^{iUkt} (ikx + 1) \quad (217)$$

$$a' = \frac{D^2 z}{Dt^2} = \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} + 2U \frac{\partial^2 z}{\partial x \partial t} + U^2 \frac{\partial^2 z}{\partial x^2} = U^2 k \alpha_0 e^{iUkt} (kx - 2i) \quad (218)$$

Le calcul de la force de portance et du moment de tangage en rotation s'effectue avec les mêmes étapes que celui des efforts liés au mouvement de pompage. Seuls les résultats principaux sont rappelés ici :

$$L_0 = \pi \rho U^2 k \alpha_0 \left[i + \left(i + \frac{2}{k} \right) C(k) \right] \quad (219)$$

$$M_0 = \frac{1}{2} \pi \rho U^2 k \alpha_0 \left[-i + \frac{k}{4} + \left(i + \frac{2}{k} C(k) \right) \right] \quad (220)$$

Soit,

$$L = \pi \rho U \dot{\alpha} + \pi \rho U C(k) \dot{\alpha} + 2\pi \rho U^2 C(k) \alpha = \pi \rho U \dot{\alpha} + 2\pi \rho U^2 C(k) \left[\frac{\dot{\alpha}}{2U} + \alpha \right] \quad (221)$$

$$M = -\frac{\pi \rho U^2}{2} \dot{\alpha} - \frac{\pi \rho}{8} \ddot{\alpha} + \pi \rho U^2 C(k) \left[\frac{\dot{\alpha}}{2U} + \alpha \right] \quad (222)$$

En comparant les expressions du moment de tangage et de la force de portance on déduit les points d'application des différents termes. Le premier terme de la portance ($\pi \rho U \dot{\alpha}$) agit au $\frac{3}{4}$ de corde. Le terme circulaire ($2\pi \rho U^2 C(k) \left[\frac{\dot{\alpha}}{2U} + \alpha \right]$) s'applique lui au $\frac{1}{4}$ de corde. Le second terme du moment de tangage ($\frac{\pi \rho}{8} \ddot{\alpha}$) ne correspond à aucun terme de portance, c'est alors un couple pur.

C. Mesure de l'amortissement aérodynamique en soufflerie

Lorsqu'elle est couplée avec le mouvement de torsion des tabliers de ponts souples, l'excitation par le vent stationnaire induit un amortissement qu'on appelle amortissement aérodynamique ajouté ou couplé. L'étude de son signe et de sa valeur permet de mener l'analyse de stabilité des ponts au flottement. Afin de mesurer cet amortissement, il faut pouvoir mesurer les amortissements naturels de la structure, ainsi que les amortissements totaux du système vent-structure.

Si on suppose disposer d'un enregistrement d'un mouvement de torsion, harmonique et amorti de la forme :

$$\theta(t) = \theta_0 e^{-\xi\omega_0 t} \sin(\omega_d t + \varphi) \quad (223)$$

Soient t_1 et t_2 deux instants distincts de l'enregistrement de ce mouvement, avec $t_2 > t_1$, avec $(t_2 - t_1) \gg T_d$ où T_d est la période du mouvement de pulsation ω_d :

$$\frac{\theta(t_1)}{\theta(t_2)} = \frac{\theta_0 e^{-\xi\omega_0 t_1} \sin(\omega_d t_1 + \varphi)}{\theta_0 e^{-\xi\omega_0 t_2} \sin(\omega_d t_2 + \varphi)} = e^{\xi\omega_0(t_2 - t_1)} \quad (224)$$

Soit,

$$\ln\left(\frac{\theta(t_1)^2}{\theta(t_2)^2}\right) = 2\xi\omega_0\Delta t \quad (225)$$

Ou encore,

$$\log_{10}\left(\frac{\theta(t_1)^2}{\theta(t_2)^2}\right) = \log_{10}[\theta(t_1)^2] - \log_{10}[\theta(t_2)^2] = \frac{2\xi\omega_0\Delta t}{\ln(10)} \quad (226)$$

On précise le choix des instants t_1 et t_2 avec l'hypothèse complémentaire suivante : ils correspondent aux instants de passage de la courbe de l'amplitude $\theta(t)^2$ tracée sur une échelle logarithmique, au niveau de deux décades successives (Figure 140). Cela implique également que Δt doit être très grand devant la période du mouvement, afin d'assurer la compatibilité de cette hypothèse avec la définition de t_1 et t_2 .

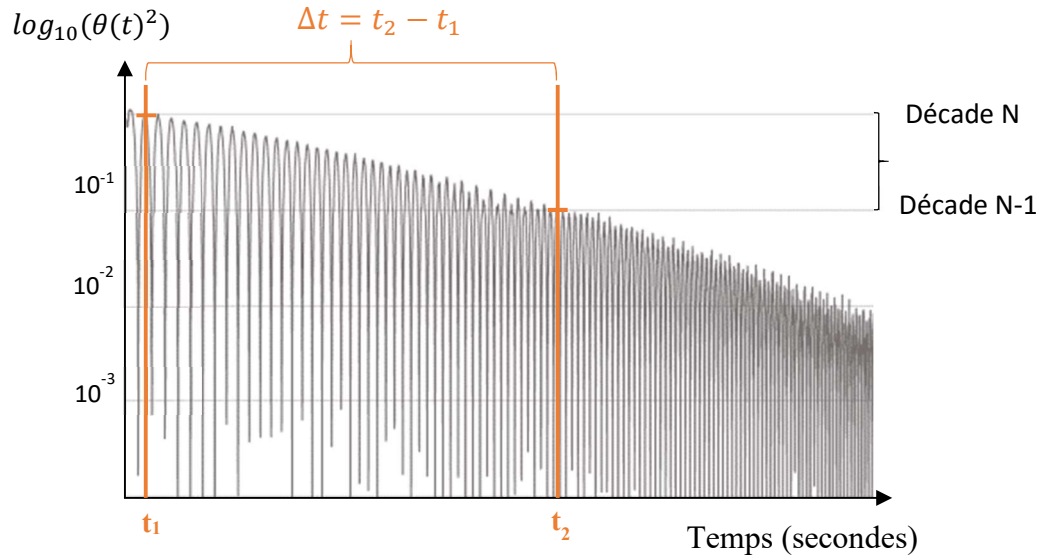


Figure 140. Exemple de mesure de l'amortissement par décade sur la réponse du système couplé en torsion

Soit N l'indexation des décades :

$$\log_{10} \left(\frac{z(t_1)^2}{z(t_2)^2} \right) = \log_{10} \left(\frac{10^N}{10^{N-1}} \right) = \log_{10}(10) = 1 \quad (227)$$

Enfin,

$$1 = \frac{2\xi\omega_0\Delta t}{\ln(10)} = \frac{2\xi\omega_d\Delta t}{\sqrt{1-\xi^2}\ln(10)} \approx \frac{2\xi\omega_d\Delta t}{\ln(10)} \quad (228)$$

D'où l'expression simplifiée de l'amortissement total en torsion calculé sur la décade $[N-1 ; N]$ (Figure 140) :

$$\xi = \frac{\ln(10)}{2\omega_d\Delta t} \quad (229)$$

Cette expression de l'amortissement total mesuré sur la décroissance du carré de l'amplitude du signal d'une décade permet une lecture graphique rapide de l'amortissement du système.

D. Etalonnage des sondes à fils chauds P61

D.1. Présentation des sondes

La sonde Pitot utilisée pour mesurer la vitesse moyenne du vent longitudinal dans la veine d'essais ne permet pas d'identifier les perturbations de l'écoulement induits par le passage de la rafale. Le modèle de sonde anémométrique employée à cet effet appartient à la famille des « X-array hot wires sensors » (55P61). Il est constitué de deux fils métalliques inclinés l'un par rapport à l'autre de 90 degrés (Figure 141). Ce type de sonde permet d'établir la vitesse dans un écoulement bidimensionnel, dans le plan dessiné par les fils, et d'incidence comprise entre -45 et $+45$ degrés par rapport à l'axe de la sonde. Chaque fil est maintenu à une température de 220 degrés Celsius par une alimentation électrique dont la tension est mesurable. Les variations de tension dans les fils chauds correspondent alors à la réponse du système à leur refroidissement suite aux échanges thermiques avec l'écoulement. La calibration en vitesse et en incidence de la sonde permet alors de transposer le voltage d'entrée et de sortie des fils en une vitesse de vent instantanée.

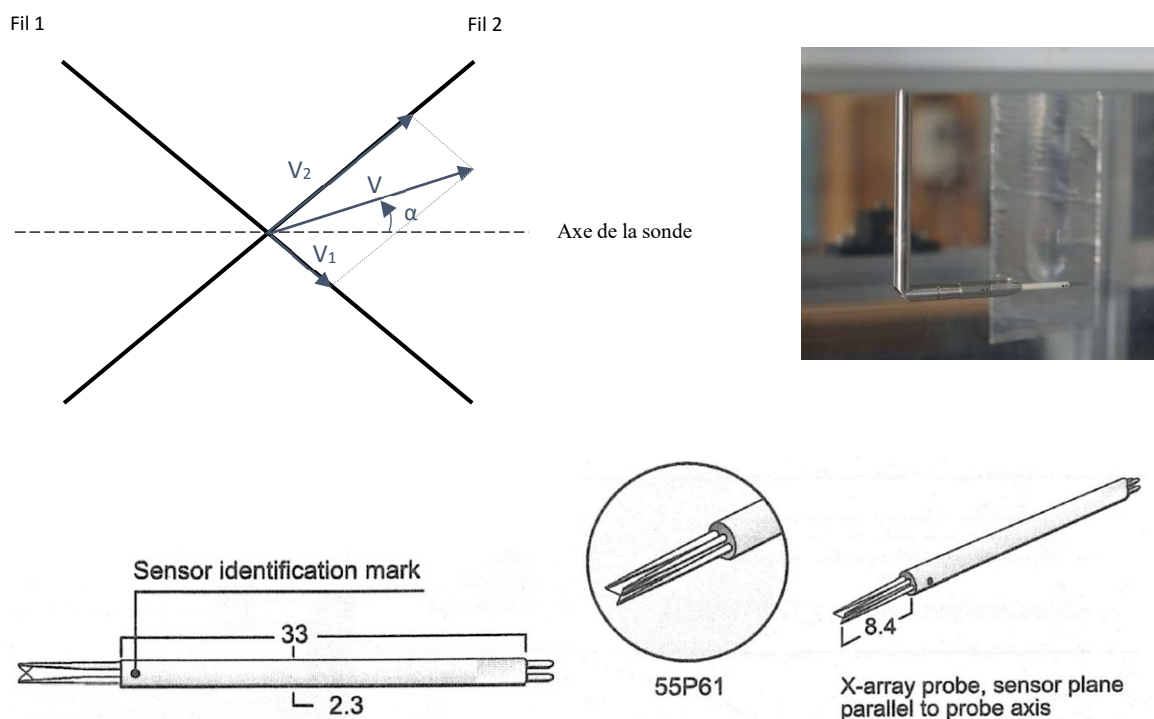


Figure 141. Caractéristiques du capteur à fils chauds P61

D.2. Procédure d'étalonnage en vitesse

La première étape de la procédure d'étalonnage consiste à obtenir, pour une incidence nulle de l'axe de la sonde, la courbe d'évolution de la tension mesurée en sortie, en fonction de la vitesse du vent dans la veine (mesurée en moyenne sur 10 secondes avec un tube Pitot). La tension électrique nécessaire au système pour maintenir la température de 220°C des fils est directement liée aux différents phénomènes d'interactions thermiques, notamment les convection naturelles

(qui opère à basse vitesse de l'écoulement) et forcées (qui pilote est échangées à plus haute vitesse). En conséquence du cumul de ces phénomènes, le comportement en tension des fils chauds n'est pas linéaire. D'usage il est recommandé par le fabricant de le caractériser par des polynômes de degré quatre.

Correction de température : les tensions en sortie d'anémomètre doivent être corrigés pour tenir compte de l'écart de température entre le moment où a été calculée la résistance des fils et la température de l'essai. Pour ce faire il convient d'appliquer aux tensions de sortie un coefficient multiplicatif :

$$C_{temp} = \sqrt{\frac{T_w - T_0}{T_w - T_{essai}}} \quad (230)$$

Avec T_w la température à laquelle les fils sont maintenus, T_0 la température de l'étalonnage, et T_{essai} la température ambiante de l'essai.

La loi d'étalonnage renseigne lors des essais sur la relation entre les tensions mesurées et la vitesse effective au niveau de chacun des fils chauds. Cette vitesse effective rattachée à combinaison de la composante normale aux fils de la vitesse de l'écoulement, et de la composante tangentielle aux fils de la vitesse de l'écoulement qui joue également un rôle en matière d'échanges thermiques. Aussi, il convient d'exprimer la vitesse effective, caractérisée par la loi d'étalonnage en fonction de ces deux composantes et d'une paire de coefficients k_i (avec $i = 1$ ou $i = 2$) :

$$V_{eff,1}^2 = V_{N,1}^2 + k_1^2 V_{T,1}^2 = V_{N,1}^2 + k_1^2 V_{N,2}^2 = V_1^2 + k_1^2 V_2^2 \quad (231)$$

$$V_{eff,2}^2 = V_{N,2}^2 + k_2^2 V_{T,2}^2 = V_{N,2}^2 + k_2^2 V_{N,1}^2 = V_1^2 + k_2^2 V_2^2 \quad (232)$$

Avec :

$V_{eff,i}$: la vitesse effective du fil i

$V_{N,i}$: la composant normale de la vitesse mesurée sur le fil i

$V_{T,i}$: la composante tangentielle de la vitesse mesurée sur le fil i

Et comme les fils sont inclinés d'un angle de 45° :

$V_{N,i} = V_{T,j}$: la composante de la vitesse de l'écoulement normale à un fil vaut la composante tangentielle à l'autre fil.

