



HAL
open science

Modélisation de la turbulence atmosphérique en vue de l'étude du chargement aérodynamique des structures soumises aux effets du vent

Grégory Turbelin

► **To cite this version:**

Grégory Turbelin. Modélisation de la turbulence atmosphérique en vue de l'étude du chargement aérodynamique des structures soumises aux effets du vent. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université d'Evry Val d'Essonne, 2000. Français. NNT: . tel-02359884

HAL Id: tel-02359884

<https://univ-evry.hal.science/tel-02359884>

Submitted on 12 Nov 2019

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ D'EVRY VAL D'ESSONNE
U.F.R. DE SCIENCES ET TECHNOLOGIE

Thèse de doctorat

Spécialité :

Sciences Mécaniques

Présentée par :

Grégory TURBELIN

le 14 janvier 2000

Pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université d'Evry Val d'Essonne

Titre :

**Modélisation de la turbulence atmosphérique en vue de
l'étude du chargement aérodynamique des structures
soumises aux effets du vent**

Devant le jury constitué de :

M. René Jean **GIBERT**, Directeur de thèse

M. Olivier **DAUBE**, Président

M. Jean-Paul **CALTAGIRONE**, Rapporteur

M. Jean-François **SINI**, Rapporteur

M. Christian **CREMONA**, Rapporteur

M. Jean-Paul **MAGNAUD**, Examineur

M. Arnault **MONAVON**, Examineur

CENTRE D'ETUDES DE MÉCANIQUE D'ÎLE DE FRANCE
40 RUE DU PELVOUX
91020 EVRY CEDEX

Bien sûr, si l'on ne se fonde
Que sur ce qui saute aux yeux,
Le vent semble une brut' raffolant de nuire à tout l'monde.
Mais une attention profonde
Prouv' que c'est chez les fâcheux
Qu'il préfèr' choisir les victim's de ses petits jeux !

Georges Brassens, Le vent

A Carole

Remerciements

Je souhaite tout d'abord remercier Monsieur René Jean Gibert qui m'a accueilli au Centre d'Etudes de Mécanique d'Ile de France (CEMIF) et qui a dirigé ce travail. Je lui suis reconnaissant pour ses conseils, qui m'ont permis d'orienter ma thèse aux moments clés, pour le suivi de mon travail, et pour sa grande compétence qui m'a donné le goût de la recherche durant ces années.

Je remercie Olivier Daube pour son soutien et pour l'intérêt qu'il a bien voulu porter à ce travail en acceptant de présider le Jury.

J'exprime mes sincères remerciements à Messieurs Jean-Paul Caltagirone, Christian Crémona et Jean-François Sini pour l'intérêt porté à ce mémoire et pour avoir accompli le lourd travail de rapporteur. Leurs remarques et leurs conseils ont contribué à l'amélioration de ce travail.

Je tiens tout particulièrement à exprimer ma reconnaissance à Jean-Paul Magnaud et à Arnault Monavon. Leurs grandes compétences, leur disponibilité, leur aide et leurs conseils m'ont été précieux et ont permis à cette thèse d'aboutir.

Je tiens également à remercier, dans ces quelques lignes, Michel Grignon pour son soutien et pour la sympathie dont il a fait preuve à mon égard durant ces années.

Enfin, pour l'ambiance de travail et occasionnellement pour les parties de foot acharnées, j'adresse un amical salut à tous ceux que j'ai rencontré durant ces quelques années passées au CEMIF.

Résumé

L'objectif de notre travail de thèse est de modéliser numériquement la turbulence atmosphérique afin d'étudier l'action aérodynamique du vent sur les ouvrages de génie civil. L'analyse développée est bidimensionnelle et doit permettre, en vue d'une étude vibratoire, d'identifier les principaux mécanismes qui interviennent lorsque le vent aborde transversalement une structure élancée, non profilée.

L'approche consiste à assimiler le vent à un écoulement de fluide incompressible régi, dans la couche limite atmosphérique, par les équations de Navier-Stokes et à représenter la turbulence à l'aide d'un modèle du premier ordre. Les principaux paramètres pris en compte sont la rugosité des sols, la topographie, la présence d'obstacles et/ou le développement de grosses structures tourbillonnaires.

Le problème est traité avec le code de calcul par éléments finis CASTEM 2000, dans lequel des procédures spécifiques, telles des fonctions de paroi basées sur la notion de longueur de rugosité, ont été implantées. Des calculs de validation, portant sur des cas tests significatifs, montrent que le modèle k-epsilon standard est incapable de modéliser des écoulements instationnaires sur des sites non homogènes, en présence de tourbillons organisés, alors que le modèle RNG k-epsilon, plus élaboré, est adapté à ce type d'écoulements complexes.

Ce dernier modèle est donc utilisé pour étudier les phénomènes rencontrés lorsqu'une rafale aborde une structure élancée. Pour des sections non profilées, les limitations de l'approche quasi-statique, généralement utilisée pour représenter les efforts aérodynamiques exercés par le vent turbulent, sont mis en évidence. Dans ce cas, on suggère que les effets de la turbulence, générée par la structure elle-même, doivent être pris en compte au travers de fonctions d'admittance modifiées. On montre que la forme de ces fonctions dépend explicitement de la création de poches de décollement et de la présence de grosses structures tourbillonnaires dans le sillage de l'obstacle.

Mots clefs

Action du vent sur les structures - Couche limite atmosphérique - Turbulence atmosphérique - Modèles de turbulence - RNG k-epsilon - Méthode des éléments finis

Abstract

The aim of this thesis is to compute atmospheric turbulent flows in order to study aerodynamic effects induced by the wind on civil engineering structures. A two-dimensional analysis has been carried out to provide a description of the phenomena involved when the wind acts on a bluff body elongated in the across wind direction.

In the discussion, the wind has been assumed as an incompressible turbulent flow governed, in the atmospheric boundary layer, by the Navier-Stokes equations. The turbulent stresses have been determined by a first order turbulence model. The key parameters that have been taken into accounts are the surface roughness, the topogaphy, the obstructions and/or the development of large-scale organised vortices.

The computational procedure has been performed with a finite-element software, CASTEM 2000, in which some uncommon methodology, like wall-functions based upon roughness length concept, have been incorporated. Validation tests have been performed for well-known practical cases. The results show that the standard k-epsilon turbulence model is unable to simulate unsteady flows over changing terrains, with organised vortices. The more sophisticated RNG k-epsilon model appears to be more adapted to this kind of complex flows.

Therefore, the latter model has been used to improve analytic formulations of buffeting forces. The existing quasi-steady formulation, commonly used in buffeting analysis, shows its limitations in the case of bluff bodies gust entry. A new approach is suggested which includes, through modified admittance functions, the turbulence induced by the structure itself. It has been found that the shape of these functions depends on both the creation of separation bubbles and the formation of vortices in the wake of the body.

Keywords

Wind action on structure - Atmospheric boundary layer - Atmospheric turbulence - Turbulence models - RNG k-epsilon - Finite element method

Table des matières

Introduction générale	1
1 Etude préliminaire - Bibliographie	7
1.1 Le vent dans les basses couches de l'atmosphère	7
1.1.1 Les mouvements de l'air atmosphérique	7
1.1.2 Le vent dans la couche limite atmosphérique	9
1.1.3 Modèle de variation du vent sur un site homogène	17
1.1.4 Modèle de variation du vent sur un site non homogène	20
1.2 Action du vent sur les constructions	25
1.2.1 Effets du vent sur les structures	25
1.2.2 Modélisation des forces aérodynamiques	26
1.2.3 Limitations des modèles empiriques	34
2 Modélisation de la turbulence atmosphérique	38
2.1 Modélisation du vent	38
2.1.1 Equations du mouvement	38
2.1.2 Résolution des équations du mouvement	40
2.1.3 Equations moyennées	41
2.2 Choix d'un modèle de turbulence	44
2.2.1 Modèles du premier ordre	44
2.2.2 Modèles du second ordre	47
2.2.3 Quel niveau de modélisation adopter?	47
2.2.4 Modèle RNG $k - \epsilon$	48
2.3 Modélisation des effets de surface	52
2.3.1 Rappel des lois empiriques	52
2.3.2 Définition des lois de paroi	56
3 Approche numérique	60
3.1 Formulation du problème discret	60
3.1.1 Méthodes de discrétisation	60
3.1.2 Méthode utilisé	61
3.2 Résolution du problème discret	64
3.2.1 Algorithme de résolution	64
3.2.2 Stabilité du schéma	65
3.2.3 Conditions aux limites	65

3.3	Modélisation d'écoulements turbulents	66
4	Validation sur des écoulements de référence	72
4.1	Les Cas tests	73
4.1.1	Description et objectifs	73
4.1.2	Traitements physiques et numériques	74
4.2	Écoulement au dessus d'une colline analytique	75
4.2.1	Généralités sur l'écoulement	75
4.2.2	Description de l'écoulement	75
4.2.3	Les calculs	76
4.2.4	Résultats	78
4.2.5	Comparaison avec la littérature	80
4.2.6	Bilan du calcul	81
4.3	Écoulement autour d'un cylindre de section carrée	89
4.3.1	Généralités sur l'écoulement	89
4.3.2	Description de l'écoulement	89
4.3.3	Les calculs	90
4.3.4	Résultats	91
4.3.5	Comparaison avec la littérature	93
4.3.6	Bilan du calcul	94
4.4	Écoulement après un changement de rugosité	99
4.4.1	Généralités sur l'écoulement	99
4.4.2	Description de l'écoulement	99
4.4.3	Les calculs	99
4.4.4	Résultats	101
4.4.5	Bilan du calcul	103
5	Application au calcul d'efforts aérodynamiques	110
5.1	Efforts dus aux rafales	111
5.1.1	Approche quasi-statique	111
5.1.2	Fonctions indicielles	111
5.1.3	Fonctions d'admittance aérodynamique	112
5.2	Efforts dus à la signature turbulente	113
5.2.1	Turbulence générée par la structure	113
5.2.2	Approche globale	114
5.3	Modélisation des efforts aérodynamiques	114
5.3.1	Cas des structures profilées	114
5.3.2	Cas des structures non profilées	115
5.4	Rôle des fonctions indicielles de l'effet rafale	115
5.4.1	Cas d'un profil d'aile	116
5.4.2	Cas des structures non profilées	118
5.4.3	Identification de fonctions indicielles	118
5.5	Validation sur un profil d'aile NACA0012	120
5.5.1	Section étudiée	120

5.5.2	Le calcul	121
5.5.3	Résultats	123
5.6	Application à des sections rectangulaires	128
5.6.1	Sections étudiées	128
5.6.2	Les calculs	128
5.6.3	Résultats	129
5.6.4	Analyse	131
5.7	Application à des tabliers de pont	149
5.7.1	Sections étudiées	149
5.7.2	Les calculs	149
5.7.3	Résultats et analyses	150
Conclusion générale		161
A Estimation de la vitesse du vent		167
A.1	Echelle Beaufort	167
B Théorie de Kolmogorov		169
B.1	Cascade énergétique	169
B.2	Première hypothèse	169
B.3	Seconde hypothèse	170
C Compléments sur l'approche quasi-statique		171
C.1	Prise en compte des mouvements propres de la structure	171
C.2	Prise en compte de l'inclinaison de la structure	171
C.3	Prise en compte d'une attaque oblique	172
D Etude de la convergence		173
D.1	Convergence en temps	173
D.2	Convergence en maillage	173
Bibliographie		176

Introduction générale

Généralités

A l'image du pont de Normandie, qui enjambe l'estuaire de la Seine sur une longueur de $856m^1$, la constante amélioration des matériaux et des méthodes de calculs a rendu possible la maîtrise technologique de structures de génie civil de plus en plus légères et élancées. Mais, vu leurs dimensions, ces structures présentent l'inconvénient d'offrir une extrême sensibilité aux sollicitations extérieures et doivent, de ce fait, relever un défi majeur : résister au vent. En effet, une structure souple, de type tablier de pont, est soumise, sous l'effet du vent, à des phénomènes vibratoires qui peuvent se classer en trois grandes familles : ceux induits par la turbulence du vent, ceux générés par le détachement tourbillonnaire et ceux qui résultent des forces auto-entretenues induites par les mouvements de la structure.

Vibrations induites par la turbulence du vent

Dans les basses couches de l'atmosphère, le vent est un écoulement d'air turbulent qui induit, sur les structures qu'il rencontre, un champ de force fluctuant. Ce dernier provoque des vibrations aléatoires dont le niveau peut s'avérer excessif [Soize (1977)]. Des travaux entrepris dans les années soixante, sous l'impulsion du professeur canadien A.G. Davenport, ont conduit à établir des méthodes de calculs qui permettent de caractériser ce type de comportement dynamique (Buffeting Response, en anglais), sans avoir recours à des essais en soufflerie. Ces méthodes, que l'on retrouve aujourd'hui dans la majorité des codes de calculs, sont basées sur la théorie de la réponse aléatoire d'un système linéaire [Gibert (1988)]. Elles consistent à assimiler la structure à un système vibrant, caractérisé par un ou plusieurs modes, excité par un processus aléatoire spatio-temporel représentant les fluctuations de vitesse du vent. Connaissant les caractéristiques statistiques de l'excitation (valeur moyenne, écarts types, densités spectrales, fonctions de corrélation spatiale) ces méthodes permettent d'obtenir les caractéristiques statistiques de la réponse dynamique de la structure .