Pour plus de lisibilité on exprime toutes les vitesses effectives en fonction des composantes normales uniquement et on pose : $V_{N,i} = V_i$

Dans le cas général, on peut relier ces quatre (seulement deux si les fils sont inclinés de 45 degrés) à la norme du vecteur vitesse et à son incidence α par rapport à l'axe de la sonde :

$$V_1^2 = V^2 \sin^2(\alpha + 45) \quad (233)$$

$$V_2^2 = V^2 \cos^2(\alpha + 45) \quad (234)$$

Lors de l'étalonnage l'incidence entre l'axe de la sonde et la direction de l'écoulement V est nulle. Ainsi, dans ce cas un fil incliné de 45 degrés perçoit en module (avec $i = 1$ ou $i = 2$ l'index du fil):

$$V_{eff,i}^2 = V^2 \left(\frac{\sqrt{2}}{2}\right)^2 + k_i^2 V^2 \left(\frac{\sqrt{2}}{2}\right)^2 = (1 + k_i^2) V^2 \frac{1}{2} \quad (235)$$

Or, la procédure d'étalonnage aboutit à l'écriture de la loi expérimentale d'évolution des tensions en sortie de sonde en fonction de la vitesse de l'écoulement V . D'où, soient les fonctions P_i les polynômes d'étalonnage de degré 4,

$$V_{eff,i}^2 = (1 + k_i^2) \frac{P_i^2}{2} \quad (236)$$

Avec :

$$P_i(E_i) = \sum_{n=0}^4 C_{i,n} E_i^n \quad (237)$$

On a donc deux expressions de la vitesse effective, l'une est issue de l'étalonnage et la relie aux mesures de tensions dans les fils, et l'autre la relie aux composantes normales aux fils du vecteur vitesse du vent incident. En inversant les équations de la définition de la vitesse effective, on peut exprimer les composantes normales et tangentiels du vecteur vitesse vues par chacun des fils en fonction des vitesses effectives, et donc avec ce qui précède, des mesures de tensions :

$$V_1^2 = \frac{V_{eff,1}^2 - k_1^2 V_{eff,2}^2}{1 - k_1^2 k_2^2} \quad (238)$$

$$V_2^2 = \frac{V_{eff,2}^2 - k_2^2 V_{eff,1}^2}{1 - k_1^2 k_2^2} \quad (239)$$

A partir de ces vitesses on peut recomposer les deux composantes de la vitesse de l'écoulement respectivement dans l'axe de la sonde et perpendiculaire à l'axe de la sonde :

$$V_X = \frac{\sqrt{2}}{2} (V_1 + V_2) \quad (240)$$

$$V_Z = \frac{\sqrt{2}}{2} (V_1 - V_2) \quad (241)$$

NB : dans un premier temps le choix des valeurs des coefficients k_i est réalisé à l'aide des références [114] et [115]. On retient $k_1^2 = k_2^2 = 0,04$.

D.3. Remarques sur l'étalonnage en incidence, limites du modèle physique

Afin de valider l'étalonnage réalisé selon la méthode proposée au paragraphe précédent, on applique à la sonde une rotation, introduisant une inclinaison connue avec la direction de l'écoulement. On vérifie que les vitesses dans l'axe de la sonde et perpendiculairement à son axe correspondent avec la vitesse mesurée par ailleurs dans l'axe de la soufflerie. Plusieurs séries de mesures sont menées, pour différentes inclinaisons et vitesses de vent. Les résultats principaux comparés avec les enregistrements des sondes Pitot sont réunis dans les Tableau 24 et Tableau 25.

Tableau 24. Influence de l'inclinaison de la sonde sur la mesure du champ de vitesse du vent dans la veine

Inclinaison	V_x [m/s]	V_z [m/s]	$\ V_{\text{fils}}\ $	U_{pitot} [m/s]	$U_{Z\text{-pitot}}$ [m/s]
-9,3°	10,76	-1,68	10,89	11,02	-1,78
7,6°	11	1,84	11,15	11,02	1,46
7,3°	11,02	1,75	11,16	11	1,40

Tableau 25. Influence de l'inclinaison des sondes sur la mesure des vitesses, deuxième série d'essais

Inclinaison	U_{pitot} [m/s]	V_1	V_2	V_x [m/s]	V_z [m/s]	$\ V_{\text{fils}}\ $	$U_{Z\text{-pitot}}$ [m/s]	erreur sur V_z
6,8°	12,33	7,41	9,86	12,21	1,73	12,33	1,46	19 %
-8°	12,31	9,82	7,32	12,12	-1,77	12,25	-1,71	3 %
6,7°	10,26	6,17	8,18	10,14	1,42	10,24	1,20	19 %
-8°	10,25	8,11	6,08	10,03	-1,43	10,13	-1,43	1 %

Où $U_{Z\text{-pitot}}$ est la composante de la vitesse du flux d'air dans l'axe perpendiculaire à la sonde à fils chauds, suggérée par les mesures réalisées au tube Pitot. Il s'agit d'une simple projection de la vitesse, horizontale dans la veine, perpendiculairement à l'axe de la sonde à fil chauds inclinée :

$$U_{Z\text{-pitot}} = U_{\text{pitot}} \cdot \sin(\alpha) \quad (242)$$

L'erreur est calculée par rapport à la vitesse théorique dans l'axe perpendiculaire à celui de la sonde, c'est-à-dire :

$$\text{erreur} = \left| \frac{V_z - U_{Z\text{-pitot}}}{U_{Z\text{-pitot}}} \right| \quad (243)$$

On observe un fonctionnement non symétrique du capteur à fils chauds : lorsqu'on incline la sonde tête basse (incidence négative), la vitesse verticale prévue correspond assez bien avec la valeur attendue. Or, lorsqu'on incline la sonde dans l'autre sens, l'écart entre valeur mesurée et

attendue est important. On remarque que l'erreur commise est ici de l'ordre de 25% de la vitesse attendue. Plusieurs raisons peuvent être évoquées pour expliquer cette dissymétrie, des effets parasites d'un fil sur l'autre, l'effet masquant du support de sonde, ou encore une fabrication non parfaitement identique des fils. Notons enfin que deux sondes différentes ont tour à tour été utilisées dans le cadre de cette étude, et que dans les deux cas, la dissymétrie des résultats a été observée.

Les effets mis à jour dans les campagnes précédentes nécessitent un éclaircissement. L'objectif de cette partie est d'établir la nécessité ou non d'un étalonnage en incidence de la sonde, ou à minima de consolider la présente approche en l'enrichissant d'une correction selon l'inclinaison. On observe cette fois sur un plus grand nombre de résultats une erreur commise de l'ordre de 20% (calculée par rapport à la vitesse verticale théorique mesurée au tube Pitot) par excès pour les inclinaisons positives et très faible pour les inclinaisons négatives.

En conclusion, il apparaît qu'une simple correction des valeurs de vitesses verticales mesurées améliorerait grandement la fiabilité des mesures de vitesse. Par exemple, une minoration de 16% des vitesses ascendantes, permet de maintenir la marge d'erreur mineure dans tous les cas testés. Ce qui semble acceptable dans l'optique de l'enregistrement du signal d'une rafale dont l'amplitude des vitesses attendues sont de l'ordre de quelques m/s.

D.4. Etalonnage en incidence, mesure expérimentale des coefficients k_1 et k_2

Pour autant, on peut tout de même s'intéresser à l'influence des facteurs théoriques k , à priori caractéristiques physiques de la convection forcée par la part de l'écoulement tangent aux fils. On déduit des résultats précédents que ces facteurs jouent un rôle important dans le calcul des vitesses de l'air sur la base de mesures aux fils chauds, puisqu'ils interagissent directement avec le calcul de la vitesse effective de refroidissement des fils. On poursuit l'étude avec l'analyse les valeurs expérimentales que devraient prendre ces coefficients pour reproduire avec exactitude les vitesses attendues en soufflerie, et cela sans la correction proposée précédemment. Pour ce faire, les deux séries de mesures précédentes, à 10 et 12 m/s sont réutilisées.

Pour calculer les valeurs de k_1 et k_2 on procède comme suit :

Par définition :

$$V_{eff,1}^2 = V_1^2 + k_1^2 V_2^2 \quad (244)$$

$$V_{eff,2}^2 = V_1^2 + k_2^2 V_1^2 \quad (245)$$

Or la mesure par les fils chauds donne,

$$V_{eff,1}^2 = (1 + k_1^2) \frac{P_1^2}{2} \quad (246)$$

$$V_{eff,2}^2 = (1 + k_2^2) \frac{P_2^2}{2} \quad (247)$$

Où P_1 et P_2 sont les polynômes d'étalonnage en tension. Ainsi,

$$k_1^2 = \frac{V_1^2 - \frac{P_1^2}{2}}{\frac{P_1^2}{2} - V_2^2} \quad (248)$$

$$k_2^2 = \frac{V_2^2 - \frac{P_2^2}{2}}{\frac{P_2^2}{2} - V_1^2} \quad (249)$$

Tableau 26. Identification expérimentale des coefficients k_1 et k_2 selon l'inclinaison de la sonde

Inclinaison	U_{pitot} [m/s]	V_1^2	V_2^2	$P_1^2/2$	$P_2^2/2$	k_1^2	k_2^2
6,8°	12,33	58,14	93,89	56,49	95,52	-0,044	-0,044
-8,0°	12,31	96,65	54,88	94,81	55,22	0,046	0,008
6,7°	10,26	40,44	64,83	39,14	65,77	-0,050	-0,037
-8,0°	10,25	67,01	38,05	64,63	38,05	0,090	0,000

On observe une importante variation des valeurs des coefficients selon le fil considéré et sa position par rapport à l'écoulement, c'est à dire en fonction de l'incidence de la sonde (Tableau 26). On obtient dans certains cas des valeurs négatives des carrés des coefficients, ce qui est incompatible avec leur définition. Une interprétation serait que ces coefficients ne traduiraient pas uniquement un phénomène d'échange thermique, mais rassembleraient l'influence de différents paramètres physiques et géométriques tels que l'influence locale du corps de sonde sur l'écoulement du vent, les défauts de fabrication de fils ainsi que leur état de surface (poussière, rugosités), ou autres qui ne sont pas pris en compte dans la procédure l'étalonnage en vitesse.

En outre, on remarque que dans le cas où la mesure des vitesses par les fils chauds fonctionne bien, notamment pour les incidences négatives, l'identification des coefficients k_1 et k_2 n'aboutit pas aux valeurs fournies par le fabricant utilisées pour calculer ces vitesses à partir des mesures de tension en sortie de sonde (c'est-à-dire $k_1^2 = k_2^2 = 0,04$). [114] établi que les valeurs des coefficients k devraient être comprises entre 0 et 0,3 avec la valeur de 0,2 généralement admise. Aussi, dans le cas des mesures de vitesses avec une incidence négative de la sonde, on parvient à identifier des coefficients k_1 et k_2 compris dans cette fourchette, mais non égaux à la valeur préconisée. Dans le cas des mesures réalisées avec une incidence positive de la sonde, les valeurs ne correspondent pas.

E. Calcul itératif de l'intégrale de Duhamel

On propose ici une méthode numérique pour calculer l'intégrale contenue dans l'équation du moment de tangage induit par une rafale :

$$M_y^b(s) = \frac{1}{2} \rho B^2 U^2 C_M' \left[\psi(0) \frac{w(s)}{\bar{U}} + \int_0^s \frac{w(\sigma)}{\bar{U}} \psi'(s - \sigma) d\sigma \right] \quad (250)$$

Avec ψ la fonction de Küssner, dont on utilise la valeur approchée [12] :

$$\psi(s) = 1 - 0,5e^{-0,26s} - 0,5e^{-2s} \quad (251)$$

On remarquera que $\psi(0) = 0$, ce qui simplifie les expressions précédentes.

Les valeurs de l'intégrale de Duhamel sont calculées à l'aide d'un algorithme itératif proposé par Leishman [91]. Pour cela il convient de la mettre sous la forme :

$$\int_0^s \frac{w(\sigma)}{\bar{U}} \psi'(s - \sigma) d\sigma = \frac{w(s)}{\bar{U}} \psi(0) - \frac{w(0)}{\bar{U}} \psi(s) + \int_0^s \frac{d\left(\frac{w(\sigma)}{\bar{U}}\right)}{ds} \psi(s - \sigma) d\sigma \quad (252)$$

Soit, avec $w(0) = 0$:

$$\int_0^s \frac{w(\sigma)}{\bar{U}} \psi'(s - \sigma) d\sigma = \int_0^s \frac{d\left(\frac{w(\sigma)}{\bar{U}}\right)}{ds} \psi(s - \sigma) d\sigma \quad (253)$$

Que l'on peut approcher par l'expression :

$$\int_0^s \frac{d\left(\frac{w(\sigma)}{\bar{U}}\right)}{ds} \psi(s - \sigma) d\sigma = \frac{w(s)}{\bar{U}} - X(s) - Y(s) \quad (254)$$

Avec,

$$X(s) = 0,5 \int_0^s \frac{d\left(\frac{w(\sigma)}{\bar{U}}\right)}{ds} e^{-0,26(s-\sigma)} d\sigma \quad (255)$$

$$Y(s) = 0,5 \int_0^s \frac{d\left(\frac{w(\sigma)}{\bar{U}}\right)}{ds} e^{-2(s-\sigma)} d\sigma \quad (256)$$

Approchés par le processus itératif :

$$X(s) = X(s - \Delta s) e^{-0,26s} + 0,5 \left(\frac{w(s)}{\bar{U}} - \frac{w(s - \Delta s)}{\bar{U}} \right) e^{-\frac{0,26\Delta s}{2}} \quad (257)$$

$$Y(s) = Y(s - \Delta s)e^{-2s} + 0,5 \left(\frac{w(s)}{\bar{U}} - \frac{w(s - \Delta s)}{\bar{U}} \right) e^{-\frac{2\Delta s}{2}} \quad (258)$$

L'erreur commise s'écrit :

$$\varepsilon = 2 - \frac{0,26 \Delta s e^{-\frac{0,26\Delta s}{2}}}{1 - e^{-0,26\Delta s}} - \frac{2\Delta s e^{-\frac{2\Delta s}{2}}}{1 - e^{-2\Delta s}} \quad (259)$$

Dans les simulations effectuées, pour $\Delta t = 0,0013 \text{ s}$ (cas le plus défavorable considéré), ce qui correspond à $\Delta s = \Delta t U / B = 0,23$ on obtient une erreur estimée de 0,22 %.

F. Etude expérimentale et numérique de l'effet d'une rafale

F.1. Index des rafales générées en soufflerie

Les profils de vitesses longitudinaux et verticaux des huit types de rafales générées dans la veine d'essais sont enregistrés et retranscrits sur les figures suivantes. Le détail des paramètres expérimentaux de cette série de mesures sont rassemblés dans le Tableau 27. Les valeurs moyennes des amplitudes maximales et minimales des vitesses sont regroupées dans le Tableau 28. Les paramètres des fonctions Gaussiennes utilisées pour l'identification des rafales sont réunies dans le Tableau 29. L'allure de certaines de ces fonctions est également tracée en rouge sur les figures, en superposition des signaux expérimentaux.