1. Le pont de Normandie, inauguré en janvier 1995, relie les villes de Honfleur et du Havre (France). Cet ouvrage, dont la travée centrale culmine à une hauteur de $60m$, pour ne pas gêner la navigation fluviale, est soutenue par deux pylônes, hauts de $275m$, qui supportent chacun 46 paires de haubans. La conception et la construction d'un pont haubané d'une telle portée, en baie de Seine, dans une zone soumise aux vents marins et terrestres, a nécessité des études approfondies, représentatives des méthodes actuellement utilisées pour étudier les actions du vent sur les structures de génie civil [Davenport (1993), Biétry et Grillaud (1994)].

Vibrations induites par l'échappement tourbillonnaire

Dans le sillage de tout corps allongé, non profilé, soumis au vent, on observe des tourbillons qui se détachent alternativement d'un côté de la structure, puis de l'autre. Ce phénomène de détachement tourbillonnaire induit une force périodique qui génère un comportement oscillatoire, perpendiculairement à la direction du vent. Ce dernier peut devenir dangereux si la fréquence de l'excitation coïncide avec une fréquence propre de la structure. Des méthodes de calculs, ou des essais en soufflerie, permettent d'étudier la réponse dynamique des structures sous l'effet de ce phénomène. Notons, également, qu'il est possible d'atténuer ce type d'oscillations, en augmentant l'amortissement de la structure, ou de les faire disparaître, en adoptant des techniques de conception particulières [Biétry (1995)].

Vibrations induites par les phénomènes aéroélastiques

D'autre part, les phénomènes aérodynamiques et le comportement dynamique de la structure interagissent : la structure en oscillation perturbe l'écoulement du vent et par conséquent les forces générées sur elle-même. Il en résulte des phénomènes complexes, dits aéroélastiques, qui peuvent engendrer des instabilités de flottement et conduire à la ruine de la structure. Dans la pratique, ces effets sont étudiés indépendamment des précédents lors d'essais en soufflerie. Ces derniers visent notamment à déterminer la vitesse du vent pour laquelle des oscillations auto-entretenues de flottement apparaissent [Szechenyi (1995)]. Dans ce mémoire, nous ne développerons pas l'étude de ces phénomènes, mais nous signalons que le traitement combiné de la stabilité aéroélastique et de la réponse au vent turbulent fait actuellement l'objet de nombreux travaux [Patron-Solares et Crémona (1997)].

Pour se prémunir des effets aéroélastiques, les coefficients nécessaires à des calculs prévisionnels peuvent être identifiés à partir d'expériences en soufflerie sur des maquettes de section de la structure. A l'aide de ces coefficients, on peut étudier la stabilité aéroélastique de la structure et ainsi choisir une géométrie adaptée. En revanche, *pour prévoir son comportement vibratoire sous l'action de la turbulence, une modélisation préalable de la source d'effort engendrée par le vent est nécessaire. C'est cette modélisation qui intéresse notre travail.*

Problématique

Le champ de force induit par le vent, qui s'exerce sur les parois d'une construction, comporte une composante moyenne, qui traduit l'aspect permanent du vent, et une composante fluctuante qui reflète la nature turbulente du vent. Chacune de ces composantes dépend de la turbulence du vent incident, de sa vitesse, de la turbulence engendrée par la structure elle-même (signature turbulente), de la forme de la structure et de son environnement proche. Aussi, pour caractériser les efforts exercés par le vent sur un ouvrage donné, il s'agit

- d'identifier les caractéristiques des vents qui agissent sur l'ouvrage,
- d'étudier l'influence de l'environnement sur ces caractéristiques,
- de déterminer les caractéristiques aérodynamiques de l'ouvrage,

- de modéliser les efforts aérodynamiques exercés par le vent.

Confrontés à ces différents impératifs, les ingénieurs de génie civil doivent :

- effectuer une analyse statistique des données météorologiques de la région concernée, pour obtenir des données de référence (récurrence de vents forts, directions dominantes),
- étudier les caractéristiques propres du site d'implantation, pour réaliser un recalage expérimental ou empirique de ces données (influence de la rugosité et de la topographie sur la vitesse moyenne),
- réaliser des essais en soufflerie, pour déterminer les caractéristiques aérodynamiques de la structure (coefficients adimensionnels de traînée, portance, moment)
- utiliser des modèles empiriques pour caractériser les efforts instationnaires qui s'exercent sur l'ouvrage.

Toutes ces investigations permettent une étude approfondie de l'action aérodynamique du vent sur les structures [Simiu et Scanlan (1986)]. Ces dernières années, l'étude numérique de l'action du vent sur les structures (en anglais, Computational Wind Engineering ou CWE) est venue compléter cette approche [Rodi (1995)]. Cette discipline, qui s'appuie sur la théorie générale des écoulements turbulents, a pour objectif de représenter numériquement le vent à l'aide de techniques issues de la mécanique des fluides numérique (Computational Fluid Dynamic ou CFD) [Murakami (1997)]. Dans ce contexte, dès l'élaboration des projets, la CFD permet :

- le calcul rapide de certaines grandeurs physiques utilisées par les concepteurs (coefficients aérodynamiques),
- l'évaluation d'un nombre important de choix techniques (optimisation),
- l'accès à la compréhension des phénomènes physiques rencontrés (relations entre forme de l'ouvrage, distribution de pression pariétale, signature turbulente...).

Aussi, ce moyen d'investigation est de plus en plus souvent utilisé, en complément de l'approche traditionnelle, par les industriels. Ces derniers, pour améliorer les processus de conception, ont besoin d'outils fiables et performants, ni coûteux ni complexes, capables de représenter les principaux phénomènes physiques rencontrés. *Sachant que le vent se situe entièrement dans le régime des écoulements incompressibles, turbulents, à basse vitesse, et que les structures à traiter, non profilées, produisent localement des écoulements détachés, un compromis concernant le niveau de description à adopter doit être trouvé.* Dans ce travail, nous proposons d'étudier les outils mis à notre disposition par la CFD pour modéliser, sur un site donné, les efforts aérodynamiques induits par le vent sur des structures allongées.

Objectifs

Notre travail de thèse s'inscrit dans le domaine que nous venons de mentionner. Les objectifs que nous nous sommes fixés peuvent être résumés par les points suivants :

- Acquérir, au travers d'une revue bibliographique, une connaissance du "phénomène vent",

être capable de prévoir la variation de ses caractéristiques en fonction de la nature de l'environnement proche (topographie, obstacles naturels et artificiels, nature du sol, rugosité), analyser les méthodes qui permettent de les relier aux efforts aérodynamiques.

- Rechercher un modèle numérique capable, à la fois, de prédéterminer la variation du vent sur un site donné, de représenter des écoulements atmosphériques autour d'ouvrages et d'estimer les efforts instationnaires exercés par le vent. Ce modèle doit être peu coûteux en temps de calcul, en vue d'une application industrielle, et doit être capable de prendre en compte les données expérimentales ou empiriques disponibles actuellement.
- Appliquer ce modèle et calculer les efforts aérodynamiques qui s'exercent sur des structures élancées, de type "tablier de pont", placées dans un écoulement transversal turbulent (le vent). Utiliser ces résultats pour compléter la théorie existante.

Organisation du rapport

Dans le premier chapitre, nous présentons le "phénomène vent", ses origines, sa nature. Nous limitons notre étude à la couche limite atmosphérique, qui est la partie de l'atmosphère directement en contact avec la surface terrestre, dans laquelle le vent interagit avec les constructions. Nous introduisons la notion de turbulence puis nous exposons, à l'aide d'exemples, les modèles utilisés, dans cette région, pour représenter le vent. Ensuite, après avoir mis en évidence les phénomènes introduits par la non-homogénéité des terrains, nous analysons les modèles utilisés pour représenter les efforts exercés par le vent. Nous décrivons, en particulier, le modèle quasi-statique et la notion de fonctions indicielles qui permet de prendre en compte l'instationnarité de ces efforts.

Nous consacrons le second chapitre à l'étude du vent en tant qu'écoulement de fluide turbulent. Nous décrivons les équations qui régissent les mouvements de l'air ainsi que les différentes techniques de résolution qui leur sont associées. Nous présentons ensuite notre approche, qui consiste à représenter le vent à l'aide du modèle de turbulence de type RNG $k - \epsilon$ et à prendre en compte les effets de surface au travers d'un modèle de fonction de paroi rugueuse basé sur la notion de longueur de rugosité. Les notions utiles à la compréhension de ces modèles sont énoncées.

Dans le troisième chapitre, l'approche numérique est développée. Nous décrivons les techniques utilisées pour résoudre les équations associées à ces modèles. Pour cela nous faisons appel au code de calcul CASTEM 2000 dans lequel les équations sont discrétisées à l'aide d'une méthode d'éléments finis et résolues par un algorithme semi-implicite (implicite sur la pression et explicite sur les autres variables). Nous indiquons ensuite la démarche à suivre pour représenter numériquement des écoulements turbulents.

Cette approche est validée dans le quatrième chapitre, dans lequel nous rapportons des résultats de calculs. Ces résultats concernent trois écoulements de référence faisant intervenir les principaux phénomènes rencontrés lorsque le vent, dans la couche limite atmosphérique, aborde transversalement un obstacle. Ces écoulements servent de support à une comparaison

entre le modèle standard et le modèle RNG. On montre ainsi la nette supériorité du second sur le premier.

Le cinquième et dernier chapitre est consacré à l'étude des efforts aérodynamiques exercés par un écoulement turbulent sur une structure non profilée. Les limites de l'approche quasi-statique, qui ne prend pas en compte les effets de la turbulence générée par la structure elle-même, sont mis en évidence. A l'aide d'une approche numérique, on montre comment les hypothèses généralement utilisées pour représenter l'action du vent peuvent être améliorées.

Chapitre 1

Etude préliminaire - Bibliographie

Introduction

Le vent est un phénomène atmosphérique complexe que l'on peut étudier de multiples façons, à différentes échelles. L'objectif de ce premier chapitre est de définir le domaine d'application de notre étude tout en présentant les notions utiles à la compréhension du vent. Ce chapitre vise également à définir les termes qui seront employés tout au long de ce travail. Cette étape est indispensable car les notions utilisées sont issues de disciplines différentes : nous laisserons rapidement de côté les aspects météorologiques et climatologiques pour ne considérer le vent que sous son aspect micrométéorologique et aérodynamique. Ainsi, après avoir brièvement décrit les forces qui s'exercent sur l'air atmosphérique et indiqué les différentes gammes d'échelles rencontrées dans l'atmosphère, nous reviendrons, plus en détail, sur la structure du vent dans la région de l'atmosphère située juste au dessus de la surface terrestre. Dans cette région, où le vent agit sur les constructions, nous identifierons les paramètres caractéristiques du vent et nous décrirons leur variation sur différents types de terrains. Enfin, nous présenterons les hypothèses généralement utilisées pour modéliser l'action du vent sur les structures de génie civil.

1.1 Le vent dans les basses couches de l'atmosphère

1.1.1 Les mouvements de l'air atmosphérique

Origine des mouvements atmosphériques

L'air qui constitue l'atmosphère terrestre est un mélange de gaz et de particules solides ou liquides, constitué à 99% par de l'oxygène et de l'azote. On le trouve concentré dans les basses couches de l'atmosphère, principalement dans la troposphère qui est une couche d'une dizaine de kilomètres d'épaisseur dont la limite inférieure est le sol et la limite supérieure la tropopause. Dans cette région, le déplacement de l'air vis à vis de la surface terrestre, *appelé vent*, résulte de l'équilibre entre les forces de pression, la force de Coriolis et les forces de frottement [Sacré (1995)].

- Les forces de pression sont à l'origine du déplacement des masses d'air constituant le vent. Elles proviennent des inhomogénéités de pression dues à l'échauffement inégal de l'air suivant

les latitudes, la nature des sols et la répartition des océans et des continents. Elles sont perpendiculaires aux surfaces isobares et dirigées des hautes pressions vers les basses pressions.