Tableau 27. Temps caractéristique des rafales enregistrées

Vitesse moyenne	Type de rafale	$t_{cara}^* = \frac{t_{cara}}{T_0}$	Nombre d'enregistrements
9,71 m/s	Cas A	0,29	5
	Cas B	0,20	5
13,10 m/s	Cas A	0,27	4
	Cas B	0,17	5
14,82 m/s	Cas A	0,24	4
	Cas B	0,15	5
19,43 m/s	Cas A	0,20	1
	Cas B	0,15	4

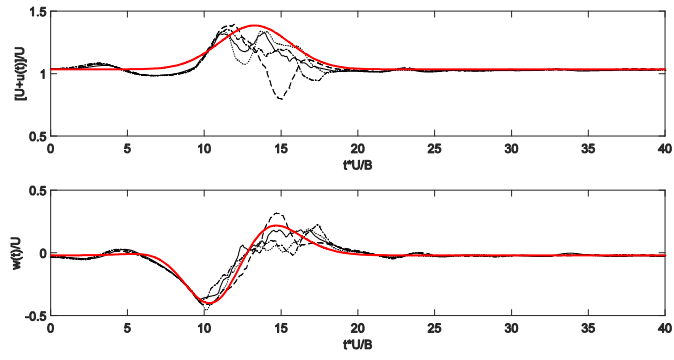


Figure 142. Cas A ; $\bar{U} = 9,71 \text{ m/s}$

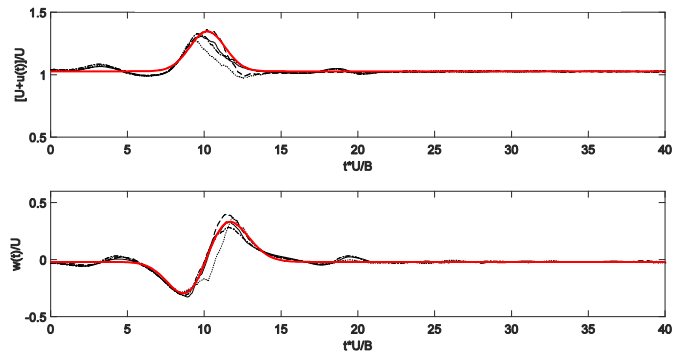


Figure 143. Cas B ; $\bar{U} = 9,71 \text{ m/s}$

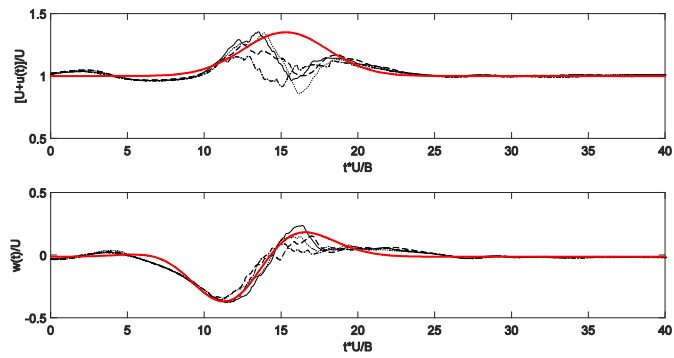


Figure 144. Cas A ; $\bar{U} = 13,10 \text{ m/s}$

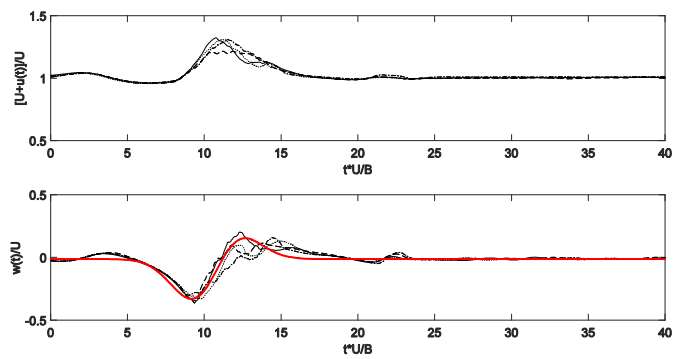


Figure 145. Cas B ; $\bar{U} = 13,10 \text{ m/s}$

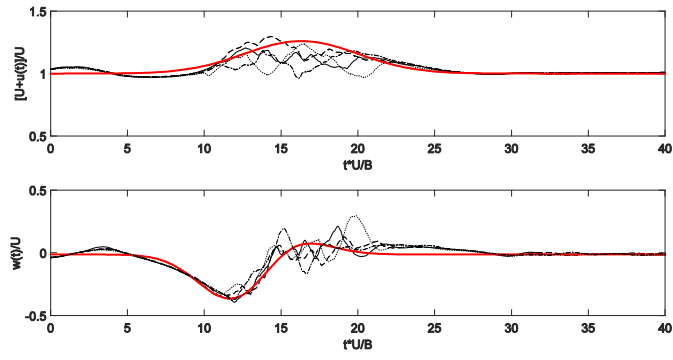


Figure 146. Cas A ; $\bar{U} = 14,82 \text{ m/s}$

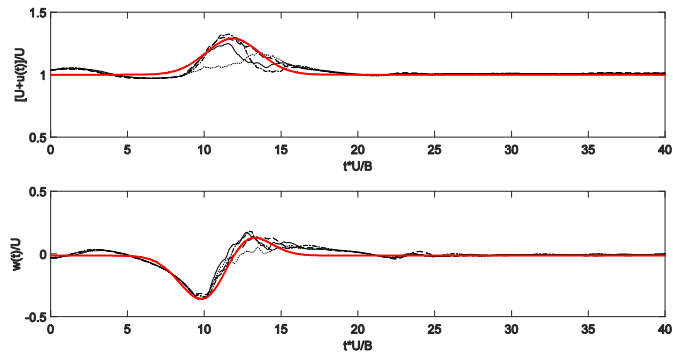


Figure 147. Cas B ; $\bar{U} = 14,82 \text{ m/s}$

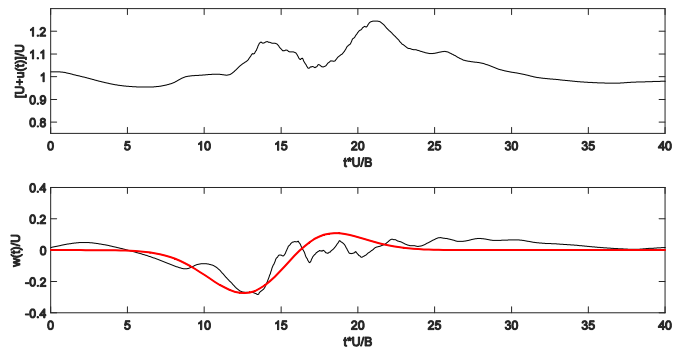


Figure 148. Cas A ; $\bar{U} = 19,43 \text{ m/s}$

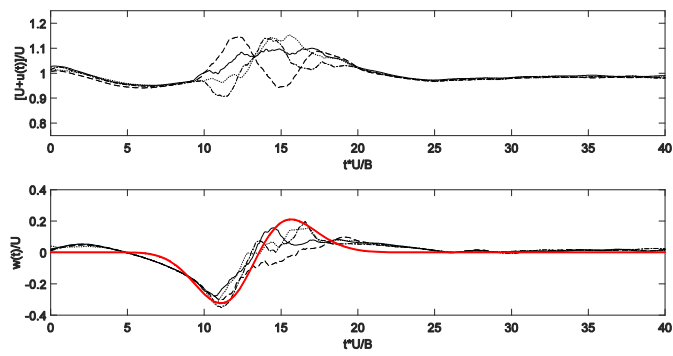


Figure 149. Cas B ; $\bar{U} = 19,43 \text{ m/s}$

Tableau 28. Valeurs moyennes et écarts types des paramètres des rafales enregistrées

Vitesse moyenne	Type de rafale	Moyenne w_{min}/U	Moyenne w_{max}/U	Moyenne $(u_{max}+U)/U$	Ecart type w_{min}/U	Ecart type w_{max}/U	Ec art type $(u_{max}+U)/U$
9,71 m/s	Cas A	-0,448	0,283	1,382	0,0288	0,0960	0,0188
	Cas B	-0,320	0,417	1,356	0,0163	0,0835	0,0334
13,10 m/s	Cas A	-0,382	0,195	1,331	0,0092	0,0835	0,0994
	Cas B	-0,336	0,151	1,317	0,0258	0,0388	0,0530
14,82 m/s	Cas A	-0,363	0,207	1,285	0,0280	0,0699	0,0407
	Cas B	-0,347	0,138	1,295	0,0175	0,0521	0,0859
19,43 m/s	Cas A	-0,281	0,060	1,299	NA	NA	NA
	Cas B	-0,316	0,151	1,196	0,0302	0,0407	0,0426

Tableau 29. Paramètres de l'indentification des enregistrements des rafales par des fonctions Gaussiennes

Vitesse moyenne	Type de rafale	A_{inf}	A_{sup}	t_{inf}	t_{sup}	T_{inf}	T_{sup}
9,71 m/s	Cas A	0,9367	0,6303	0,0670	0,0740	1,10	1,50
	Cas B	1,0067	0,9629	0,0590	0,0640	0,80	0,90
13,10 m/s	Cas A	1,2214	0,9122	0,0545	0,0580	1,05	1,30
	Cas B	0,8626	0,7481	0,0505	0,0470	0,70	0,70
14,82 m/s	Cas A	1,2146	0,9919	0,0530	0,0560	0,90	0,90
	Cas B	1,0020	0,9069	0,0450	0,0480	0,65	0,60
19,43 m/s	Cas A	0,9727	0,8338	0,0445	0,0475	0,80	0,80
	Cas B	0,8492	0,6691	0,0370	0,0400	0,60	0,70

F.2. Réponses numériques et expérimentales des maquettes

Les simulations numériques des réponses des maquettes de Millau et du NACA-4412, soumises à tous les cas de rafales présentés ci-dessus sont rassemblées dans les figures suivantes. Elles sont obtenues en utilisant la démarche présentée dans le chapitre 5. Les principales caractéristiques de ces calculs sont rappelées dans le Tableau 30.

Tableau 30. Caractéristiques des simulations des réponses à une sollicitation par rafale

Profil	Vitesse moyenne	Vitesse réduite	Type de rafale	$t_{cara}^* = \frac{t_{cara}}{T_0}$
Millau	9,77 m/s	15	Cas A	0,29
			Cas B	0,20
	13,12 m/s	20,9	Cas A	0,27
			Cas B	0,17
	14,87 m/s	23,8	Cas A	0,24
			Cas B	0,15
	19,41 m/s	33	Cas A	0,20
			Cas B	0,15
NACA-4412	9,41 m/s	14,8	Cas A	0,29
			Cas B	0,20
	12,81 m/s	20,9	Cas A	0,27
			Cas B	0,17
	15,49 m/s	26,5	Cas A	0,24
			Cas B	0,15
	17,48 m/s	30,7	Cas A	0,20
			Cas B	0,15

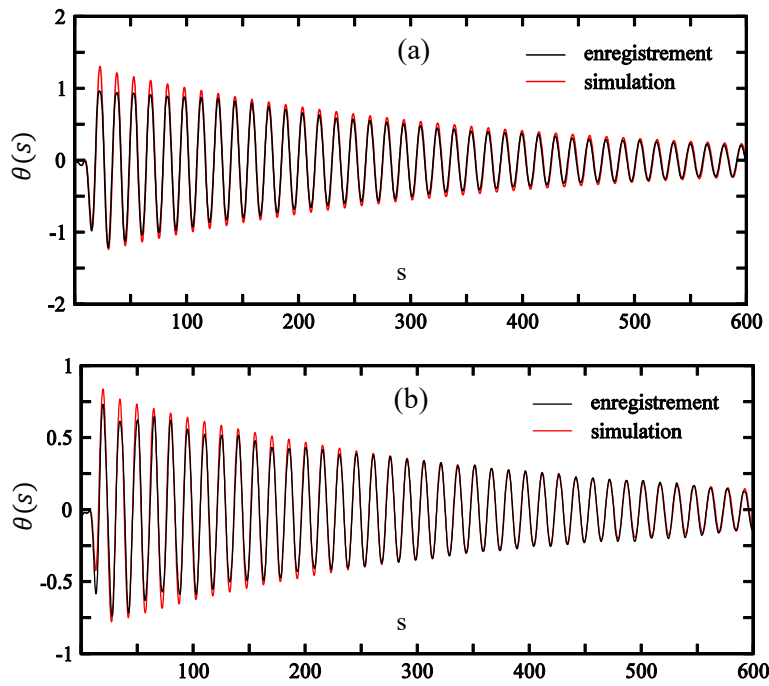


Figure 150. Millau $U_r = 15$: (a) rafale A ; (b) rafale B.

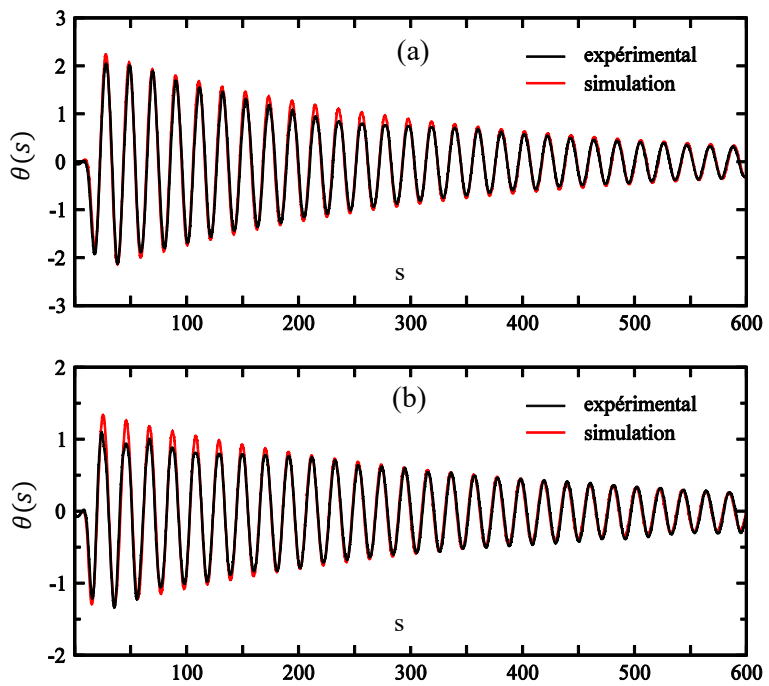


Figure 151. Millau $U_r = 20,9$: (a) rafale A ; (b) rafale B.

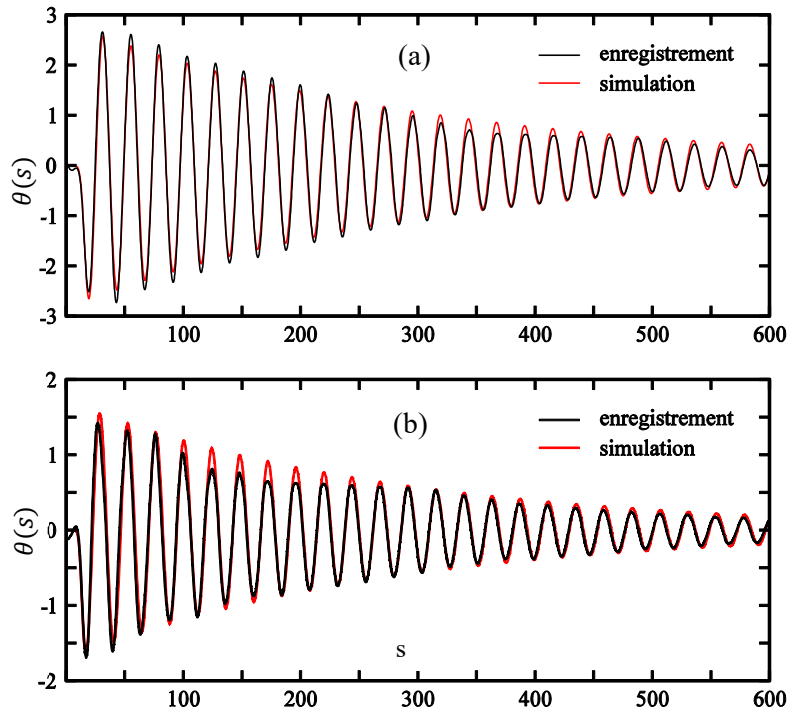


Figure 152. Millau $U_r = 23,8$: (a) rafale A ; (b) rafale B.

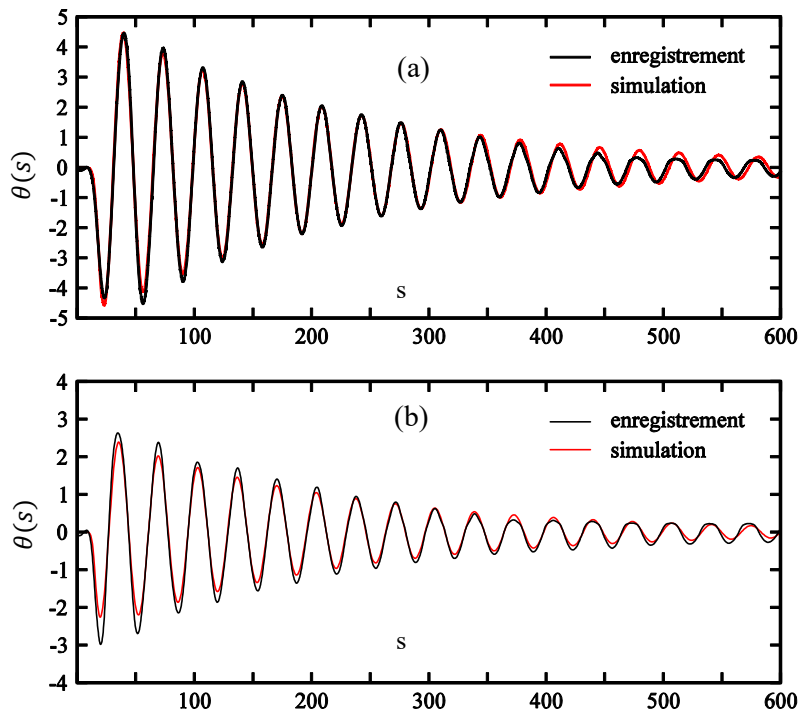
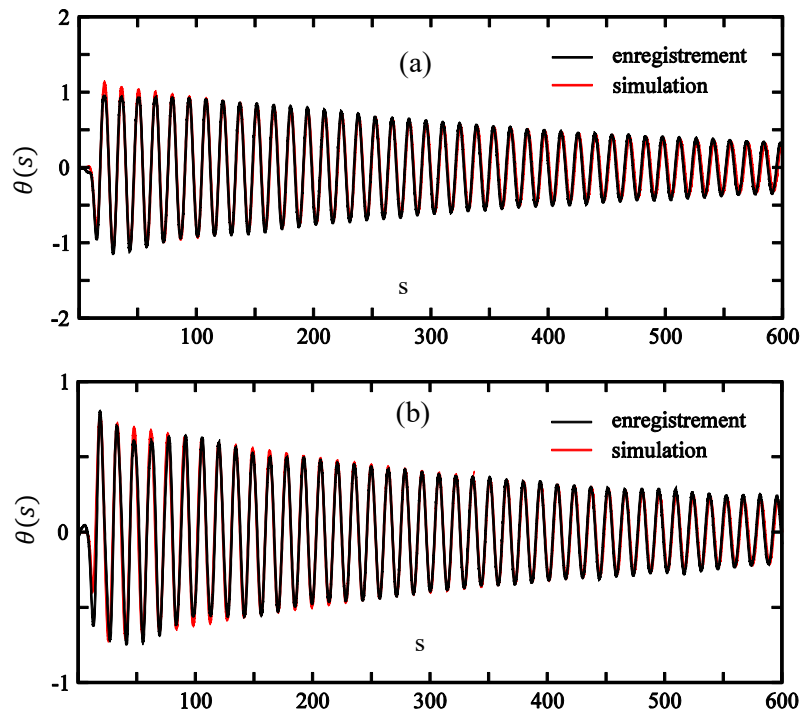


Figure 153. Millau, Millau $U_r = 33$: (a) rafale A ; (b) rafale B.



NACA-4412 $U_r = 14,8$: (a) rafale A ; (b) rafale B.

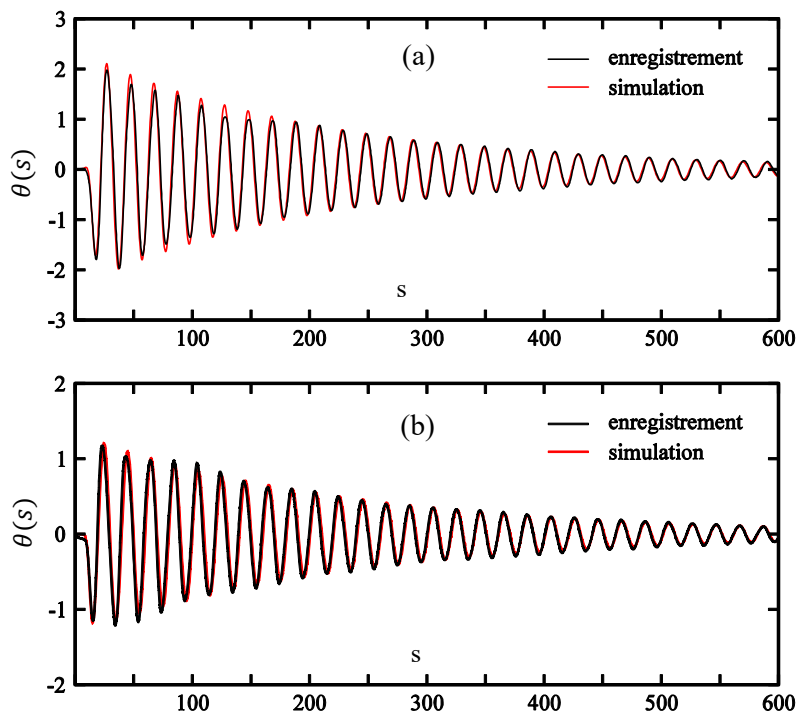


Figure 154. NACA-4412 $U_r = 20,9$: (a) rafale A ; (b) rafale B.

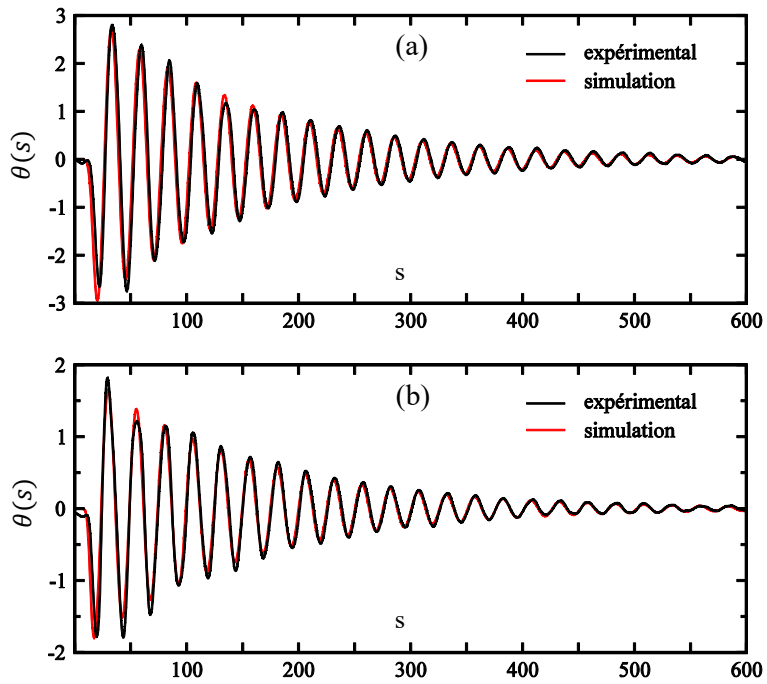


Figure 155. NACA-4412 $U_r = 26,5$: (a) rafale A ; (b) rafale B.

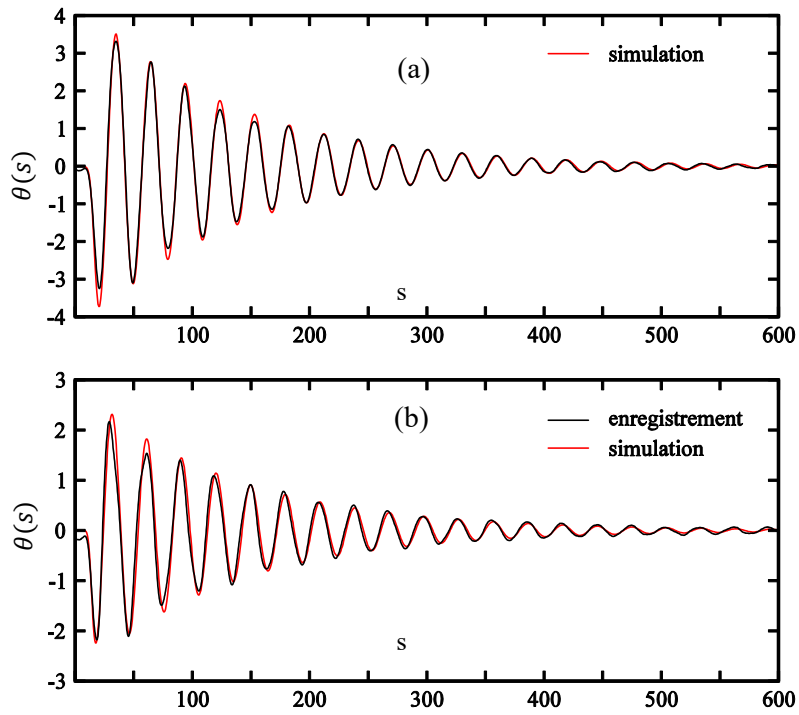


Figure 156. NACA-4412 $U_r = 30,7$: (a) rafale A ; (b) rafale B

G. Turbulence du vent générée par une grille seule

Les grilles placées dans la veine d'essai sont largement utilisées dans les souffleries aéronautiques pour créer des écoulements instationnaires. En général, la dimension des mailles et la section des barreaux peuvent être choisies de manière à ajuster la composition fréquentielle du spectre du vent. Une série de lois empiriques ont été rassemblées dans une étude non publiée réalisée dans la soufflerie de l'institut aérotechnique du Conservatoire National des Arts et Métiers par Amandolese [116].

G.1. Montage expérimental

Les caractéristiques du montage utilisé pour produire les résultats présentés dans cette partie sont rassemblées sur la Figure 157. Une grille (Figure 158) dont les caractéristiques sont mentionnées dans le Tableau 31 est positionnée alternativement à trois différents endroits de la veine d'essais. Une sonde anémométrique à fil chaud est utilisée pour mesurer le champ de vitesse du vent turbulent (X = distance de la grille à la sonde).