- La force déviatrice de Coriolis est perpendiculaire à la vitesse du vent, orientée vers sa droite dans l'hémisphère nord, et provient de la rotation de la terre autour de ses pôles. Elle intervient dans les déplacements atmosphériques en raison de la faiblesse des forces contribuant à mettre l'air en mouvement.
- Les forces de frottement traduisent la friction turbulente de l'air sur le sol. Leur action se fait ressentir très près du sol dans une zone appelée la couche limite atmosphérique (CLA). On divise ainsi schématiquement les basses couches de l'atmosphère en deux parties distinctes avec près du sol la CLA et loin de l'influence du sol, à plusieurs centaines de mètres d'altitude, l'atmosphère libre.
 - Dans la CLA, près de la surface terrestre, la présence du sol perturbe l'écoulement de l'air et donne naissance à une forte agitation, appelée turbulence.
 - Dans l'atmosphère libre, sous l'action des forces de pression et de Coriolis, le vent (dit géostrophique) est uniforme, horizontal, très peu turbulent et sa vitesse (dite de gradient) est constante.

Echelles des mouvements atmosphériques

L'écoulement de l'air atmosphérique est constitué d'une large gamme d'écoulements interdépendants caractérisés par des tailles allant du millimètre au millier de kilomètres. Chaque phénomène atmosphérique est identifié par son extension horizontale et par sa durée de vie (ces deux paramètres sont fortement corrélés).

- Les mouvements à grandes échelles (échelles synoptiques ou planétaires) ont une taille supérieure à la centaine de kilomètres et ont une durée de vie de plusieurs jours, voire de plusieurs semaines. Ils contribuent à la circulation à l'échelle planétaire et sont responsables des tendances météorologiques à long terme.
- Les mouvements à petites échelles ont une taille inférieure au kilomètre et ont une durée de vie de quelques minutes au maximum (micro-échelles). Ils sont liés à la turbulence et sont générés, dans la couche limite atmosphérique, par la présence d'obstacles ou par la rugosité des sols.
- Des mouvements de tailles intermédiaires (meso-échelles) assurent la transition entre les précédents. Notons qu'entre les petites et les meso-échelles, on distingue parfois des échelles dites sub-meso.

Le tableau (1.1) donne une correspondance approximative entre la taille moyenne des mouvements atmosphériques, les périodes qui leur sont associées et les échelles d'Orlanski.

Ces dernières sont utilisées comme référence par les trois principales disciplines qui étudient les mouvements de l'air atmosphérique. Ces disciplines sont :

- la climatologie, qui s'intéresse aux particularités des grands mouvements atmosphériques en fonction des régions du globe et des saisons [Sacré (1995)],

Taille (km)	10^{-3}	10^{-2}	10^{-1}	10^0	10^1	10^2	10^3	10^4
Période	1s	10s	1mn	10mn	2h	15h	7j	70j
Echelles	micro-échelles			meso-échelles		grandes échelles		
Echelles d'Orlanski	micro γ	micro β	micro α	meso γ	meso β	meso α	macro α et β	

TAB. 1.1 – Echelles des mouvements atmosphériques d'après [Atkinson (1995)]

- la météorologie, qui s'occupe du suivi et de l'évolution des masses d'air sur des régions données [Holton (1979)],
- la micrométéorologie, qui traite de la structure détaillée des phénomènes atmosphériques au voisinage du sol [Poggi (1977)].

A l'échelle des structures de génie civil, dans la couche limite atmosphérique, seule la micro-météorologie est capable de fournir des informations pertinentes concernant la structure des mouvements de petites échelles (micro-échelles).

1.1.2 Le vent dans la couche limite atmosphérique

Structure verticale de la couche limite atmosphérique

La couche limite atmosphérique est la partie de l'atmosphère où la présence du sol perturbe le champ de vitesse du vent. L'étude de cette région a fait l'objet de nombreuses publications [Stull (1988), Garratt (1992)]. En résumé, son épaisseur, notée δ , varie de quelques centaines de mètres à plusieurs kilomètres en fonction de la vitesse du vent, de la rugosité des sols, de l'ensoleillement variable suivant les lieux et l'heure de la journée. Elle est constituée de trois parties distinctes

- la couche d'Ekman,
- la couche de surface,
- la sous couche rugueuse.

Chacune de ces parties possède ses propres caractéristiques :

- La couche d'Ekman est la partie supérieure de la CLA. Dans cette région, la structure du vent est influencée à la fois par le frottement de l'air sur la surface terrestre, par la stratification thermique de l'air et par la force de Coriolis. Avec l'altitude, les effets du frottement au sol deviennent négligeables devant l'effet de la force de Coriolis, la direction du vent subit une rotation et atteint à son sommet celle du vent géostrophique.
- La couche de surface est la partie de la CLA directement en contact avec la surface terrestre. Dans cette région, les effets de la force de Coriolis sont négligeables, la direction du vent est constante, et la structure du vent est uniquement déterminée par les effets dynamiques engendrés

par le sol et par la stratification thermique de l'air.

- La partie inférieure de la couche de surface, située juste au dessus de la surface terrestre, est la sous couche rugueuse. L'épaisseur de cette zone varie de quelques dixièmes de millimètres (en mer) à quelques dizaines de mètres (dans les zones fortement urbanisées). Dans cette zone, qui contient les éléments de rugosité, l'écoulement de l'air est fortement turbulent, non homogène et instationnaire. Puisqu'il est impossible d'en proposer une modélisation universelle, on la caractérise par une rugosité globale, notée z_0 , homogène à une longueur (nous définirons cette notion dans un prochain paragraphe).

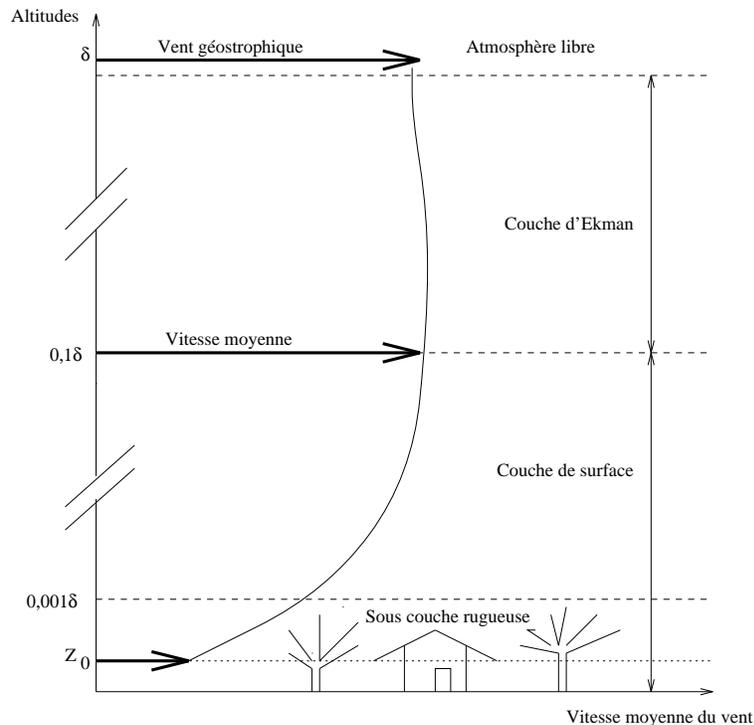


FIG. 1.1 – Représentation schématique de la Couche Limite Atmosphérique

La couche de surface

L'activité humaine est confinée dans le premier dixième de la CLA, c'est à dire dans la couche de surface. Dans cette région :

- on peut faire abstraction de la force de Coriolis,
- la faible viscosité de l'air, notée ν_{air} , fait que le nombre de Reynolds

$$Re \propto \frac{U\delta}{\nu_{air}}$$

est important, de l'ordre de 10^6 à 10^9 (U est la vitesse du vent),

- la proximité du sol modifie le profil de vitesse du vent et induit un fort cisaillement,
- la présence d'obstacles ou de discontinuités oblige le vent à modifier sa trajectoire,

- la distribution verticale de température (stratification thermique de l'air) induit des mouvements verticaux de masses d'air chauffées et refroidies à proximité du sol.

A l'échelle micrométéorologique cette zone est le siège d'une forte agitation appelée "turbulence". On distingue la turbulence d'origine "mécanique", générée par le cisaillement et les obstacles, et la turbulence d'origine "thermique", générée par la distribution de température. Le rapport entre le gradient de température et le gradient adiabatique (taux de décroissance de la température d'une masse d'air s'élevant adiabatiquement) détermine la sensibilité de l'atmosphère à la turbulence d'origine thermique :

- L'atmosphère est stable si la température de l'air décroît moins vite avec l'altitude que le gradient adiabatique. Dans ce cas, les masses d'air qui s'élèvent se refroidissent plus vite que le milieu environnant et ont tendance par gravité à redescendre. Cet état entraîne l'atténuation, voire la disparition, de la turbulence. C'est le cas la nuit lorsque le sol refroidit l'air qui est en contact avec lui.
- L'atmosphère est instable si la température de l'air décroît plus vite que le gradient adiabatique. Dans ce cas, les masses d'air qui s'élèvent se refroidissent moins vite que l'air environnant et ont tendance à continuer leur ascension, tandis qu'elles sont remplacées, près du sol, par des masses d'air froides issues des couches supérieures. Cet état est source de turbulence. C'est le cas le jour, lorsque le soleil réchauffe le sol et l'air qui est en contact avec lui.
- L'atmosphère est neutre si le taux de décroissance de la température de l'air est égal au gradient adiabatique. Cet état ne génère aucune turbulence d'origine thermique. Par extension, on dit que l'atmosphère est neutre dès que la convection thermique est négligeable. C'est le cas par vent fort, lorsque les effets de la turbulence mécanique sont prédominants.

Lors de la conception des structures de génie civil, on considère que les vitesses du vent sont suffisamment élevées pour que, dans la couche de surface, les effets de la turbulence thermique soient négligeables devant ceux de la turbulence mécanique (atmosphère neutre).

Structure turbulente du vent

Dans la couche limite atmosphérique, le vent est un écoulement d'air dont la vitesse, en un point donné de l'espace, présente de fortes variations plus ou moins irrégulières d'amplitudes et de fréquences différentes. Une analyse spectrale, présentée figure (1.2), montre l'étendue des échelles de ces fluctuations.

- Pour les basses fréquences (variations à long terme), l'énergie est principalement concentrée près des périodes de 1 an (variations saisonnières, cycle annuel du climat), 4 jours (variations climatiques associées aux perturbations qui traversent une région donnée) et 24 heures (variations journalières, phénomènes thermiques jour-nuit). Comme nous l'avons déjà précisé, ces périodes supérieures à 1 heure correspondent à des mouvements atmosphériques de larges amplitudes (grandes et meso échelles) qui ne présentent aucun intérêt dans l'étude de la réponse vibratoire des structures.

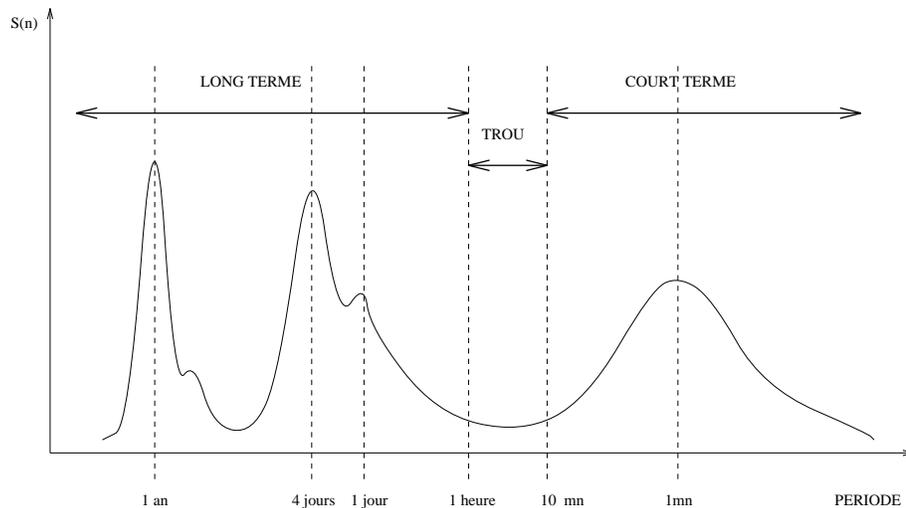


FIG. 1.2 – Spectre de Van der Hoven - 1957

- Pour les périodes comprises entre 10 minutes et 1 heure, on observe un “trou” d’énergie.
- Pour les fréquences plus élevées (variations à court terme), l’énergie est concentrée autour de périodes de l’ordre de la minute. Si on se rapporte au tableau (1.1), ces périodes sont celles de la micro-turbulence générée par la rugosité des sols et par les obstacles de la surface terrestre. A cette échelle, le vent est un écoulement d’air turbulent, constitué d’une multitude de tourbillons (“eddies”, en anglais) de tailles différentes, emportés par le mouvement d’ensemble. [Hunt (1992)] précise qu’il existe des “vortical eddies”, qui sont des zones à fort rotationnel transportées de façon aléatoire dans l’écoulement, et des “structural eddies”, qui sont des tourbillons plus localisés liés aux propriétés particulières de l’écoulement. Notons qu’en anglais, le vocable “eddies” désigne les structures tourbillonnaires liées aux écoulements turbulents, tandis qu’un autre vocable, “vortex”, désigne de façon plus générale tous les mouvements de rotation de fluides autour d’un axe central. Cette distinction n’a pas d’équivalent en français où, dans les deux cas, le vocable “tourbillon” est utilisé.

La structure des mouvements turbulents n’est pas universelle mais, dans la couche limite atmosphérique, la structure du vent est proche de celle de tous les écoulements fortement cisailés, dans lesquels on observe :

- de gros tourbillons anisotropes liés à l’histoire de l’écoulement et qui dépendent des conditions initiales et aux limites,
 - des tourbillons énergétiques de plus petites tailles, qui tirent leur énergie de la désagrégation des gros tourbillons par les forces de cisaillement de l’écoulement,
 - des petits tourbillons qui transforment l’énergie par dissipation visqueuse,
- à l’échelle des gros tourbillons, les mouvements sont instationnaires et liés aux instabilités de l’écoulement moyen,
 - à l’échelle des petits tourbillons, les mouvements sont imprévisibles, totalement aléatoires, et il est impossible de décrire le comportement individuel de chaque tourbillon. Cependant, comme nous le verrons, certaines de leurs caractéristiques présentent un caractère universel.

Décomposition de la vitesse instantanée du vent

La vitesse instantanée du vent \vec{v} reflète la nature turbulente du vent. Elle se décompose en une partie moyenne $\bar{\vec{v}}$ et en une partie fluctuante (ou turbulente), aléatoire, \vec{v}' :

$$\vec{v} = \bar{\vec{v}} + \vec{v}' \quad \text{avec} \quad \bar{\vec{v}} = \vec{0}$$

Dans la couche de surface, le vent moyen garde généralement une direction constante. Si on définit un repère orthonormé $(O, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$, tel que O soit un point du sol, tel que \vec{z} soit l'axe vertical ascendant et tel que \vec{x} soit l'axe horizontal orienté dans le sens de la vitesse moyenne, on a alors :

$$\vec{v}(M, t) = \begin{pmatrix} U(M) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} u_x(M, t) \\ u_y(M, t) \\ u_z(M, t) \end{pmatrix}$$

- La vitesse moyenne

$$U(M) = \bar{\vec{v}}(M) = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \vec{v}(M, t) dt$$

est une quantité déterministe qui traduit la “force” du vent en un point M de l'espace. Elle varie avec la hauteur, la rugosité du sol, la topographie du site. Dans la pratique elle se mesure à l'aide d'anémomètres, sur des périodes de temps qui varient entre 10 minutes et une heure (dans le trou d'énergie) pour que le résultat ne soit sensible ni aux fluctuations lentes ni aux variations rapides du vent. Nous reviendrons sur la notion de vitesse moyenne, au chapitre 2, lorsque nous présenterons le formalisme de Reynolds. A défaut d'anémomètre, il est possible d'estimer la vitesse du vent à l'aide de l'échelle Beaufort, donnée en annexe (A).

- La vitesse fluctuante \vec{v}' , appelée vitesse de rafale, est une fonction aléatoire qui représente les fluctuations turbulentes de la vitesse autour de la moyenne. Chaque composante du champ stochastique \vec{v}' est décrite par :

- son écart type ou son taux de turbulence,
- d'une façon plus complète par sa fonction d'intercorrélation ou par la densité spectrale associée.

Ecart type

L'écart type de la fluctuation u_i décrit, en un point donné de l'espace, l'importance de la turbulence dans la direction i

$$\sigma_{u_i}(M) = \sqrt{u_i^2} \quad \text{avec} \quad i = x, y, z$$

Intensité de la turbulence

Le taux de turbulence (abusivement appelé intensité de la turbulence) est défini comme étant le rapport entre l'écart type et la vitesse moyenne

$$I_{u_i}(M) = \frac{\sigma_{u_i}(M)}{U(M)} \quad \text{avec} \quad i = x, y, z$$

L'intensité globale de la turbulence est

$$I(M) = \frac{\sqrt{\overline{u_i u_i}}}{U(M)} = \frac{\sqrt{2k}}{U(M)} \quad \text{avec } i = x, y, z$$

où $k = \frac{1}{2}(\overline{u_x^2} + \overline{u_y^2} + \overline{u_z^2})$ est l'énergie cinétique du mouvement turbulent.

Fonction d'intercorrélation

La fonction d'intercorrélation de la composante u_i est définie par :

$$R_{u_i}(\Delta r, \Delta t) = \overline{u_i(M, t + \Delta t) u_i(M', t)}$$

Cette fonction mesure le degré d'influence de la valeur prise par la composante u_i au point M, sur la valeur que prendra cette même composante Δt secondes plus tard au point M', situé à une distance Δr de M. En posant $\Delta r = 0$ (M et M' confondus), on obtient la fonction d'autocorrélation $R_{u_i}(0, \Delta t)$. On remarque que

$$\sigma_{u_i}(M) = \sqrt{R_{u_i}(0, 0)}$$

A partir de ces fonctions, on définit les coefficients d'intercorrélation

$$\rho_{u_i}(\Delta r, \Delta t) = \frac{R_{u_i}(\Delta r, \Delta t)}{\sigma_{u_i}(M) \sigma_{u_i}(M')}$$

On peut également définir des fonctions d'intercorrélation et d'autocorrélation entre deux composantes différentes, on parle alors de corrélations croisées.

Echelles de la turbulence

Les échelles dynamiques de la turbulence, au nombre de neuf, caractérisent l'importance spatiale des tourbillons et donnent une image dimensionnelle de la turbulence.

- Les échelles longitudinales, latérales et transversales sont définies à partir des coefficients d'intercorrélation $\rho_{u_i}(\Delta r, 0)$, avec $i = x, y, z$:

$$L_{u_i}^x = \int_0^\infty \rho_{u_i}(\Delta x, 0) d\Delta x \quad L_{u_i}^y = \int_0^\infty \rho_{u_i}(\Delta y, 0) d\Delta y \quad L_{u_i}^z = \int_0^\infty \rho_{u_i}(\Delta z, 0) d\Delta z$$

- En utilisant l'hypothèse de Taylor, selon laquelle les fluctuations longitudinales, petites devant la vitesse moyenne, n'ont pas le temps d'évoluer durant leur transport (turbulence gelée), les échelles longitudinales $L_{u_i}^x$ sont calculées à partir des coefficients d'autocorrélation $\rho_{u_i}(0, \Delta t)$:

$$L_{u_i}^x = U \int_0^\infty \rho_{u_i}(0, \Delta t) d\Delta t \quad i = x, y, z$$

Densité spectrale de puissance

Un écoulement turbulent est constitué d'une multitude de tourbillons, de tailles diverses, imbriqués les uns dans les autres, les petits étant transportés par les plus gros, eux mêmes transportés par le mouvement d'ensemble [Monavon (1998)]. La densité spectrale de puissance (DSP) de la composante u_i décrit la répartition de l'énergie cinétique par gamme de fréquence (ou de tourbillons). Elle est définie à partir de la transformée de Fourier de la fonction d'auto-corrélation $R_{u_i}(0, \Delta t)$

$$S_{u_i}(M, n) = 4 \int_0^{\infty} R_{u_i}(0, \Delta t) \cos 2\pi n \Delta t d\Delta t$$

où n est la fréquence. Dans les écoulements turbulents fortement cisailés, l'allure générale du spectre de la composante longitudinale u_x a une forme caractéristique présentée figure (1.3). On

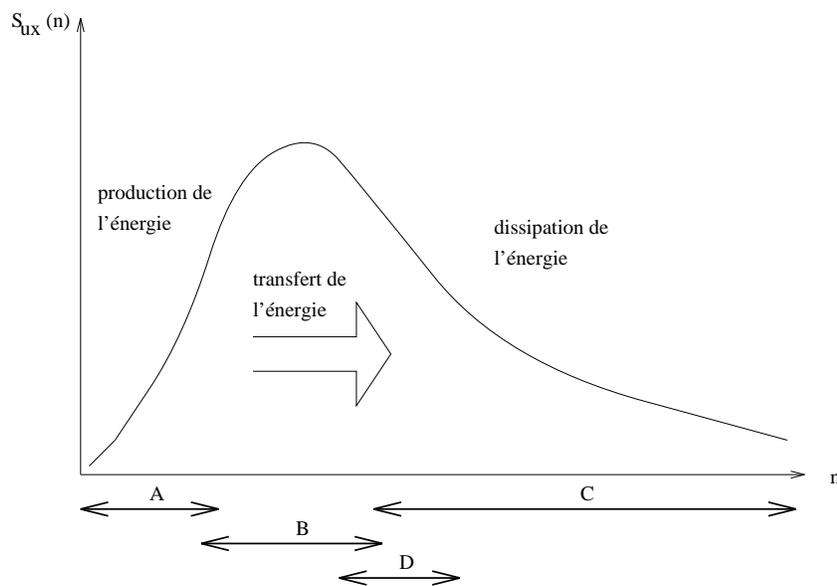


FIG. 1.3 – Spectre de la composante horizontale du vent

distingue :

- (A) le domaine des gros tourbillons anisotropes, fortement influencés par les conditions aux limites et par l'histoire de l'écoulement,
- (B) le domaine des tourbillons énergétiques qui reçoivent, grâce aux transferts inertiels, l'énergie produite par la désagrégation des gros tourbillons,
- (C) le domaine d'équilibre universel dans lequel l'énergie cinétique est convertie en chaleur par dissipation visqueuse. Dans cette région, la turbulence est statistiquement en équilibre et indépendante des conditions extérieures,
- (D) le sous domaine inertiel dans lequel la turbulence ne subit ni l'influence du domaine des tourbillons porteurs d'énergie, ni l'influence du domaine de dissipation intense.

En résumé, l'énergie cascade des gros tourbillons anisotropes vers les tourbillons de plus hautes fréquences où l'énergie est dissipée. Cette description correspond à la théorie de Kolmogorov

(1941) que nous présentons plus en détail dans l'annexe B.

- Les gros tourbillons énergétiques sont caractérisés par une échelle de vitesse v_k et par une échelle de longueur l_k qui est du même ordre de grandeur que l'échelle intégrale définie précédemment

$$l_k \sim \sup_i L_{ui}^x$$

- Les petits tourbillons dissipatifs sont caractérisés par une échelle de vitesse v_ε et par une échelle de longueur l_ε tel que

$$Re_k = \frac{v_k l_k}{\nu} \gg Re_\varepsilon = \frac{v_\varepsilon l_\varepsilon}{\nu} \sim 1 \quad \text{et} \quad \frac{l_\varepsilon}{l_k} = Re_k^{-3/4}$$

- Les tourbillons intermédiaires $l_\varepsilon \ll l \ll l_k$, sont isotropes et statistiquement indépendants des conditions initiales de l'écoulement moyen. Leurs propriétés sont universelles et décrites par la seconde loi de Kolmogorov.

Densité interspectrale et fonction de cohérence

Dans le cadre de l'étude vibratoire des grandes structures élancées, il est utile de définir les densités interspectrales $S_{u_i u_j}(M, n)$ (avec $i \neq j$) et $S_{u_i}(M, M', n)$. Les premières sont les transformées de Fourier des fonctions d'autocorrélation croisées (dans l'atmosphère, seule la fonction $S_{u_x u_z}(M, n)$ est non négligeable), les secondes sont les transformées de Fourier des fonctions d'intercorrélations $R_{u_i}(\Delta r, \Delta t)$. Pour une composante u_i , la fonction $S_{u_i}(M, M', n)$ caractérise la répartition spatiale des fluctuations en fonction de la fréquence. C'est une fonction complexe, sa partie réelle est le co-spectre, sa partie imaginaire est le spectre en quadrature. Ce dernier, lié au déphasage des fluctuations entre les points considérés, est mal connu donc souvent négligé. Cette fonction permet de construire la fonction de cohérence spatiale, notée $\gamma_{u_i}^2$, qui exprime la corrélation des fluctuations de la vitesse, entre deux points, pour une fréquence donnée. Elle est définie comme étant le module de la densité interspectrale normalisée :

$$\gamma_{u_i}^2 = \frac{|S_{u_i}(M, M', n)|^2}{S_{u_i}(M, n)S_{u_i}(M', n)}$$

Cette fonction est réelle et comprise entre 0 et 1.

Variations locales des caractéristiques du vent

Pour étudier l'action du vent sur un ouvrage de génie civil, il est important de déterminer de façon précise les caractéristiques locales de \bar{v} et de \bar{v}' sur le site d'implantation de l'ouvrage. Ces caractéristiques varient de façon importante d'un site à l'autre, en fonction de la localisation géographique du site et de son environnement proche.

- Pour déterminer la nature des vents dominants, leur direction principale, leur vitesse moyenne, on dispose, à l'échelle régionale, des mesures effectuées durant de nombreuses années dans les stations météorologiques les plus proches du site d'implantation. Une analyse statistique de ces données fournit les valeurs extrêmes du vent, c'est à dire les vitesses qui ont une faible probabilité d'être dépassées pendant la durée de vie conventionnelle de l'ouvrage. Les valeurs extrêmes sont caractérisées par leur période de retour. Pour la conception des structures de génie civil,

des périodes de 50 ans (tempête cinquantenaire) sont utilisées.