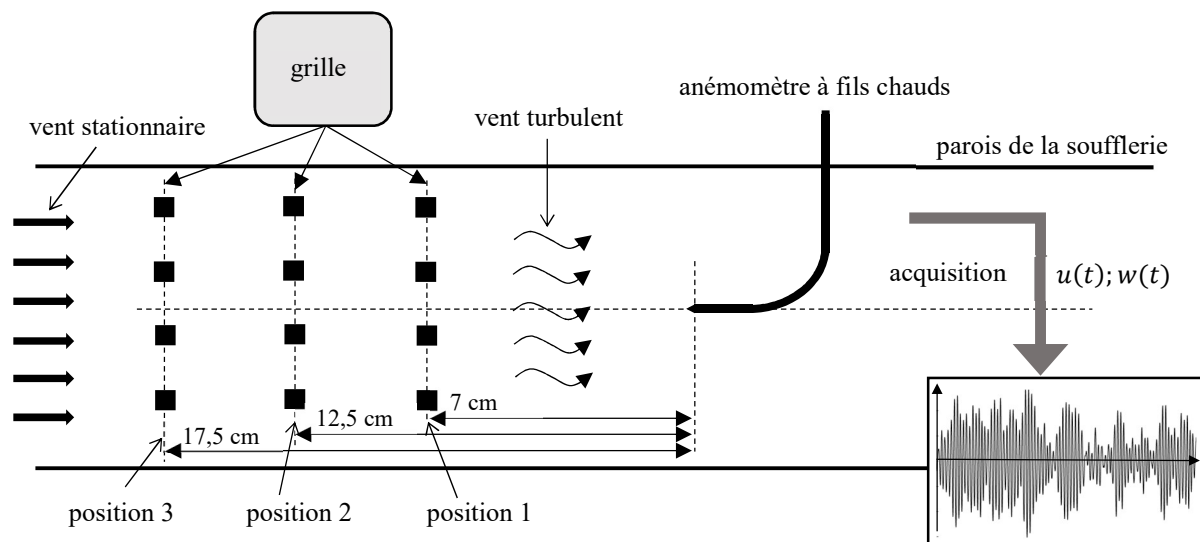


Figure 157. Génération de turbulence dans la veine d'essais à l'aide d'une grille

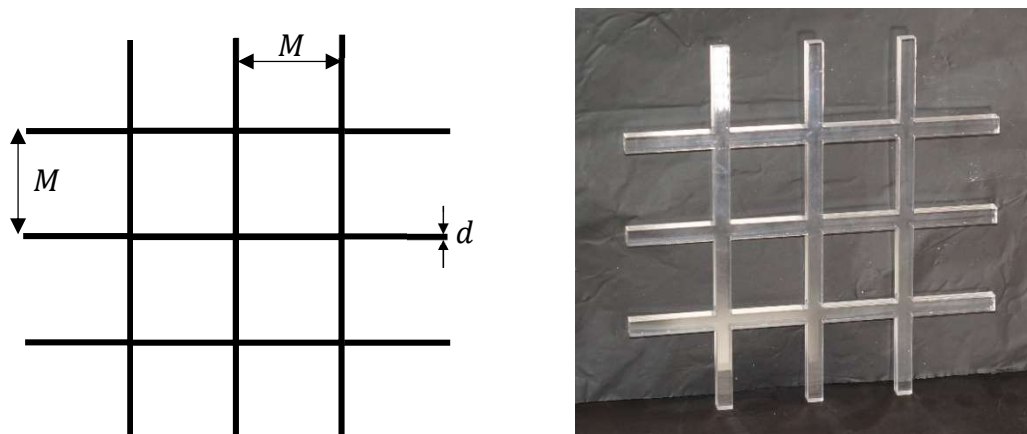


Figure 158. Schéma et photographie de la grille utilisée

Tableau 31. Propriétés de la grille retenue

Nombre de mailles verticales	4	Position	X/M
Nombre de mailles horizontales	4	1	1,6
Dimension des mailles verticales	4,5 cm	2	2,8
Dimension des mailles horizontales	4,5 cm	3	3,9
d	0,8 cm		
C_s	0,32		

G.2. Coefficient de solidité ou coefficient de transparence :

En premier lieu, lorsqu'une grille est conçue pour s'insérer dans la veine il convient de s'assurer qu'elle ne risque pas de déclencher de phénomène de blocage. Le calcul du coefficient de solidité C_S permet de vérifier le critère suivant :

$$C_S = \frac{d}{M} \left(2 - \frac{d}{M} \right) < 0,35 \quad (260)$$

Où d et M sont respectivement, le diamètre des barres, et la taille de la maille.

Le coefficient de transparence C_T est généralement défini comme le complémentaire du coefficient de solidité, c'est-à-dire :

$$C_T = 1 - C_S \quad (261)$$

G.3. Homogénéité de la turbulence du vent :

Chassaing [117] définit plusieurs zones dans le volume d'air suivant la grille (Figure 159). La première région traversée par l'écoulement est la zone d'établissement de la turbulence, dans laquelle se trouvent les trois positions de grille étudiées. Elle correspond à des rapports X/M inférieurs à 10. Où X est la distance à la grille et M sa taille de maille. Dans ce secteur, l'écoulement est encore très marqué par la traversée de la grille et la turbulence est fortement inhomogène et anisotrope. Au-delà, la deuxième région traversée par l'écoulement est appelée zone de dégénérescence. La turbulence y est relativement homogène, et son intensité diminue progressivement en s'éloignant de la grille.

Les mesures simultanées des composantes longitudinales et verticales du champ de vitesse du vent permettent de confirmer les propriétés de la zone d'établissement dans le cadre de la manipulation réalisée (Tableau 33). On observe ainsi que la sonde anémométrique se trouve dans une zone où la vitesse moyenne longitudinale de l'écoulement est plus petite que la vitesse moyenne de l'écoulement mesurée à grande distance de la grille où il est homogène (mesurée par le tube Pitot placé en sortie de veine). On remarque également que la moyenne de la composante verticale concomitante de la turbulence est localement non nulle. Compte tenu du

fait que le débit d'air dans la soufflerie est conservé, on peut en déduire que la turbulence verticale du vent n'est pas non plus homogène dans cette section de veine.

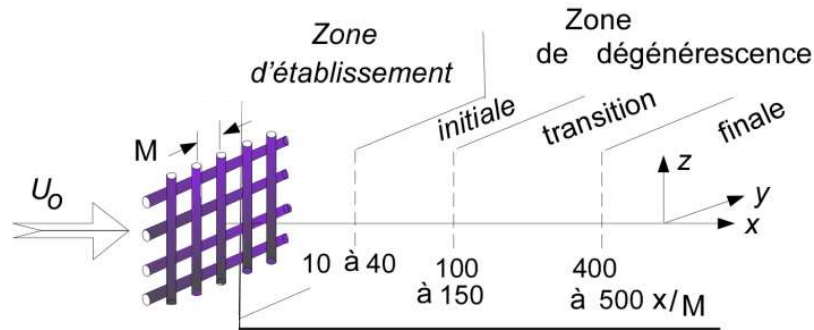


Figure 159. Zones de la turbulence, cours de P. Chassaing ENSEEIHT [118]

On appelle coefficient d'homogénéité C_{hom} le rapport des vitesses longitudinales moyennes respectivement au point de mesure et à une grande distance de la grille. La corrélation entre ce coefficient et la distance entre la grille et la sonde est représentée sur la Figure 160, où :

$$C_{hom} = \frac{\bar{U}}{U_{inf}} \quad (262)$$

Avec \bar{U} la vitesse moyenne calculée à partir des enregistrements collectés avec l'anémomètre à fils chauds, et U_{inf} la vitesse moyenne de l'écoulement largement en aval de la section de test, mesurée par une sonde Pitot. C_{hom} tend vers 1 lorsque l'inhomogénéité de la turbulence s'estompe, les variations moyennes verticales de vitesse du vent tendent alors également vers zéro. Les valeurs mesurées du coefficient d'homogénéité ne dépendent pas de la vitesse imposée dans la soufflerie, mais seulement de la position de la grille par rapport à la sonde.

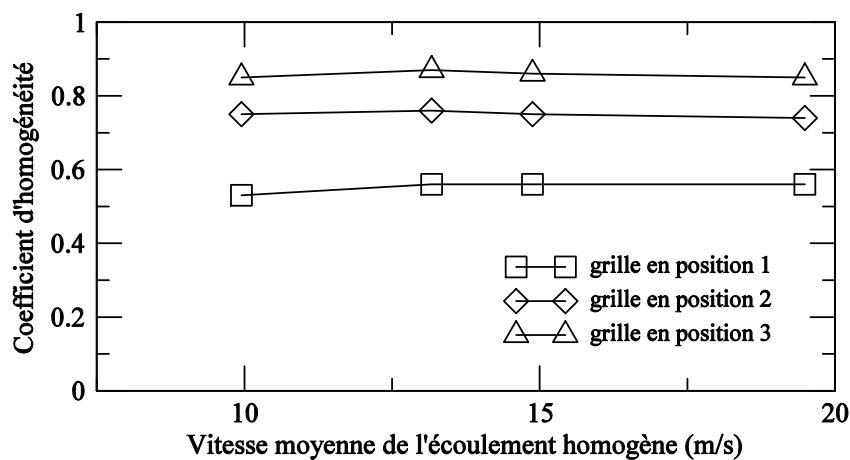


Figure 160. Coefficient d'homogénéité de la turbulence au niveau du bord d'attaque en fonction de la vitesse de l'écoulement homogène mesurée au tube Pitot à distance de la grille

G.4. Intensité de turbulence :

Plusieurs études [119] [120] [105] expérimentales s'intéressent à l'établissement de lois empiriques de la décroissance de l'intensité de turbulence en fonction de la distance à la source. Les intensités de turbulence longitudinale et verticales prennent alors la forme générale suivante :

$$I_u = \frac{\sigma_u}{U} = 1,2 \frac{\sigma_w}{U} = 1,2 I_w = \sqrt{A \left(\frac{X}{M} - \frac{X_0}{M} \right)^{-n}} \quad (263)$$

Il existe dans la littérature plusieurs paramétrages possible de ces lois, soit : $A = 0,033$ et $n \in [1,1 ; 1,3]$ dans [119], soit : $A = 0,044$ et $n = 1,25$ dans [120]. La distance de référence X_0 vaut quelques tailles de mailles de la grille (typiquement 3). En première intention, ces expressions empiriques de l'intensité de turbulence sont conçues pour l'étude du comportement de l'écoulement dans la zone de dégénérescence. Cependant, elles sont définies pour des distances à la grille supérieures à X_0 , c'est-à-dire généralement pour un rapport $X_0/M > 3$. Elles pourraient donc intégrer la description d'une partie de la zone d'établissement.

Les données expérimentales collectées (Tableau 33) permettent de calculer les propriétés statistiques du vent turbulent généré pour chacune des positions de la grille. Les intensités de turbulence mesurées sont tracées en fonction du rapport X/M , et de l'évolution empirique proposée par Comte-Bellot et Corrsin sur la Figure 161. Les points de mesures utilisés sont à la limite du champ de validité des lois empiriques de décroissance de l'intensité de turbulence proposées par [120]. En effet, seule la position 3 ($X/M = 3,9$) entre dans le champ de cette étude, et pour ce point la correspondance avec les résultats théoriques est parfaite. Les autres points de mesures sont situés trop près de la grille. Par ailleurs, compte tenu de cette observation, de la valeur du coefficient d'homogénéité pour une grille à la position 3, et de la valeur de la vitesse moyenne verticale concomitante (qui est quasiment nulle), il semble que la frontière de la zone de dégénérescence soit atteinte pour $X/M = 3,9$. Cela est compatible avec le domaine de définition de la loi de Comte-Bellot et Corrsin.

L'anisotropie de la turbulence peut être caractérisée par le rapport des intensités de turbulence I_u/I_w . En absence de données expérimentales il est d'usage de considérer qu'il vaut 1,2. En effet, la turbulence est généralement plus importante dans la direction longitudinale. Toutefois, dans le cas de la grille testée, ce coefficient évolue entre 1,04 et 1,5 et dépend de la position de la grille. En revanche, il ne dépend pas de la valeur du nombre de Reynolds (Tableau 33).

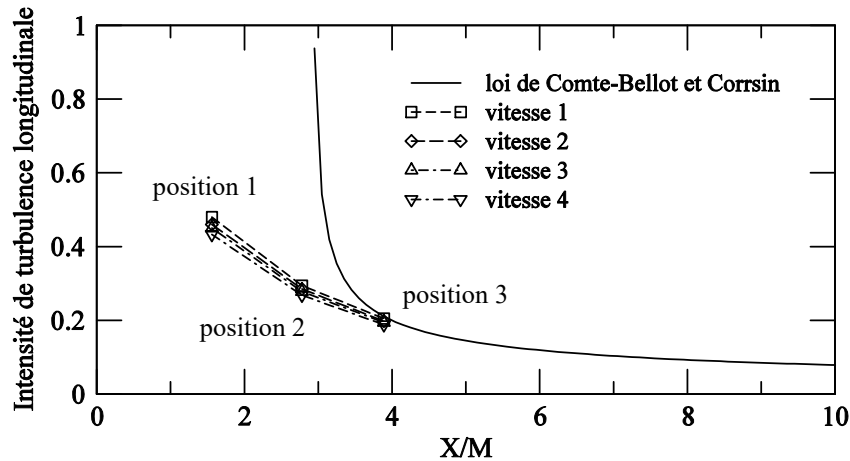


Figure 161. Intensité de turbulence longitudinale en fonction de la distance à la grille, loi empirique contre résultats de mesure

G.5. Echelles de turbulence :

Il existe également des lois empiriques qui permettent de déterminer les échelles spatiales de turbulences, qui sont une expression statistique des dimensions des tourbillons constituant la turbulence du vent. Par exemple, pour la composante longitudinale du vecteur vitesse du vent :

$$\frac{L_u^x}{M} = C \left(\frac{X}{M} - \frac{X_0}{M} \right)^m \quad (264)$$

$$\frac{L_u^y}{M} = \frac{L_u^z}{M} = \frac{C}{2} \left(\frac{X}{M} - \frac{X_0}{M} \right)^m$$

Avec, L_u^X et L_u^Y les échelles de turbulence longitudinales selon la direction de l'écoulement et perpendiculairement à la direction de l'écoulement. $C = 0,12$ et $m = 0,375$ les paramètres proposés par Comte-Bellot et Corrsin [105]. Dans le cas de la grille utilisée dans cette étude (Tableau 32), ces grandeurs caractéristiques sont largement inférieures aux dimensions des maquettes sectionnelles de tabliers de ponts testées dans la soufflerie (17,5 cm par 6 cm). Cela signifie donc que les maquettes sont simultanément touchées par de nombreux motifs turbulents (tourbillons, rafales, ...), aussi bien le long de leur envergure que selon leur corde.