- Pour déterminer la structure locale du vent, on étudie l'influence de l'environnement proche sur les caractéristiques du vent. Pour cela, on a le choix entre réaliser directement des mesures sur la zone de construction ou utiliser un modèle empirique de variation du vent. La première méthode nécessite un matériel coûteux, installé sur le site sur une longue période de temps, la seconde nécessite simplement une connaissance détaillée des caractéristiques du site (nature du terrain, rugosité, topographie, présence d'obstacles naturels ou artificiels). Différents articles, cours et ouvrages [Duchene-Marullaz et Sacré (1984), Panofsky et Dutton (1984), Kaimal et Finnigan (1994), Sacré (1995)] traitent des modèles de variations empiriques. Nous en présentons les points les plus importants dans les deux paragraphes suivants.

1.1.3 Modèle de variation du vent sur un site homogène

Site homogène

Pour [Duchene-Marullaz et Sacré (1984)], “*Un site homogène est une zone plate, ou faiblement ondulée, recouverte d'obstacles naturels ou artificiels répartis de façon homogène dans toutes les directions*”.

Variations de la vitesse moyenne

Au dessus d'un site homogène, en atmosphère neutre, le vent garde une direction constante et le profil vertical de la vitesse moyenne suit une loi de variation logarithmique¹ [Tennekes (1973)] :

$$U(z) = \frac{u_*}{k_1} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad \text{pour } z \gg z_0 \quad (1.1)$$

k_1 est la constante de Von Karman (dans l'atmosphère $k_1 \simeq 0,4$), u_* et z_0 sont respectivement les échelles de vitesse et de longueur caractéristiques du site, obtenues expérimentalement en traçant les profils de vitesse en coordonnées semi-logarithmiques.

- u_* est la vitesse de frottement. Elle caractérise le frottement de l'air sur le sol et s'exprime en fonction de la contrainte de cisaillement vertical et de la masse volumique de l'air :

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho_{air}}}$$

u_* varie en fonction de la nature du terrain et de la vitesse du vent, mais ne varie pratiquement pas avec la hauteur ($\tau \simeq \tau_{sol}$).

- z_0 est la longueur de rugosité. [Costes (1996)] définit ce paramètre comme étant “la hauteur au dessus du sol à laquelle il convient d'admettre que le vent s'annule pour tenir compte de la présence des aspérités”. [Panofsky et Dutton (1984)] identifient z_0 à la taille caractéristique des tourbillons au niveau du sol. Plus généralement, la longueur de rugosité caractérise l'influence *globale* de la sous-couche rugueuse sur le vent. Elle est fonction de la taille, de la forme et de la densité des obstacles qui recouvrent le sol. Les sites homogènes de grande extension horizontale sont classés en 5 catégories de rugosité, présentées dans le tableau (1.2). [Wieringa (1993)] a effectué une étude bibliographique très complète sur le sujet et donne une classification beaucoup plus détaillée.

1. Notons qu'il existe une formulation différente, en loi de puissance, qui n'est pratiquement plus utilisée.

Sites caractéristiques	Classes de rugosité	z_0 (m)
Grandes étendues d'eau (mer, océan, lac)	I	de 0,001 à 0,01
Rases campagnes, aéroports	II	de 0,01 à 0,10
Zones faiblement urbanisées, bocages	III	de 0,10 à 0,50
Zones urbanisées, industrielles ou forestières	IV	de 0,50 à 1,50
Centres des villes	V	de 1,50 à 2,50

TAB. 1.2 – Classes de rugosité

La loi (1.1) est valable par atmosphère neutre, dans la couche de surface, hors de la sous couche rugueuse, pour environ $z > 10z_0$. Lorsque la densité des aspérités est élevée, le niveau apparent du sol vis à vis de l'écoulement est surélevé, il faut alors introduire une hauteur de déplacement z_d telle que :

$$U(z) = \frac{u_*}{k_1} \ln \left(\frac{z - z_d}{z_0} \right) \quad \text{pour } z > z_d \quad (1.2)$$

On a $z_d \simeq 0,7h_0$ où h_0 est la hauteur moyenne des éléments de rugosité.

Vitesses moyennes de référence

Les vitesses moyennes de référence U_{ref} , qui proviennent des stations météorologiques, sont mesurées dans des conditions conventionnellement fixées :

- à 10 mètres au dessus du sol,
- sur des terrains plats, homogènes, faiblement rugueux (de classe II),
- sur des périodes de temps qui varient entre 10 minutes et une heure (10 minutes pour la météorologie nationale française),

et vérifient la relation

$$U_{ref} = \frac{u_{*ref}}{k_1} \ln \left(\frac{10}{z_{0ref}} \right) \quad (1.3)$$

Si les stations météorologiques ne sont pas trop éloignées du site étudié, il est possible, en utilisant les relations (1.3) et (1.1), de rattacher les vitesses moyennes du site aux vitesses U_{ref} :

$$U(z) = \frac{u_*}{u_{*ref} \ln \left(\frac{10}{z_{0ref}} \right)} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) U_{ref} \quad (1.4)$$

Les valeurs usuelles du rapport

$$\lambda(z_0) = \frac{u_*}{u_{*ref} \ln \left(\frac{10}{z_{0ref}} \right)}$$

sont présentées dans le tableau (1.3) pour $z_{0ref} = 0,05$.

Classes	I	II	III	IV	V
$\lambda(z_0)$	de 0,14 à 0,16	de 0,16 à 0,20	de 0,20 à 0,22	de 0,22 à 0,24	de 0,24 à 0,26

TAB. 1.3 – Variations de λ en fonction de la rugosité, d'après [Sacré (1995)]

Écarts types et taux de turbulence

Dans la couche de surface, les écarts types σ_{u_i} sont indépendants de la hauteur et le rapport $\beta(z_0) = \frac{\sigma_{u_x}}{u_*}$ a des valeurs caractéristiques qui évoluent en fonction de la rugosité, comme présenté dans le tableau (1.4).

Classes	I	II	III	IV	V
$\beta(z_0)$	2,55	2,45	2,3	2,2	2

TAB. 1.4 – Variations de β en fonction de la rugosité, d'après [Simiu et Scanlan (1986)]

Des études expérimentales ont montré que les rapports des écarts types vérifient

$$\frac{\sigma_{u_y}}{\sigma_{u_x}} = 0,75 \quad \text{et} \quad \frac{\sigma_{u_z}}{\sigma_{u_x}} = 0,5$$

En utilisant les relations précédentes, on obtient

$$I_{u_x} = \frac{k_1 \beta}{\ln\left(\frac{z}{z_0}\right)}$$

Pour $z_0 < 0,2m$ on remarque que $k_1 \beta \simeq 1$. Ces résultats montrent que l'intensité de la turbulence est une fonction croissante de la rugosité et décroissante de la hauteur. Ainsi, *sur un terrain homogène, à une même hauteur, la vitesse moyenne est d'autant plus faible et la turbulence plus forte que la longueur de rugosité est grande.*

Spectres de la turbulence

Pour compléter les données précédentes, et pour décrire la structure spatio-temporelle de la turbulence, on dispose d'expressions empiriques des spectres des composantes turbulentes du vent :

- Dans le domaine des basses et moyennes fréquences, le spectre de la composante longitudinale u_x est, d'après la relation empirique de Von Karman (1948),

$$\frac{nS_{u_x}(n)}{u_*^2} = \frac{4\beta \frac{nL_{u_x}^x}{U}}{\left[1 + 70.7 \frac{nL_{u_x}^x}{U}\right]^{5/6}}$$

Cette expression, une des premières à avoir été proposée, est toujours utilisée dans le calcul des grands ouvrages. Elle donne de bons résultats, notamment dans le domaine des moyennes fréquences. Au fil des années, de nombreuses autres formulations ont été proposées. Nous retiendrons principalement celle de Kaimal, citée par [Simiu et Scanlan (1986)], dont le domaine de validité s'étend au domaine inertiel

$$\frac{nS_{u_x}(n)}{u_*^2} = \frac{200f}{(1 + 50f)^{5/3}}$$

où $f = \frac{nz}{U}$ est la fréquence réduite.

- Dans le domaine inertiel ($f > 1$), de nombreuses mesures ont confirmé que :

$$\frac{nS_{u_x}(n)}{u_*^2} = 0.26f^{-2/3}$$

Cette expression, basée sur l'hypothèse de Kolmogorov, suppose que les fluctuations turbulentes sont faibles devant la vitesse moyenne, que la turbulence est figée (hypothèse de la turbulence "gelée" de Taylor) et que le nombre d'onde, $\kappa = 2\pi/l$, est relié à la fréquence n par la relation

$$\kappa = \frac{2\pi n}{U}$$

Du point de vue expérimental, cela signifie qu'une mesure temporelle, en un point fixe, restitue des variations spatiales, et que

$$nS_{u_x}(n) = \kappa S_{u_x}(\kappa) = fS_{u_x}(f)$$

- On dispose d'expressions analogues pour les spectres des composantes latérales et verticales. Par exemple, Von Karman propose

$$\frac{nS_{u_i}(n)}{\sigma_i^2} = 4f_i \frac{1 + 188.4(2f_i)^2}{[1 + 70.7(2f_i)^2]^{11/6}} \quad \text{où} \quad f_i = \frac{nL_{u_i}^x}{U} \quad (i = y, z)$$

Pour les hautes fréquences, une estimation plus rapide donne

$$S_{u_y}(n) \simeq S_{u_z}(n) \simeq \frac{4}{3}S_{u_x}(n)$$

Autres caractéristiques

Pour déterminer les caractéristiques statistiques du vent sur les terrains homogènes on dispose, en plus de celles présentées dans les paragraphes précédents, de nombreuses autres expressions empiriques. Il est impossible d'en faire un inventaire complet ici, mais il faut citer la formule de Davenport (1968), qui permet d'approcher la fonction de cohérence longitudinale, et les lois publiées par l'ESDU (Engineering Sciences Data Unit de Londres) qui permettent notamment d'estimer les différentes échelles de la turbulence.

1.1.4 Modèle de variation du vent sur un site non homogène

Site non homogène

Pour [Duchene-Marullaz et Sacré (1984)], "*un site est dit non homogène si il présente, dans certaines directions, des natures différentes de sol, des élévations de terrain, des obstacles isolés (haies, maisons...)*". Dans cet exposé, nous étudierons trois exemples de site non homogène :

- un site présentant un changement de rugosité,
- un site avec une topographie marquée,
- un site avec un obstacle.

Notons qu'un site très vallonné ou montagneux est dit complexe et que, dans ce cas, il n'existe aucun modèle de variation empirique.

Influence d'un changement de rugosité

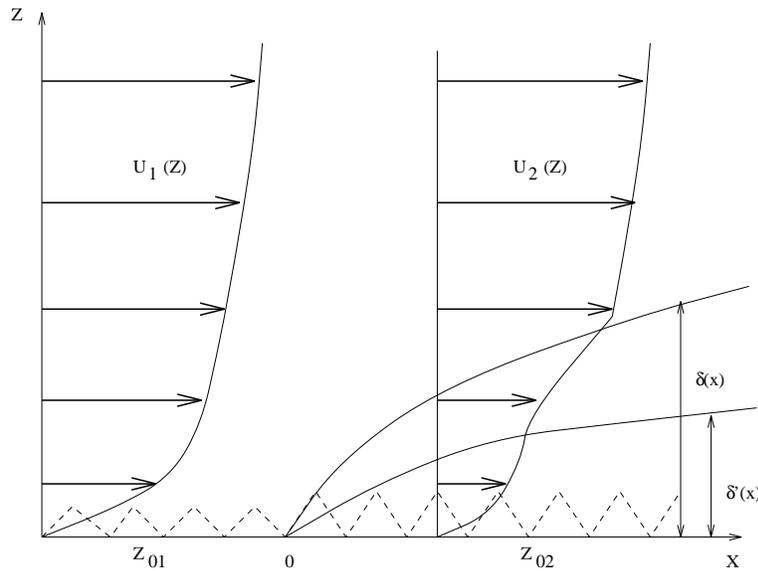


FIG. 1.4 – *Changement de rugosité*

Si la nature du sol présente une discontinuité et que la longueur de rugosité passe brusquement de la valeur z_{01} à z_{02} , alors la structure du vent se trouve profondément perturbée en aval du changement de rugosité. En effet, au niveau de la discontinuité, le cisaillement et le taux de production d'énergie cinétique turbulente sont fortement modifiés et affectent l'ensemble de l'écoulement. La perturbation engendrée est fonction de l'importance relative des longueurs z_{01} et z_{02} , avant et après la discontinuité. Si l'écoulement s'effectue dans la direction de l'axe \vec{x} et si la discontinuité de rugosité est localisée en $x = 0$, voir figure (1.4), on distingue :

- une zone située loin de la surface, dans laquelle les propriétés du vent sont toujours reliées aux paramètres caractéristiques de la surface amont u_{*1} et z_{01} ,
- une zone d'épaisseur $\delta(x)$, appelée couche limite interne, dans laquelle le profil des vitesses est affecté par la discontinuité.