Tableau 32. Echelles de turbulence générée par la grille en position 3

	L_u^x	L_u^z
$X/M = 3,9$	5,4 mm	2,7 mm

Tableau 33. Synthèse des données collectées sur le vent turbulent généré par la grille à différentes positions

Position 1 (7,5 cm)				
$\bar{U}_{inf} (m/s)$	9,89	13,1	14,9	19,42
$\bar{U} (m/s)$	5,28	7,39	8,38	10,96
$\bar{w} (m/s)$	0,317	0,175	0,140	0,109
C_{masque}	0,53	0,56	0,56	0,56
$\sigma_u^2 (m/s)^2$	6,43	11,67	14,36	22,55
$\sigma_w^2 (m/s)^2$	2,82	5,01	6,22	9,91
I_u	0,48	0,46	0,45	0,43
I_w	0,32	0,30	0,30	0,29
I_u/I_w	1,51	1,53	1,52	1,51

Position 2 (12,5 cm)				
$\bar{U}_{inf} (m/s)$	9,89	13,1	14,9	19,42
$\bar{U} (m/s)$	7,36	9,95	11,22	14,42
$\bar{w} (m/s)$	0,199	0,141	0,108	0,249
C_{masque}	0,74	0,76	0,75	0,74
$\sigma_u^2 (m/s)^2$	4,68	8,05	9,77	14,91
$\sigma_w^2 (m/s)^2$	3,66	6,16	7,58	11,75
I_u	0,29	0,28	0,28	0,27
I_w	0,26	0,25	0,25	0,24
I_u/I_w	1,13	1,14	1,14	1,13

Position 3 (17,5 cm)				
$\bar{U}_{inf} (m/s)$	9,89	13,1	14,9	19,42
$\bar{U} (m/s)$	8,49	11,40	12,83	16,47
$\bar{w} (m/s)$	-0,0042	-0,0382	-0,0142	-0,0929
C_{masque}	0,85	0,87	0,86	0,85
$\sigma_u^2 (m/s)^2$	3,02	5,08	6,20	9,58
$\sigma_w^2 (m/s)^2$	2,78	4,65	5,70	8,82
I_u	0,205	0,198	0,194	0,188
I_w	0,20	0,19	0,19	0,18
I_u/I_w	1,04	1,04	1,04	1,04

G.6. Contenu fréquentiel

La densité spectrale de puissance, qui s'obtient par la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation d'un signal instationnaire, est la caractéristique spectrale la plus utilisée de la turbulence du vent dans l'optique d'étudier ses effets sur les ponts. Elle est aussi bien utile, à établir l'expression statistique de leur réponse, qu'à simuler le profil temporel de vitesse d'un vent turbulent. Les travaux expérimentaux d'Amandolese [116] montrent que la forme générale des spectres de Von Karman est bien adaptée à la description spectrales de la turbulence du vent générée par des grilles en soufflerie aérodynamique. Une simple adaptation leur forme permet d'établir des lois empiriques de similitudes avec les résultats des mesures. La densité spectrale de puissance verticale développée par une grille dont les barreaux de section carrée sont de largeur d est alors estimée par l'expression suivante :

$$\frac{S_w(f)}{\sigma_w^2} = \frac{3d}{U} * \frac{1 + 188,45 \left(\frac{3fd}{2U}\right)^2}{\left(1 + 63 \left(\frac{3fd}{2U}\right)^2\right)^{\frac{11}{6}}} \quad (265)$$

Et sa densité spectrale de puissance longitudinale concomitante :

$$\frac{S_u(f)}{\sigma_u^2} = \frac{\frac{15fd}{2U}}{\left(1 + 80 \left(\frac{3fd}{2U}\right)^2\right)^{\frac{5}{6}}} \quad (266)$$

Cette densité spectrale de puissance verticale est tracée en fonction de la fréquence sur la Figure 162a, pour une vitesse de vent de 15 m/s.

Le terme traduisant l'effet de résonance à la fréquence propre de la structure, prévu par la théorie quasi-statique, est maximal lorsque le produit de la fréquence propre de la structure par la valeur de la densité spectrale de puissance du vent turbulent calculé à cette fréquence est maximal. Pour un système à un seul degré de liberté, en torsion par exemple, une représentation explicite de ce phénomène peut être obtenue en traçant le produit $f * S_w(f)$ en fonction de la fréquence réduite (Figure 162b). L'amplification dynamique se produit pour une fréquence de réponse de la structure très élevée, inatteignable en pratique, qui se situe sur le palier de la densité spectrale de puissance. Cela met en évidence la difficulté de reproduire expérimentalement à trop petite échelle un comportement réaliste des tabliers de ponts en situation de vent turbulent. On s'attend alors à obtenir une réponse en torsion de la maquette de faible amplitude, et cela bien que le vent soit énergétiquement chargé à la fréquence 11 Hz.

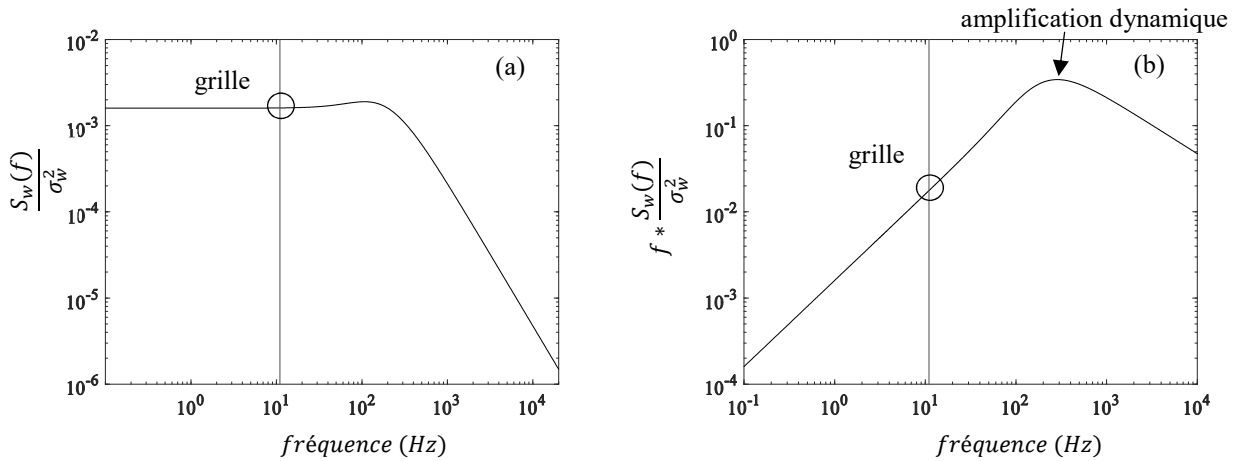


Figure 162. Densité spectrale de puissance théorique du vent turbulent généré par la grille

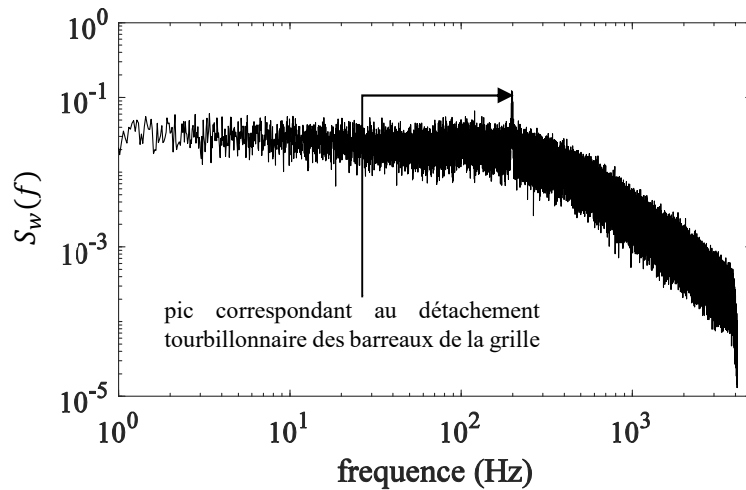


Figure 163. Densité spectrale de puissance expérimentale, position 1, $\bar{U} = 13,1 \text{ m/s}$

Le spectre du vent turbulent généré dans la soufflerie par la grille en position 1 pour une vitesse de vent moyen de $13,1 \text{ m/s}$ est tracé sur la Figure 163. Bien que sa forme générale coïncide bien avec les prévisions des lois empiriques, on observe un pic supplémentaire pour une fréquence explicitée dans le Tableau 34. Sachant que le Strouhal d'une section carré vaut approximativement $0,115$ [43], le relevé des fréquences des pics montre que ceux-ci sont causés par le détachement tourbillonnaire des barreaux de la grille (voir Tableau 34).

Tableau 34. Fréquences correspondant aux pics observés sur les décompositions spectrales de puissance du vent turbulent généré par les grilles en position 1

Vitesse moyenne (m/s)	9,8	13,2	14,9
Position du pic (Hz)	146	198	226
Nombre de Strouhal	0,12	0,12	0,12

H. Temporal response of a bridge deck subject to a wind gust

L'article qui suit a été soumis et présenté à la 15^{ème} conférence internationale de l'ingénierie du vent à Pékin en septembre 2019.

Temporal response of a bridge deck subject to a wind gust

A. Théodore ^{a,b}, P. Hémon ^a, X. Amandolese ^{a,c}

^a*LadHyX, Ecole polytechnique-CNRS, Palaiseau, France*

^b*CTOA-DTecITM, Cerema, Sourdun, France*

^c*LMSSC, Conservatoire National des Arts et Métiers, Paris, France*

ABSTRACT: Flexible structures such as cable-stayed bridges are subject to dynamic wind loads. These are usually divided into two categories, flutter which is a motion-induced load and buffeting, which is generally considered as an uncoupled load. When these two phenomena are intertwined, it becomes difficult to use spectral methods and time simulation represents a relatively new and better alternative. The present study focuses on a new time-delayed model for the motion-induced pitching moment which can be combined with the effect of a gust. The experimental validation in wind tunnel is provided where flexibly mounted deck sections are submitted to a single gust. Three typical sections, stable or unstable, are considered: the Millau bridge, the Tacoma bridge and the NACA-4412 section.

KEYWORDS: bridge, wind-engineering, temporal simulation, aeroelasticity, flutter, gust

1 INTRODUCTION

Aeroelastic design of bridges have been predominantly conducted in the frequency domain (1). Based on linear formulations of motion-dependent and buffeting loadings, spectral methods are generally sufficient for catching the critical parameters for the onset of flutter or calculating the variance of the dynamical response to a stationary turbulent wind. Nevertheless, spectral methods fail to reproduce neither transient behavior nor nonlinearities. Current challenges in wind engineering are to study nonlinear and transient behavior of structures (2-3), in order to describe effects of highly turbulent winds, or unusual topography effects (4). Because of the mentioned restrictions, these problems can only be solved using a time-dependent framework (5). Time domain analysis of bridge deck response conveniently combine different kinds of wind load including transient gusts effects. It can also take into account structural or aerodynamic nonlinearities (6-7). To account for delayed interaction between fluid and bridges, indicial function generalization can be used (8, 9), or measured (10). On the other hand, Nakamura studied the mechanism of flutter of bluff bodies depending on their aspect ratio and quasi-steady theory (11, 12). He highlighted that fluid memory effects are responsible for the onset of torsional flutter, and that quasi-steady approach generally fails to predict it.

A new and improved version of quasi-steady theory, which includes an additional time-delay component, is introduced. Based on experimental data, this upgraded model should cover fluid memory effects as well. The objective is to propose a time-dependent formulation of pitching moment which is able to reproduce dynamical behavior of a deck under steady and unsteady wind. Such a model has to describe both stable damped behavior and unstable torsional flutter phenomenon. It should also allow the insertion of nonlinearities. The study is restricted to the case of a single degree of freedom bridge deck system (Fig. 4), subject to a gust solicitation, see (Fig. 5), superimposed to steady wind conditions.

Usual wind design procedure requires the results of two different representation of wind forces that are combined to compute both the aeroelastic response to steady wind and the buffeting response of the structure (Fig. 1(a)). It is based on static and dynamic tests in wind tunnel. The

alternative approach proposed in this paper (Fig. 1(b)) involves the same kind of wind tunnel tests. It relies on a new formulation of aeroelastic forces where the amplitude is calibrated with static coefficients and on a time-delay computed through the flutter derivatives. Both experimental coefficients are well known to bridge engineering community. Compared to the indicial function approach identified with flutter derivatives that provides the same type of predictions (8, 9), the proposed formulation requires fewer calculations.

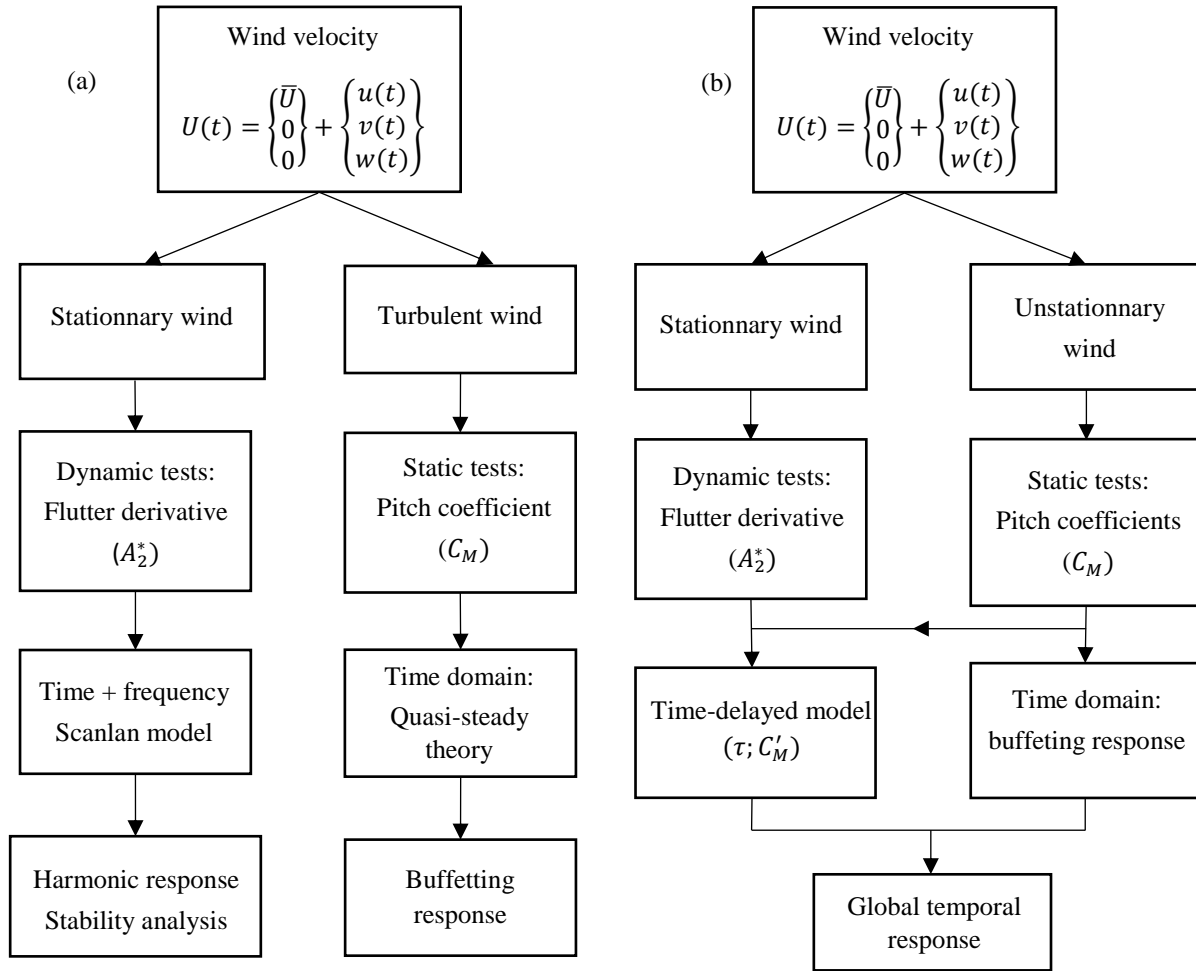


Figure 1 : usual bridges torsion design procedure (a) versus new time-delayed procedure (b)

2 WIND TUNNEL TESTS

2.1 Structural, aerodynamic and aeroelastic parameters

Details of the geometry of the cross sections of the model of the Millau viaduct and Tacoma bridge are shown in (Fig. 4). Reduced models are tested in an 18 cm square section wind tunnel. The obstruction coefficient in the vein does not exceed 6% for Millau and 8,5% for Tacoma, for an angle of attack of 10 degrees.