La couche limite interne est constituée :

- d'une zone d'épaisseur $\delta'(x)$ située près du sol, appelée sous-couche interne, dans laquelle l'écoulement est en équilibre vis à vis des nouvelles conditions aux limites,
- d'une zone de transition dans laquelle les vitesses passent du profil amont (loin du sol) au profil de la sous couche interne (près du sol).

$\delta(x)$ et $\delta'(x)$ sont des fonctions croissantes de x . A l'intérieur de la couche limite interne le profil du vent est de la forme

$$U(z) = \frac{u_{*2}}{k_1} \ln\left(\frac{z}{z_{02}}\right) + f(z/\delta) \quad \text{avec} \quad f(z/\delta) = 0 \quad \text{pour} \quad z/\delta \ll 1$$

et l'écart type de la fluctuation longitudinale vérifie la relation

$$\sigma_{u_x}(x, z)^2 = \sigma_{u_{x1}}^2 + (\sigma_{u_{x2}}^2 - \sigma_{u_{x1}}^2) \sqrt{1 - \mu} \quad \text{avec} \quad \mu = z/\delta$$

où $\sigma_{u_{x_1}}$ et $\sigma_{u_{x_2}}$ sont les écarts types pour des rugosités homogènes z_{0_1} et z_{0_2} . On trouve, dans la littérature, de nombreuses expressions de la fonction f , y compris $f = 0$. Enfin, loin en aval de la discontinuité, l'écoulement retrouve un équilibre et les vitesses s'alignent sur les caractéristiques de la surface aval u_{*2} et z_{0_2} .

Influence d'un changement de topographie

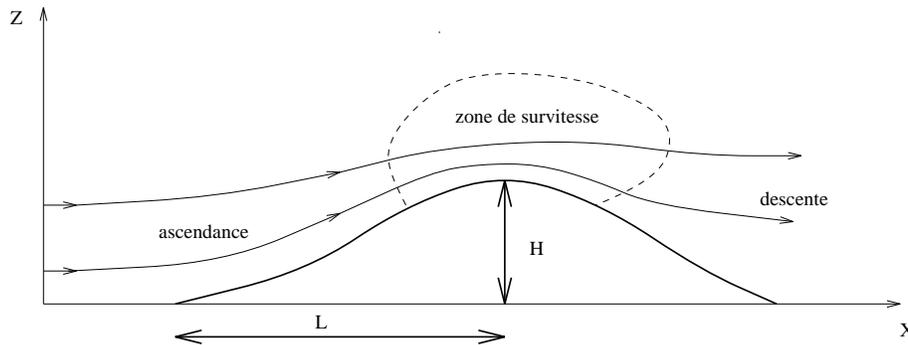


FIG. 1.5 – *Écoulement au-dessus d'une colline*

Les accidents topographiques (vallées, falaises, collines, buttes ...) guident la trajectoire du vent et modifient les caractéristiques moyennes et turbulentes de l'écoulement de l'air. Ces modifications sont, naturellement, fonctions de la taille et de la forme des obstacles topographiques rencontrés par le vent. [Kaimal et Finnigan (1994)] consacrent un chapitre entier à l'étude des écoulements autour de collines. Cette synthèse, basée sur de nombreuses études expérimentales, fait l'inventaire des multiples formules empiriques répertoriées dans la littérature. Sans entrer dans le détail, notons simplement qu'un écoulement qui aborde transversalement une colline subit une ascendance le long du versant au vent puis une descente le long du versant sous le vent. Au niveau du sommet, se forme une zone de dépression et de survitesse, tandis qu'au pied du versant au vent, l'air est ralenti. Le rapport entre la vitesse moyenne incidente et la perturbation de vitesse au sommet est appelé "rapport fractionnaire de survitesse". Ce paramètre est proportionnel à la pente de l'obstacle $\frac{H}{L}$. Quand la pente est faible, on distingue une couche interne, dans laquelle les perturbations sont principalement liées aux transferts turbulents, une couche externe, dans laquelle ils sont négligeables, et une zone de sillage, située en aval de la topographie, dans laquelle la turbulence est importante. Si la pente ou la rugosité augmente fortement, une zone de recirculation se forme au pied du versant au vent et modifie les valeurs des survitesses. Pour certaines valeurs critiques du rapport $\frac{H}{L}$, l'écoulement décolle immédiatement après le sommet puis se recolle en aval. La structure de l'écoulement dans la poche de décollement est très complexe et influence l'ensemble des caractéristiques du vent. Enfin, notons qu'il est possible de faire une analogie entre l'influence d'un obstacle topographique sur la structure locale du vent et celle, à plus grande échelle, d'un relief sur la structure des grosses masses d'air.

Influence d'un obstacle isolé

Dans la couche limite atmosphérique, la vitesse et la trajectoire du vent sont localement perturbées par la présence d'obstacles isolés (constructions, haies, etc...) qui obligent le vent

à les contourner. D'après l'analyse d'écoulements autour d'obstacles placés en soufflerie, il apparaît que les modifications apportées à la structure du vent dépendent :

- de la géométrie et des dimensions de l'obstacle,
- de son état de surface,
- des caractéristiques du vent incident,
- de l'environnement proche.

Nous verrons, dans le prochain paragraphe, que ces paramètres déterminent également les efforts aérodynamiques exercés sur l'obstacle.

- Si le corps est profilé (ce qui est rarement le cas), le comportement de l'écoulement, au voisinage de l'obstacle, est lié au développement d'une couche limite visqueuse sur ses parois. Cette zone, à ne pas confondre avec la couche limite atmosphérique, est une mince couche de fluide dans laquelle existe un fort gradient de vitesse, un cisaillement élevé, et qui permet à la vitesse de s'annuler sur les parois de l'obstacle. Sous certaines conditions, liées à l'intensité de la turbulence et aux caractéristiques des parois, la couche limite peut se détacher et éventuellement se recoller en aval. Dans ce cas, le décollement reste confiné dans une poche plus ou moins grande de fluide. Si elle reste décollée, elle donne naissance à un sillage, délimité par des couches de cisaillement, dans lequel la vitesse moyenne diminue et la turbulence augmente (turbulence de sillage ou d'obstacle).

- Si le corps n'est pas profilé (bluff-body), l'écoulement décolle artificiellement au niveau des arêtes vives. Comme précédemment, lorsqu'il n'y a pas de rattachement, on observe un sillage ouvert et des zones de cisaillement dans lesquelles le sillage se mêle à l'écoulement incident non perturbé.

Pour illustrer la complexité des écoulements autour d'obstacles isolés, nous avons schématisé, sur la figure (1.6), un écoulement autour d'un bâtiment de forme cubique. Cet écoulement tridimensionnel a été étudié numériquement par [Murakami et al. (1995)] et [Rodi (1995)] :

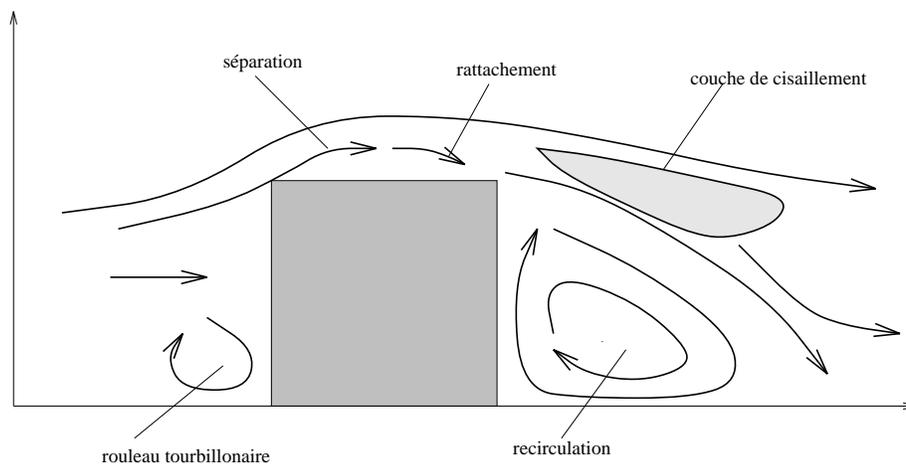


FIG. 1.6 – Coupe verticale d'un écoulement autour d'un obstacle

- au niveau des parois de l’obstacle, se forment des couches limites qui se séparent et se rattachent, créant des zones de recirculation,
- au niveau de la rencontre de l’écoulement décollé et du sillage, se forme une couche fortement cisailée,
- au niveau de la face au vent, se forme un écoulement descendant qui, à la rencontre du sol, forme un rouleau tourbillonnaire. Ce rouleau se déplace en aval en contournant latéralement l’obstacle, formant des tourbillons dit en “fer à cheval”.

En dehors des zones de recirculation, où l’écoulement est extrêmement complexe, on peut estimer la perturbation de vitesse à l’aide de lois empiriques basées sur des essais effectués en soufflerie [Sacré (1995)]. Notons que pour certaines valeurs du nombre de Reynolds, de grande structures tourbillonnaires organisées peuvent apparaître dans le sillage. Dans le cas des obstacles cylindriques, ces tourbillons, dits de Bénard-Karman, se détachent alternativement des parois de l’obstacle, créant une double rangée de tourbillons transportée dans le sillage. Ces tourbillons, qui ne sont pas turbulents, se détachent avec une périodicité bien marquée, caractérisée par une fréquence réduite, appelée nombre de Strouhal

$$St = \frac{n_d D}{U}$$

D est une dimension caractéristique de l’obstacle, n_d la fréquence de détachement, et U une vitesse moyenne de référence. Ces détachements tourbillonnaires, qui on fait l’objet de nombreuses études [Axisa (1995), Blevins (1995)], induisent des phénomènes vibratoires susceptibles d’affecter le comportement vibratoire des constructions élancées [Szechenyi (1975)].

1.2 Action du vent sur les constructions

1.2.1 Effets du vent sur les structures

Bien que les écoulements de la couche limite atmosphérique soient tridimensionnels, nous présentons dans ce mémoire, en accord avec la quasi totalité des références bibliographiques, une analyse bidimensionnelle dans laquelle

- les structures sont représentées par des sections planes,
- les effets des fluctuations latérales u_y du vent sont négligées.

Cette approche simplifiée permet d'analyser les phénomènes les plus significatifs et de comprendre les principaux mécanismes qui interviennent lorsque le vent aborde transversalement une structure élancée.

Interactions constructions-vent

Dans la couche limite atmosphérique, on assimile les constructions à des obstacles qui interagissent avec le vent [Grandemer, Barnaud, Biétry (1980)] : une construction agit sur le vent en modifiant localement sa vitesse et sa trajectoire (voir le paragraphe précédent) et, réciproquement, le vent agit sur la structure en exerçant, sur ses parois, un champ de force fluctuant. Ces interactions dépendent à la fois de la nature de l'écoulement incident, de la forme de l'obstacle et de son environnement proche. Dans le cas des constructions souples, si la structure est elle-même en mouvement, des phénomènes aéroélastiques complexes, comme le flottement, peuvent venir se rajouter aux précédents [Turbelin, Porcher, Gibert (1996)]. Ces phénomènes, qui tirent leur énergie du vent, proviennent de l'interaction entre les forces aérodynamiques et le déplacement de la structure. Ils se traduisent par des phénomènes d'oscillations auto-entretenues et peuvent croître jusqu'à la rupture, comme ce fut le cas en 1940, aux Etats-Unis, lors de la spectaculaire rupture du pont de Tacoma. Ainsi, les forces générées par le vent se décomposent en une partie statique, correspondant au vent moyen, en une partie aéroélastique et en une partie turbulente :

$$\vec{F}(\vec{v}, t) = \vec{F}^s(\vec{v}) + \vec{F}^{ae}(\vec{v}, \vec{d}, t) + \vec{F}^t(\vec{v}, \vec{v}', t)$$

\vec{v} désigne la vitesse instantanée du vent, \vec{v} sa partie moyenne, \vec{v}' sa partie turbulente et \vec{d} le vecteur déplacement de la structure. Cette décomposition s'appuie sur deux hypothèses fortes : on suppose qu'il n'y a pas d'interaction entre la turbulence et les efforts aéroélastiques, ce qui n'est pas vrai mais de pratique courante, et on considère que les mouvements de la structure ne dérangent pas les forces turbulentes, ce qui constitue également une approximation. Ainsi, dans la pratique, l'étude des effets du vent sur une construction est divisée en deux parties. D'un côté on vérifie, dans un écoulement stationnaire, la stabilité de la structure par rapport aux efforts auto-entretenus \vec{F}^{ae} et, de l'autre, on étudie sa réponse aux efforts turbulents \vec{F}^t . Dans le premier cas, on détermine en soufflerie le comportement aéroélastique d'une section de la structure (si besoin est cette dernière est modifiée [Szechenyi (1995)]), puis, indépendamment de cette étude, on évalue l'action du vent turbulent sur l'ouvrage. Pour cela, dans le domaine des fréquences, on relie les caractéristiques du vent incident aux caractéristiques statistiques des

forces \vec{F}^t qui s'exercent sur la structure. *Seule cette seconde étape intéresse notre travail.* Ensuite, connaissant les propriétés de ces forces, on calcule la réponse dynamique de la structure en suivant la méthode spectrale définie par A.G. Davenport (1961). Notons, qu'un grand nombre de travaux ont été réalisés (ou sont actuellement en cours) pour améliorer la modélisation des forces aéroélastiques [Dat (1995)] et que le couplage entre l'étude aéroélastique et l'étude de la réponse au vent turbulent est de plus en plus souvent envisagé [Patron-Solares (1998)]. Dans les paragraphes qui suivent, nous présentons les hypothèses généralement retenues pour modéliser l'action aérodynamique du vent sur les structures. Pour cela, nous prenons l'exemple d'une structure souple de type tablier de pont, indéformable selon la section, de longueur L , de largeur B , de hauteur H soumise à un vent turbulent. Sur la figure (1.7), la longueur est orientée selon une direction normale au plan (\vec{x}, \vec{z}) . L'étude de l'action du vent sur ce type de structure a fait l'objet de nombreuses publications [Beliveau et al. (1977), Scanlan (1978), Lin et Ariaratnam (1980), Maceri et al. (1990), Lin et Li (1993)].