For the static wind tunnel tests, cross-sections are mounted on a force balance. The lift force and the pitching moment are measured for several angles of attack from -12 degrees to +12 degrees (Figs. 3-4). For the dynamic tests, the rigid bridge deck sections are flexibly mounted in pitch.

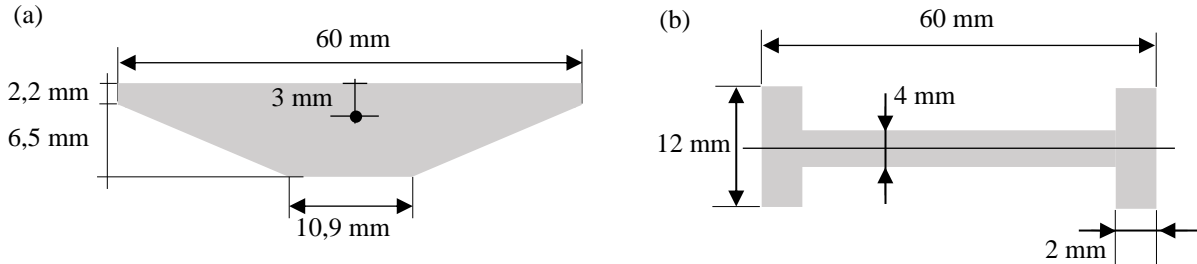


Figure 2 : (a) Millau reduced model scale: 1/460, (b) Tacoma reduced model scale: 1/200

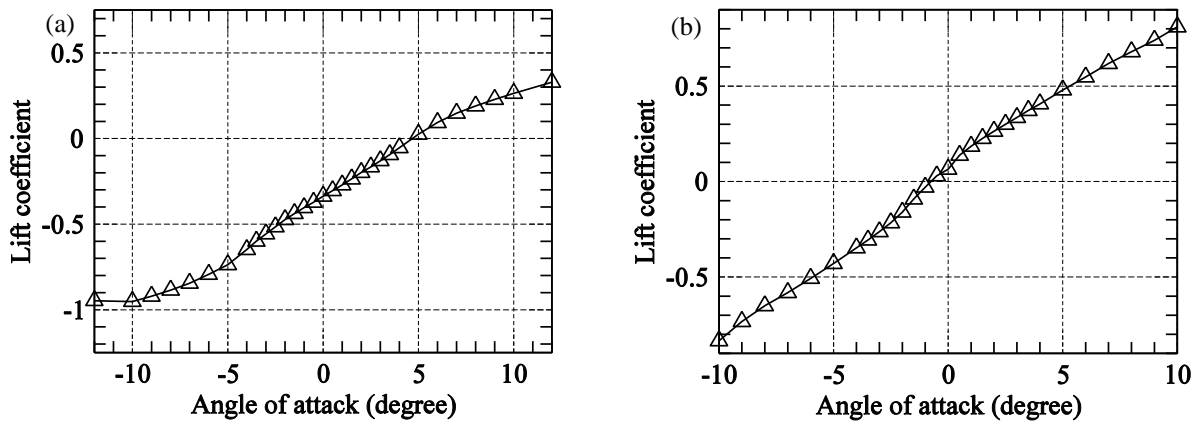


Figure 3 : Static lift coefficient C_z vs angle of attack, (a) Millau $Re=78\ 000$, (b) Tacoma $Re=70\ 000$

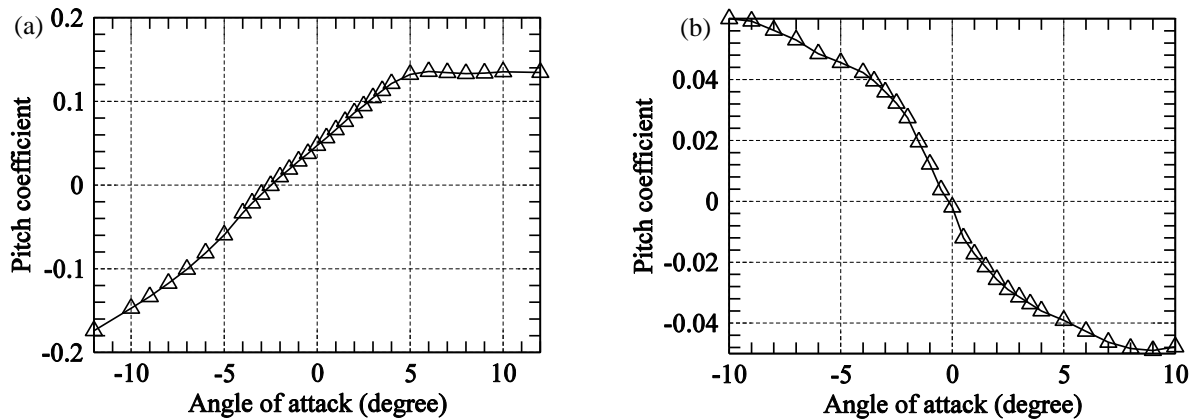


Figure 4 : Static pitch coefficient C_M vs angle of attack, (a) Millau $Re=78\ 000$, (b) Tacoma $Re=70\ 000$

Table 1 : Millau and Tacoma - slope of static force coefficients

Cross section	Millau	Tacoma
Reynolds number	78 000	70 000
C'_M	1,08	-0,86
C'_z	3,8	6,15

Table 2 : Dynamic test main parameters

	Natural frequency (Hz)	Structural reduced damping (%)
Millau	11,0	0,12
Tacoma	10,8	1,0

The pitch angle $\theta(t)$ is measured using a laser displacement sensor. Response frequencies of the systems are obtained by spectral analysis. Damping is measured during free decay tests. The structural stiffness k_θ , the reduced damping η_θ and the natural frequency ω_θ are identified without wind (see Table 2). Aerodynamic damping is obtained by subtracting structural damping (small, typically 0.15%) to the total damping measured under wind conditions. Values of flutter derivatives A_2^* versus reduced velocity result from this measurements (Fig. 5).

In order to get the largest consistency of the upcoming results, static and dynamic tests are performed with the same models, in the same wind tunnel, and for the same Reynolds numbers.

The slope of the Tacoma bridge pitching coefficient is negative while it is generally positive for stable structures such as the wings or the Millau viaduct (Table 2). The analysis of bridge flutter stability is generally based on the sign of the flutter derivative A_2^* . However, wind tunnel experiments and results from the literature show that sections with a positive A_2^* generally have a negative C'_M coefficient slope. From this experimental point of view, it seems possible to study the torsional stability of bridge decks, as it is done for some particular bluff body geometries.

2.2 Experimental and numerical gust simulation

Gusts are produced in the wind tunnel by a flap mounted upstream (Fig. 6), powered by an engine, so that its motion is perfectly replicable. Within the scope of this study two kinds of gusts with different time length are generated. They are respectively selected to obtain a duration of the perturbation about one period of the system under zero wind condition (case A), and half of this period (case B). The vertical component $w(t)$ of wind speed profile (Fig. 7) measured with hot wires can be fitted using Gaussian functions. Mean values of maximum and minimum amplitudes of vertical components computed from five distinct gust records are plotted versus wind velocity see (Fig. 8).

The simulated transient load due to the gust is written as in (2), using a Küssner's function φ integrated over the non-dimensional time $s = t \bar{U}/B$ in (Equ. 2). Duhamel's integral is calculated using the approximation of φ proposed by Jones (13) for an elliptic airfoil (Equ. 3). Note that the longitudinal component of the gust $u(t)$ does not appear in this model.

$$M_y^{gust}(t) = \frac{1}{2} \rho B^2 \bar{U}^2 C_M' \left[\varphi(0) \frac{w(s)}{\bar{U}} + \int_0^s \frac{w(\sigma)}{\bar{U}} \varphi'(s - \sigma) d\sigma \right] \quad (2)$$

$$\varphi(s) = 1 - 0,5e^{-0,26s} - 0,5e^{-2s} \quad (3)$$

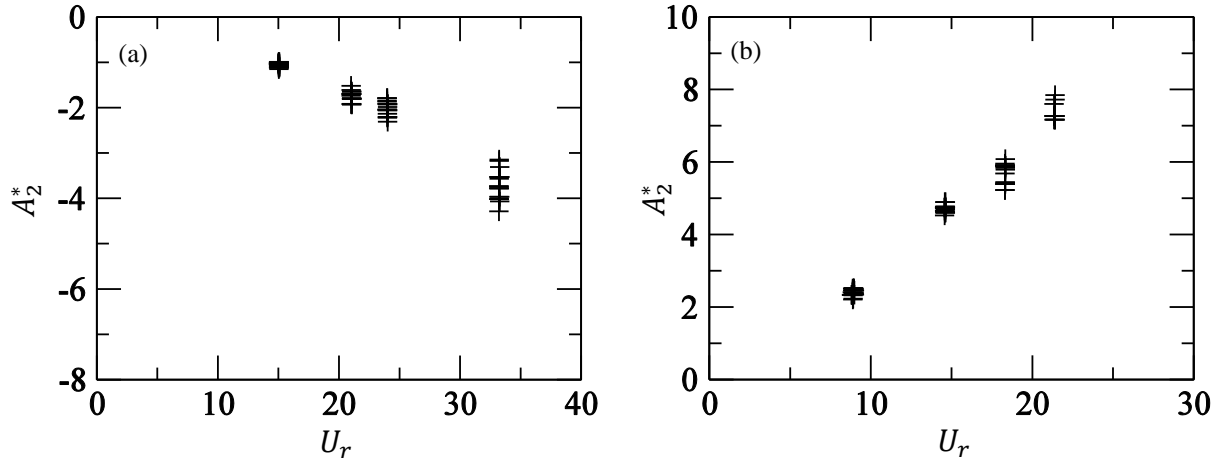


Figure 5: A_2^* flutter derivative vs reduced frequency - Millau (a), Tacoma (b)

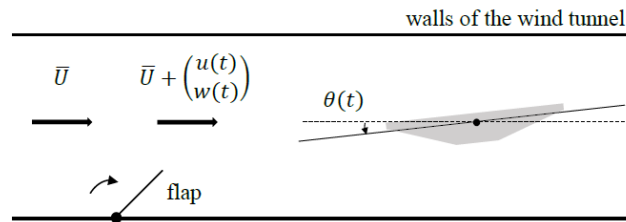


Figure 6 : wind tunnel flap setup

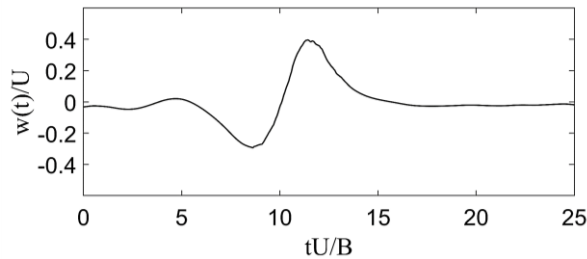


Figure 7: Gust velocity profile vs non-dimensional time

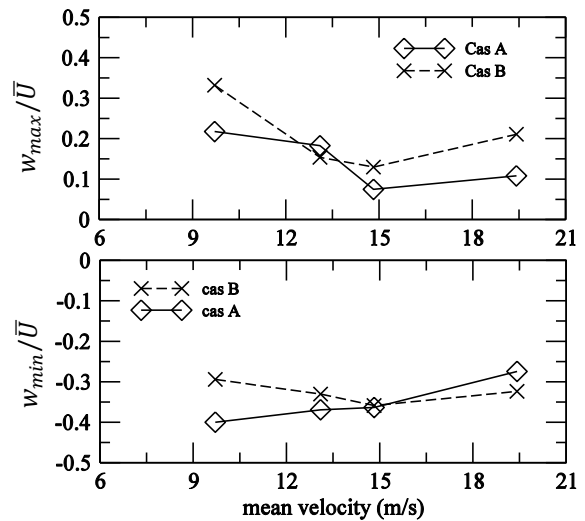


Figure 8: Gust amplitude vs mean velocity

3 NUMERICAL SIMULATION AND VALIDATION

3.1 Time-delayed pitching moment model

Quasi-steady approximation neglects fluid memory effects, which are important to predict torsional flutter of bluff bodies (11). Quasi-steady models are based on static aerodynamic coefficients measured in wind tunnel for different position of the bridge decks. They are measured on motionless structures so that the dynamic effect is missing. The time domain model presented here is a simple way to compensate this limit.

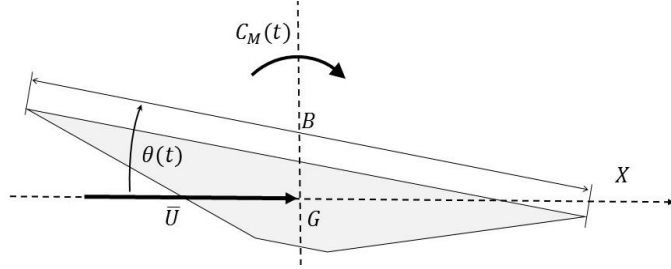


Figure 9: Studied configuration of bridge deck section

The simulated bridge deck section is flexible in pitch. While the rotation axis and gravity center are located at the mid-chord (Fig. 9), the system can be described by the equation of motion:

$$J_0 \ddot{\theta} + 2J_0 \eta_{\theta} \omega_{\theta} \dot{\theta} + k_{\theta} \theta = M_y^m(t) + M_y^{gust}(t), \quad (4)$$

where $J_0 = k_{\theta} / \omega_{\theta}^2$, M_y^m is the motion-induced moment and M_y^{gust} the gust-induced moment.