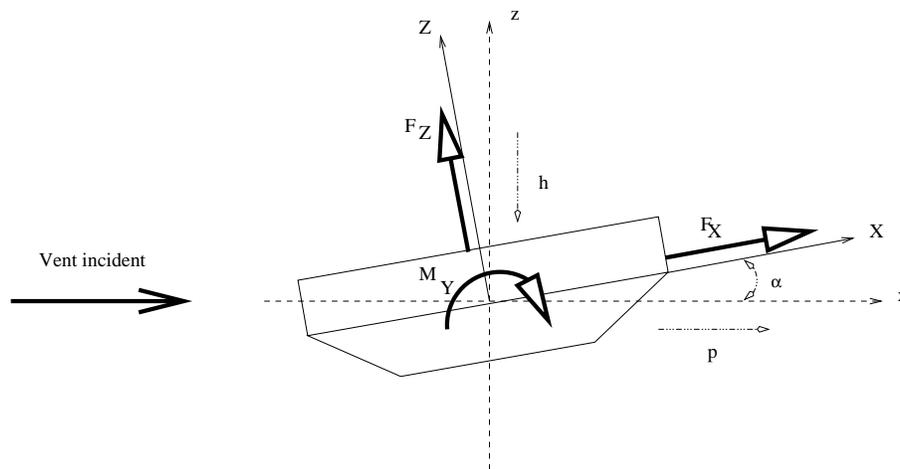


FIG. 1.7 – Action du vent sur un tablier de pont (coupe transversale)

1.2.2 Modélisation des forces aérodynamiques

Actions auto-entretenues

Comme nous l'avons déjà signalé, le comportement vibratoire des structures soumises au vent dépend à la fois des efforts aéroélastiques (ou auto-entretenus), liés aux mouvements vibratoires de la structure, et des efforts instationnaires induits par la turbulence du vent. On ne s'intéresse ici qu'à ce deuxième type d'excitation mais il nous semble utile de donner un bref aperçu de la modélisation des efforts auto-entretenus. A ce sujet, [Scanlan (1995)] rappelle que les méthodes utilisées en génie civil, pour évaluer les efforts aéroélastiques qui agissent sur les structures souples, sont identiques à celles utilisées en aéronautique, pour estimer les efforts qui s'exercent sur les ailes vibrantes. Dans les deux cas les résultats obtenus sont très différents mais, en s'appuyant sur une base expérimentale, il est possible de construire un modèle analytique proche de celui utilisé en aéronautique pour étudier le flottement des ailes d'avion en écoulement stationnaire. Dans le cas des ponts souples, les efforts auto-excités sont exprimés à

l'aide du modèle linéaire suivant² [Scanlan (1978)] :

- Pour la portance (selon une direction perpendiculaire au vent moyen)

$$F_l^{ae} = \frac{1}{2}\rho U^2 B \left[KH_1^* \frac{\dot{h}}{U} + KH_2^* \frac{B\dot{\alpha}}{U} + K^2 H_3^* \alpha + K^2 H_4^* \frac{h}{B} \right] \quad (1.5)$$

- Pour le moment de torsion

$$M_y^{ae} = \frac{1}{2}\rho U^2 B^2 \left[KA_1^* \frac{\dot{h}}{U} + KA_2^* \frac{B\dot{\alpha}}{U} + K^2 A_3^* \alpha + K^2 A_4^* \frac{h}{B} \right] \quad (1.6)$$

où U est la vitesse moyenne du vent transversal, B la largeur de la section, ρ la masse volumique de l'air, h et α le déplacement vertical et la rotation de la section, $K = \frac{B\omega}{U}$ la pulsation réduite, H_i^* , A_i^* ($i = 1, 2, 3, 4$) les “dérivées de flottement” (flutter derivative), fonctions de K . Ces coefficients aérodynamiques sont identifiés à partir d'expériences en soufflerie sur des maquettes de sections de ponts. Ce modèle analytique rend compte, de façon “simple” et “pratique”, des efforts auto-entretenus qui agissent sur le système.

Pression exercée par le vent

La distribution de pression autour d'une structure est liée à la vitesse du vent, qui est une fonction aléatoire du temps et qui, nous l'avons vu, dépend de la rugosité et de l'altitude. Pour caractériser la pression instantanée $P(t)$, en un point donné de la surface, on choisit une grandeur de référence par rapport à laquelle on rapporte la pression observée. Pour des raisons de similitude on choisit la pression dynamique moyenne, à une hauteur h ,

$$q_h = \frac{1}{2}\rho U_h^2$$

et on définit un coefficient de pression adimensionnel

$$C_p(t) = \frac{P(t) - P_0}{q_h} \quad (1.7)$$

qui, du fait de la nature turbulente du vent, est une fonction aléatoire du temps que l'on décrit en termes statistiques [Biétry (1995)]. Dans l'expression (1.7), ρ est la masse volumique de l'air et P_0 la pression statique à l'amont de l'obstacle, en zone non perturbée.

Forces aérodynamiques

L'intégration de la distribution de pression donne les efforts aérodynamiques “nets” qui agissent sur la structure. Ils se décomposent en

- une force de traînée, dans la direction du vent moyen,
- une force de portance, perpendiculaire à la première,
- un moment de torsion.

2. La notation utilisée, en France, par l'ONERA est différente mais la méthodologie employée est identique

Dans un repère $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$, lié au vent moyen, on exprime respectivement les coefficients aérodynamiques adimensionnels, de traînée, de portance et de moment :

$$\begin{aligned} C_d(\alpha, t) &= \frac{F_d(\alpha, t)}{\frac{1}{2}\rho U^2 B} \\ C_l(\alpha, t) &= \frac{F_l(\alpha, t)}{\frac{1}{2}\rho U^2 B} \\ C_m(\alpha, t) &= \frac{M_y(\alpha, t)}{\frac{1}{2}\rho U^2 B^2} \end{aligned}$$

- U est la vitesse moyenne de référence du vent,
- α est l'angle d'incidence du vent,
- $F_d(\alpha, t)$, $F_l(\alpha, t)$, $M_y(\alpha, t)$ sont les forces, par unité de longueur, de traînée, de portance et de moment.

A l'instar du coefficient de pression, ces coefficients sont des fonctions du temps que l'on décrit en termes statistiques. Ils dépendent du nombre de Reynolds et sont sensibles à l'intensité de la turbulence de l'écoulement incident. On les mesure, en soufflerie, sur des tronçons à échelles réduites de la structure, pour des angles d'incidence qui varient entre -10° et $+10^\circ$. Quand ils sont exprimés dans un repère $(\vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z})$ lié à la structure, on les note respectivement $C_X(\alpha, t)$, $C_Z(\alpha, t)$, $C_{M_Y}(\alpha, t)$. On a

$$\begin{aligned} C_X &= C_d \cos \alpha - C_l \sin \alpha \\ C_Z &= C_l \cos \alpha + C_d \sin \alpha \end{aligned}$$

Approche quasi-stationnaire

L'hypothèse de quasi-stationnarité consiste à considérer que "les forces instantanées produites par le vent fluctuant, qui s'exercent sur une structure, sont égales à celles qui se produiraient sur celle-ci dans un écoulement permanent, avec la même vitesse et le même angle d'incidence". Ainsi :

$$\begin{aligned} F_d(t) &= \frac{1}{2}\rho \bar{v}^2(t) B C_d(\alpha) \\ F_l(t) &= \frac{1}{2}\rho \bar{v}^2(t) B C_l(\alpha) \\ M_y(t) &= \frac{1}{2}\rho \bar{v}^2(t) B^2 C_m(\alpha) \end{aligned}$$

où $C_d(\alpha)$, $C_l(\alpha)$, $C_m(\alpha)$ sont les valeurs stationnaires des coefficients aérodynamiques.

- En les linéarisant autour d'un angle d'incidence moyen α_0 ,

$$C_i(\alpha) = C_i(\alpha_0) + \frac{dC_i}{d\alpha}(\alpha_0)\alpha \quad i = d, l, m$$

- en considérant que les termes u_i^2 sont petits devant U ,

$$\vec{v}(t)^2 \simeq U^2 + 2Uu_x(t)$$

- en exprimant les fluctuations de l'angle d'incidence effectif du vent par la relation

$$\alpha \simeq \frac{u_z(t)}{U}$$

- en négligeant les termes d'ordre deux,

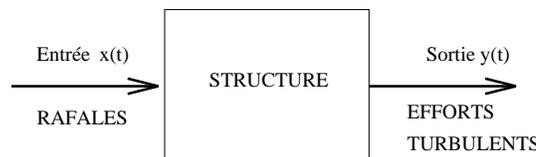
on obtient :

$$\begin{pmatrix} F_d(t) \\ F_l(t) \\ M_y(t) \end{pmatrix} = \frac{1}{2}\rho U^2 B \begin{pmatrix} C_d(\alpha_0) \\ C_l(\alpha_0) \\ BC_m(\alpha_0) \end{pmatrix} + \frac{1}{2}\rho UB \begin{pmatrix} 2C_d(\alpha_0)u_x(t) & + & C'_d(\alpha_0)u_z(t) \\ 2C_l(\alpha_0)u_x(t) & + & C'_l(\alpha_0)u_z(t) \\ 2BC_m(\alpha_0)u_x(t) & + & BC'_m(\alpha_0)u_z(t) \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

Le premier terme traduit l'action statique du vent moyen $\vec{F}^s(\vec{v})$, le second les effets induits par le vent turbulent $\vec{F}^t(\vec{v}, \vec{v}', t)$. Ceux-ci sont exprimés en fonction des coefficients aérodynamiques stationnaires, $C_i(\alpha_0)$, et de leur dérivée par rapport à l'angle d'incidence $C'_i(\alpha_0) = \frac{dC_i}{d\alpha}(\alpha_0)$. Ces dérivées sont les pentes, en α_0 , des courbes $C_i = f(\alpha)$. Des compléments sur cette approche sont donnés en annexe (C). L'expression (1.8), obtenue à l'aide de l'hypothèse de quasi stationnarité, n'est valable que pour de petites variations de l'angle d'incidence et pour des fluctuations turbulentes faibles devant la vitesse moyenne. Pour obtenir une estimation plus juste des effets du vent turbulent, il faut utiliser la notion de fonction indicielle.