The motion-dependent load M_y^m is the key of the model. It is formulated thanks to a new time domain model inspired by quasi-steady theory, introducing the time delay τ relative to memory fluid effects (Equ. 5). The lag τ is the time taken by the flow to adapt itself to the new configuration induced by the movement of the bridge. It is similar to previous work achieved in the field of aeroelastic behavior of tube bundles (14) or in-line chimneys (15), where the time delay is introduced to take into account interactions between bodies as in Price & Païdoussis model (16). Delayed aerodynamic behaviors are also used in models of the dynamic stall flutter of airfoils. Leishman and Beddoes (17) developed semi-empirical model for dynamic stall based on a time-delay method where two different time delays are used. One represents the time during which the leading edge vortex process occurs. Stall delay appears in ONERA method as well (18).

$$M_y^m(t) = \frac{\rho \bar{U}^2 B^2}{2} C_M(t - \tau). \quad (5)$$

By including the slope of the pitching moment coefficient C'_M at low angle of attack, the motion-induced force can be linearized:

$$M_y^m(t) = \frac{\rho \bar{U}^2 B^2}{2} C'_M * \theta(t - \tau). \quad (6)$$

By assuming a periodic motion it is possible to link the time lag with the aerodynamic damping, and so with the so-called flutter derivative A_2^* (1). Introducing $\tau^* = \tau \bar{U} / B$ as the non-dimensional time-delay and the reduced velocity $U_r = \bar{U} / f B$ we obtain (Equ. 7):

$$A_2^* = -\frac{C'_M U_r^2}{4\pi^2} \sin\left(\frac{2\pi\tau^*}{U_r}\right). \quad (7)$$

Values of time-delay obtained from (Equ. 7), using A_2^* measured in wind tunnel, are plotted versus U_r in (Fig. 10). Note that in (Equ. 7) the coefficient C_M' is obtained also in wind tunnel by static tests. It is positive for the stable streamlined sections, Millau and NACA and negative for the Tacoma unstable section. An important result of (Fig. 10) is that the condition $\tau^*/U_r < 1/2$ remains valid, so that the sign of A_2^* is completely imposed by the sign of C_M' . This result is similar to the stability criterion established by Nakamura [11] on small aspect ratio bluff bodies.

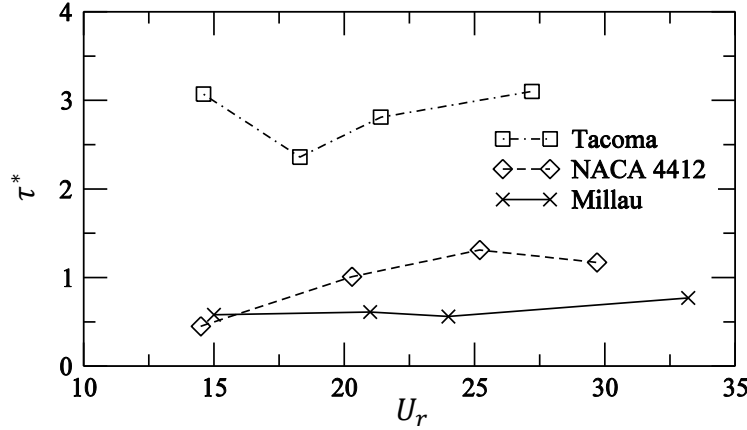


Figure 10: Non-dimensional time delay τ^* vs reduced velocity U_r

3.2 Physical interpretations of the time-delay parameter

Physically, the values of τ^* are connected with the adaptation delay of the flow to the bridge's motion. This may explain why, it is found that streamlined cross-sections (e.g. Millau or NACA) are characterized by smaller values of τ^* than bluff bodies (e.g. Tacoma) for which stalled flow is much more dominant.

Let $B/\bar{U} = T_{wind}$ be the fluid's characteristic time, required by a particle of fluid to travel across the bridge deck section. Then $\tau^* = \tau/T_{wind}$ is the ratio between the time-delay and the fluid travel time. It represents a time scale of the flow disturbances due to the obstacle. For the Millau deck, τ^* is lower than one, indicating that the time-delay is smaller than the fluid travel time. On the contrary, for the Tacoma bridge τ^* is about three, indicating that the time-delay is much greater than the fluid travel time. Observations show that unstable sections are characterized by time-delays longer than the fluid travel time, whereas the time-delays of stable sections are of the order of magnitude or smaller than the fluid travel time. But in either case, it is experimentally demonstrated that the variations of τ^* remain without influence on the flutter stability of the bridge decks, which is controlled only by the sign of C_M' .

The time delay τ^* can also be seen as a portion of the reduced velocity. If it is between zero and $U_r/2$, system is stable if $C_M' > 0$, and unstable if $C_M' < 0$. If it is between $U_r/2$ and U_r , system is unstable if $C_M' > 0$, and stable if $C_M' < 0$. Recall however that bridge decks belong to the first category.

Furthermore one can observe (Fig. 10) that some results obtained with Tacoma reduced model are close to the maximum value of aerodynamic damping which can be estimated through the proposed time-delay model, which is reached when $\tau^* = \tau_{lim}^* = U_r/4$. Indeed, when $U_r = 14.6$ then $\tau_{lim}^* = 3.65$, just larger than the value shown in (Fig. 10). The highest value (either positive or negative) of the corresponding flutter derivative is then $A_{2limit}^* = -C_M' U_r^2 / 4\pi^2$. This is

consistent with the fact that H-shape cross sections are known for having higher negative aerodynamic damping than other current bridge sections (1). Thus, despite this limitation, the time-delay model should be able to predict torsional behavior of most existing bridges, which are usually better profiled.

3.4 Results and comparison with wind tunnel tests

Finally, simulation of pitching motion is plotted simultaneously with the corresponding records of measurements in wind tunnel. Response accounts for both terms, movement and gust induced loads according to (Equ. 4). An example of simulated and measured motions of the Millau cross-section, subject to a gust excitation, is presented in (Fig. 11). Both transient and steady-state results are in good agreement with experiments. Indeed, amplitude of initial bump and damped decay are computed with a good accuracy.

Another example of simulated motion with the unstable cross-section of the Tacoma bridge subject to motion-dependent wind loads only is shown in (Fig. 12). Here the instability is triggered by residual wind tunnel turbulences after a short time. The behaviour at small angles of attack is in good agreement with the experiments. The differences appear at higher angles of attack, especially above 5 degrees, due to aerodynamic non-linearities. It may be noted that the implementation of a non-linear expression of the pitching coefficient in the model, instead of the linearized (Equ. 6), could significantly improve the simulation at larger amplitude of motion.

4 CONCLUSIONS

A new time delay approach of motion-induced forces shows good ability to calculate the torsional behavior of bridge decks subjected to a single gust versus time. The model requires classical experimental results already used in wind engineering, such as the static force coefficients and the flutter derivative A_2^* . A link between the non-dimensional time delay of the pitching moment is established with the aerodynamic damping, providing a physical meaning consistent with experimental results. Moreover, identification of a range of reduced velocity in which the time-delay is almost constant for a given deck cross-section seems possible. Direct relationship between the slope of pitch coefficient and the flutter stability is also established. This provides a useful design tool to the structural engineering community. The variance and the extreme values of the buffeting response of bridge decks are explored in an additional work which compares experimental results and time simulations.

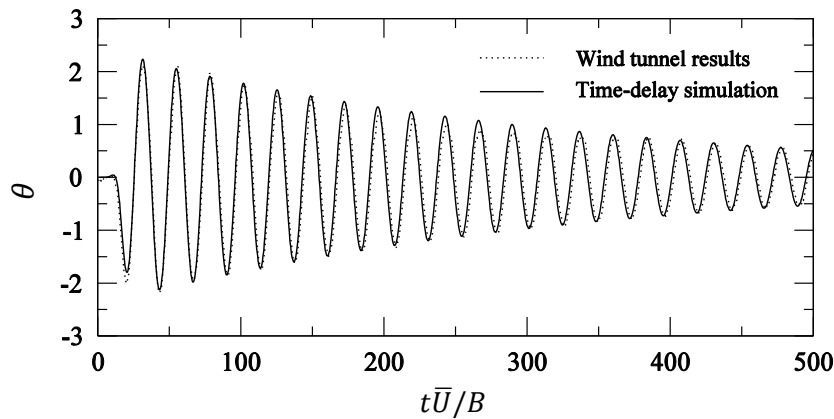


Figure 11: Response to a single gust versus non-dimensional time – Millau deck, gust case A, $U_r = 21$

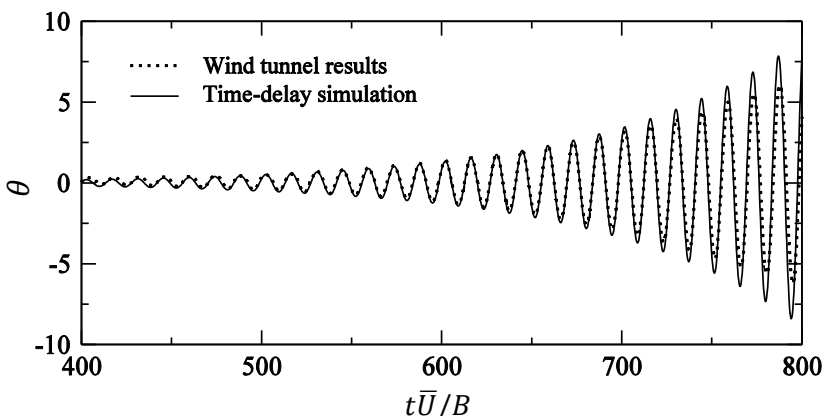


Figure 12: Response to steady wind versus non-dimensional time – Tacoma deck, $U_T = 14,6$

5 REFERENCES

- 1 R.H. Scanlan, J.J. Tomko, Airfoil and bridge deck flutter derivatives, J. Eng. Mech. Div., ASCE(1971) 1717-1737.
- 2 X. Amandolese, et al., The transient temporal response of a flexible bridge deck subjected to a single gust, J. of Comp. App. Math. 246 (2013) 153-160.
- 3 S. Manzoor, et al., On the aeroelastic transient behavior of a streamlined bridge deck section in a wind tunnel, J. Fluids Struct. 27 (2011) 1216-1227.
- 4 A.G. Davenport, Vulnerability of long span bridges to wind, IABSE congress report volume 15 (1996) 1031-1042.
- 5 X. Chen, A. Kareem, Aerodynamic analysis of bridges: effects of turbulence and aerodynamic nonlinearities, J. Eng. Mech. (2003) 885-895.
- 6 G. Diana et al., New numerical approach to reproduce bridge aerodynamic non-linearities in time domain, J. of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 96 (2008) 1871-1884.
- 7 H.Y. Farsani et al., Indicial functions in the aeroelasticity of bridge decks, J. Fluids Struct 48 (2014) 203-215.
- 8 X. Chen, et al., Time domain flutter and buffeting response analysis of bridges, J. Eng. Mech, (2000) 7-16.
- 9 L. Caracoglia, NP. Jones, Time domain vs. frequency domain characterization of aeroelastic forces for bridge deck sections, J. of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 91 (2003) 371-402.
- 10 S. Miranda et al., Indicial function and flutter derivative: a generalized approach of the motion related wind loads, J. Fluids Struct 42 (2013) 466-487.
- 11 Y. Nakamura, T. Mizota, Torsional flutter of rectangle prisms, J. Eng. Mech. 101 (1975) 125-142.
- 12 Y. Nakamura, On the aerodynamic mechanism of torsional flutter of bluff structures, J. of Sound and Vibration 67 (1979) 163-177.
- 13 Y.C. Fung, An introduction to the Theory of aeroelasticity, Dover, New York, 1993.
- 14 P. Hémon, An improvement of the time delayed quasi-steady model for the oscillations of circular cylinders in cross-flow, J. Fluids Struct. 13 (1999) 291-307.
- 15 M-T. Bourdeix, et al., Wind induced vibrations of chimneys using an improved quasi-steady theory for galloping, J. of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 74-76 (1998) 785-794.
- 16 S. J. Price, M. P. Paidoussis, An improved mathematical model for the stability of cylinder rows subject to cross flow, J. of Sound and Vibration 97 (1984) 615-640.
- 17 J. G. Leishman, T. S. Beddoes, A semi-empirical model for dynamic stall, J. of the American Helicopter Soc. 34 (1989) 18-29.
- 18 K. W. McAlister et al., Application of the ONERA model of dynamic stall, NASA technical paper 2399 (1984), report 84-A-3.



Titre : Actions du vent sur les ouvrages souples dans le domaine temporel.

Mots clés : ponts, ingénierie du vent, simulations temporelles, aéroélasticité, flottement, rafales.

Résumé : Les structures flexibles telles que les ponts à haubans sont soumises aux effets dynamiques du vent. Ceux-ci sont habituellement divisés en deux catégories, les flottements qui induisent une réponse couplée avec le mouvement et l'excitation par la turbulence qui est généralement traitée comme découplée du mouvement. Lorsque ces deux phénomènes s'entremêlent, il devient délicat d'employer les méthodes spectrales usuelles. Les modèles temporels représentent alors une alternative intéressante.

L'enjeu majeur consiste à simuler le flottement de décrochage en torsion par amortissement ajouté. Or ce phénomène, notamment mis en cause dans l'accident du pont de Tacoma, est encore aujourd'hui central lors de la conception des ouvrages d'art.

Cette étude s'articule autour du développement d'une nouvelle formulation temporelle du moment de tangage induit par le mouvement, qui a la particularité de facilement se combiner avec les représentations instationnaires des effets du vent fluctuant. La construction du nouveau modèle aéroélastique repose sur l'introduction d'un temps de retard entre la position instantanée du tablier étudié et les efforts aérodynamiques.

La validation du modèle est assurée par des essais en soufflerie. Ils sont réalisés avec des maquettes sectionnelles élastiquement supportées soumises aux effets du vent moyen, ceux d'une rafale, ainsi qu'à ceux d'un vent fortement turbulent. Trois sections types, stables ou instables, sont considérées : le pont de Millau, le pont de Tacoma et une aile NACA-4412.

Title : Wind actions on flexible structures in the time domain.

Keywords : bridge, wind-engineering, temporal simulation, aeroelasticity, flutter, gust.

Abstract : Flexible structures such as cable-stayed bridges are subject to dynamic wind loads. These are usually divided into two categories, flutter which is a motion-induced load and buffeting, which is generally considered as an uncoupled load. When these two phenomena are intertwined, it becomes difficult to use spectral methods and time simulation represents a relatively new and promising alternative.

The most difficult challenge is to simulate the torsional stall flutter caused by additional damping. However, this phenomenon, which was responsible for the collapse of Tacoma narrow bridge, is still central to the design of civil engineering structures.

This study is based on the development of a new temporal formulation of the motion-induced pitch moment, which can be easily combined with representations of the unsteady effects of wind. The construction of the new aeroelastic model is based on the introduction of a time delay between the instantaneous position of the studied deck and the aerodynamic forces.

The validation of the model is provided by wind tunnel tests. They are carried out with elastically supported sectional models, subject to the effects of a steady wind, those of a gust, as well as those of a highly turbulent wind. Three sections are considered, stable or unstable: the Millau Bridge, the Tacoma Bridge and a NACA-4412 airfoil.