Réponses impulsionnelles et indicielles

Les efforts aérodynamiques suivent les variations de vitesse du vent. Pour étudier ce processus, il faut mettre en relation des valeurs d'entrée (les rafales) et des valeurs de sortie (les efforts aérodynamiques), comme le schématise la figure suivante. Pour faire correspondre $y(t)$



et $x(t)$, il est possible d'étudier la réponse du système, initialement au repos, à certaines entrées types comme l'impulsion (fonction nulle en dehors d'un petit intervalle de temps mais

qui prend, dans cet intervalle, des valeurs suffisamment grandes pour qu'un effet total soit notable) ou l'échelon (fonction qui varie brusquement d'une valeur constante, prise comme zéro, à une autre valeur constante). Soit $h(t)$ la réponse impulsionnelle et $\phi(t)$ la réponse à un échelon (réponse indicielle), on a :

$$h(t) = \frac{d\phi(t)}{dt}$$

Une entrée quelconque peut être considérée comme une somme d'impulsions agissant chacune au temps τ . La réponse, au temps t , à chaque impulsion étant

$$h(t - \tau)x(\tau)d\tau$$

la réponse totale est décrite par une intégrale de Duhamel

$$y(t) = \int_{-\infty}^t h(t - \tau)x(\tau)d\tau \quad (1.9)$$

Par changement de variable, sachant que $h(\tau) = 0$ pour $\tau < 0$, on a

$$y(t) = \int_0^{\infty} h(\tau)x(t - \tau)d\tau = \int_{-\infty}^{+\infty} h(\tau)x(t - \tau)d\tau$$

En effectuant une transformée de Fourier de cette relation on montre que

$$\hat{y}(\omega) = \int_0^{\infty} h(t')e^{-i\omega t'} dt' \int_{-\infty}^{\infty} x(\tau)e^{-i\omega\tau} d\tau \quad \text{où } t' = t - \tau$$

soit

$$\hat{y}(\omega) = H(\omega)\hat{x}(\omega) \quad \text{avec } H(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(t)e^{-i\omega t} dt$$

$H(\omega)$, la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle (ou de la dérivée de la fonction indicielle), est la fonction de transfert du processus. Physiquement, cette fonction décrit la réponse complexe du processus à une excitation harmonique. A l'aide de cette fonction on exprime simplement la densité spectrale de la réponse en fonction de celle de l'entrée

$$S_{\hat{y}\hat{y}} = |H(\omega)||H(\omega)|^* S_{\hat{x}\hat{x}}$$

où "*" désigne l'opérateur de conjugaison. Aussi, un processus est caractérisé par sa fonction de transfert ou par sa réponse indicielle. [Scanlan (1993)] rappelle que ces fonctions ont été utilisées en aéronautique pour exprimer analytiquement la portance des ailes d'avions.

Fonctions indicielles en aéronautique

En aéronautique, les fonctions indicielles sont utilisées pour décrire l'évolution de la portance des ailes d'avion lorsque leur position, par rapport à l'écoulement incident, change brusquement. C'est le cas lorsque l'angle d'attaque du profil change, quand le profil rencontre une rafale ou lorsque le corps oscille. Rappelons que, pour de faibles angles d'incidence, la portance d'une aile d'avion, de longueur B , sous un angle d'incidence α , est :

$$F_l = \frac{1}{2}\rho U^2 B C_l' \alpha$$

En utilisant la théorie potentielle des écoulements incompressibles, Wagner (1925) a montré que, pour une brusque variation α_0 de l'angle d'incidence, la portance évolue suivant la relation :

$$F_l(s) = \frac{1}{2}\rho U^2 BC_l' \alpha_0 \Phi(s) \quad (1.10)$$

avec, théoriquement, $C_l' = 2\pi$. Ici, s est un temps sans dimension $s = \frac{2Ut}{B}$ et $\Phi(s)$ est la fonction indicielle de Wagner telle que

$$\Phi(s) = 1 - 0.165e^{-0.0455s} - 0.335e^{-0.300s}$$

Pour une variation quelconque de l'angle d'incidence effectif, $\alpha(s)$, la relation (1.10) se généralise sous la forme

$$F_l(s) = \frac{1}{2}\rho U^2 BC_l' \int_{-\infty}^s \alpha(\sigma) \Phi'(s - \sigma) d\sigma \quad (1.11)$$

En effectuant un changement de variable, on obtient

$$F_l(s) = \frac{1}{2}\rho U^2 BC_l' \int_0^{\infty} \alpha(s - \sigma) \Phi'(\sigma) d\sigma \quad (1.12)$$

Sous les mêmes hypothèses, Küssner (1936) a étudié les effets de la turbulence sur la portance d'une aile d'avion. Dans le cas d'un profil qui se déplace à la vitesse U et qui rencontre une rafale, de vitesse verticale uniforme u_{z0} , il a montré que

$$F_l(s) = \frac{1}{2}\rho U^2 BC_l' \frac{u_{z0}}{U} \Psi(s) \quad (1.13)$$

$\Psi(s)$, la fonction indicielle de Küssner, est telle que

$$\Psi(s) = 1 - 0.500e^{-0.130s} - 0.500e^{-s} \quad (1.14)$$

Pour une rafale de vitesse verticale arbitraire $u_z(s)$, on a

$$F_l(s) = \frac{1}{2}\rho U^2 BC_l' \int_{-\infty}^s \frac{u_z(\sigma)}{U} \Psi'(s - \sigma) d\sigma \quad (1.15)$$

ou

$$F_l(s) = \frac{1}{2}\rho U^2 BC_l' \int_0^{\infty} \frac{u_z(s - \sigma)}{U} \Psi'(\sigma) d\sigma \quad (1.16)$$

Si la rafale est sinusoïdale, de vitesse $u_z(s) = u_{z0}e^{iks}$ (où k est la pulsation réduite égale à $B\omega/2U$), Sears (1941) a montré que la portance s'exprime à l'aide d'une fonction complexe

$$F_l(s) = \frac{1}{2}\rho U^2 BC_l' \frac{u_{z0}}{U} \Theta(k) e^{iks} \quad (1.17)$$

On remarque que $\Theta(k)$ et $\Psi(s)$ sont reliées par une transformée de Fourier

$$\Theta(k) = \int_0^{\infty} \Psi'(\sigma) e^{-ik\sigma} d\sigma = ik \int_0^{\infty} \Psi(\sigma) e^{-ik\sigma} d\sigma$$

La fonction complexe de Sears est une fonction de transfert, appelée admittance aérodynamique, qui permet de relier, dans le domaine des fréquences, le spectre de la force de portance au spectre de la composante u_z

$$S_{F_l}(k) = (\pi\rho UB)^2 S_{u_z} |\Theta|^2(k)$$

$|\Theta|^2(k)$ est généralement approchée par la relation de Liepman (1952)

$$|\Theta|^2(k) = \frac{1}{1 + 2\pi k}$$

Application à l'aérodynamique des ponts

[Scanlan (1995)], qui étudie principalement la stabilité aéroélastique des ponts, a réussi à adapter aux structures non profilées des formulations développées dans le cadre de l'aéronautique. Il a notamment montré que les valeurs expérimentales des dérivées de flottement (flutter derivatives) sont liées à des fonctions indicielles de type Wagner. Il a également montré que les efforts $F_i^t(t)$, induits par le vent turbulent, peuvent s'exprimer à l'aide de fonctions indicielles :

$$\begin{pmatrix} F_d^t(s) \\ F_l^t(s) \\ M_y^t(s) \end{pmatrix} = \frac{1}{2}\rho UB \begin{pmatrix} 2C_d(\alpha_0) \int_{-\infty}^s u_x(\sigma) \Phi'_{d_x}(s-\sigma) d\sigma \\ 2C_l(\alpha_0) \int_{-\infty}^s u_x(\sigma) \Phi'_{l_x}(s-\sigma) d\sigma \\ 2BC_m(\alpha_0) \int_{-\infty}^s u_x(\sigma) \Phi'_{m_x}(s-\sigma) d\sigma \end{pmatrix} \\ + \frac{1}{2}\rho UB \begin{pmatrix} C'_d(\alpha_0) \int_{-\infty}^s u_z(\sigma) \Psi'_{d_z}(s-\sigma) d\sigma \\ C'_l(\alpha_0) \int_{-\infty}^s u_z(\sigma) \Psi'_{l_z}(s-\sigma) d\sigma \\ BC'_m(\alpha_0) \int_{-\infty}^s u_z(\sigma) \Psi'_{m_z}(s-\sigma) d\sigma \end{pmatrix}$$

où

- les fonctions Φ_{i_x} ($i = d, l, m$), associées aux fluctuations horizontales de vitesse, sont des fonctions indicielles de type Wagner,
- les fonctions Ψ_{i_z} ($i = d, l, m$), associées aux fluctuations verticales de la vitesse, sont les fonctions indicielles de l'effet rafale, égales à la fonction de Küssner de pénétration dans une rafale uniforme pour le cas d'un profil mince.

En utilisant une transformée de Fourier, ces forces sont, dans le domaine des fréquences,

$$\begin{pmatrix} \hat{F}_d^t(k) \\ \hat{F}_l^t(k) \\ \hat{M}_y^t(k) \end{pmatrix} = \frac{1}{2}\rho UB \begin{pmatrix} 2C_d(\alpha_0)u_x(k)\hat{\Phi}'_{d_x}(k) + C'_d(\alpha_0)u_z(k)\hat{\Psi}'_{d_z}(k) \\ 2C_l(\alpha_0)u_x(k)\hat{\Phi}'_{l_x}(k) + C'_l(\alpha_0)u_z(k)\hat{\Psi}'_{l_z}(k) \\ 2BC_m(\alpha_0)u_x(k)\hat{\Phi}'_{m_x}(k) + BC'_m(\alpha_0)u_z(k)\hat{\Psi}'_{m_z}(k) \end{pmatrix}$$

leurs spectres sont :

$$\begin{pmatrix} S_{\hat{F}'_d}(k) \\ S_{\hat{F}'_l}(k) \\ S_{\hat{M}'_y}(k) \end{pmatrix} = \frac{1}{4}\rho^2 U^2 B^2 \begin{pmatrix} 4C_d^2(\alpha_0)S_{u_x}(k)\chi_{d_x}^2(k) + C_d'^2(\alpha_0)\chi_{d_z}^2(k)S_{u_z}(k) \\ 4C_l^2(\alpha_0)S_{u_x}(k)\chi_{l_x}^2(k) + C_l'^2(\alpha_0)\chi_{l_z}^2(k)S_{u_z}(k) \\ 4B^2C_m^2(\alpha_0)S_{u_x}(k)\chi_{m_x}^2(k) + B^2C_m'^2(\alpha_0)\chi_{m_z}^2(k)S_{u_z}(k) \end{pmatrix} \\ + \frac{1}{4}\rho^2 U^2 B^2 \begin{pmatrix} 2C_d(\alpha_0)C_d'(\alpha_0)[\chi_{d_{xz}}^2(k)S_{u_x u_z}(k) + \chi_{d_{zx}}^2(k)S_{u_z u_x}(k)] \\ 2C_l(\alpha_0)C_l'(\alpha_0)[\chi_{l_{xz}}^2(k)S_{u_x u_z}(k) + \chi_{l_{zx}}^2(k)S_{u_z u_x}(k)] \\ 4B^2C_m(\alpha_0)C_m'(\alpha_0)[\chi_{m_{xz}}^2(k)S_{u_x u_z}(k) + \chi_{m_{zx}}^2(k)S_{u_z u_x}(k)] \end{pmatrix}$$

Ainsi, on dispose d'une expression qui relie les spectres des forces aérodynamiques aux spectres des composantes turbulentes du vent. Cette expression est constituée de deux termes :

- Le premier fait apparaître les densités spectrales des composantes turbulentes u_x , u_z et les admittances aérodynamiques, similaires à la fonction de Sears,

$$\begin{aligned} \chi_{d_x}^2 &= \hat{\Phi}'_{d_x}(k)\hat{\Phi}'_{d_x}{}^*(k) & \chi_{l_x}^2 &= \hat{\Phi}'_{l_x}(k)\hat{\Phi}'_{l_x}{}^*(k) & \chi_{m_x}^2 &= \hat{\Phi}'_{m_x}(k)\hat{\Phi}'_{m_x}{}^*(k) \\ \chi_{d_z}^2 &= \hat{\Psi}'_{d_z}(k)\hat{\Psi}'_{d_z}{}^*(k) & \chi_{l_z}^2 &= \hat{\Psi}'_{l_z}(k)\hat{\Psi}'_{l_z}{}^*(k) & \chi_{m_z}^2 &= \hat{\Psi}'_{m_z}(k)\hat{\Psi}'_{m_z}{}^*(k) \end{aligned}$$

où “*” désigne l'opérateur de conjugaison.

- Le second fait apparaître des densités interspectrales croisées et les admittances aérodynamiques

$$\begin{aligned} \chi_{d_{xz}}^2 &= \hat{\Phi}'_{d_x}(k)\hat{\Psi}'_{d_z}{}^*(k) & \chi_{l_{xz}}^2 &= \hat{\Phi}'_{l_x}(k)\hat{\Psi}'_{l_z}{}^*(k) & \chi_{m_{xz}}^2 &= \hat{\Phi}'_{m_x}(k)\hat{\Psi}'_{m_z}{}^*(k) \\ \chi_{d_{zx}}^2 &= \hat{\Psi}'_{d_z}(k)\hat{\Phi}'_{d_x}{}^*(k) & \chi_{l_{zx}}^2 &= \hat{\Psi}'_{l_z}(k)\hat{\Phi}'_{l_x}{}^*(k) & \chi_{m_{zx}}^2 &= \hat{\Psi}'_{m_z}(k)\hat{\Phi}'_{m_x}{}^*(k) \end{aligned}$$

Dans la majorité des études, seul le premier terme est pris en compte.

Admittances aérodynamiques

Si on suit une approche quasi statique, les admittances aérodynamiques sont égales à l'unité. Dans le cas contraire, il faut les mesurer en soufflerie en reproduisant fidèlement, à l'échelle de la maquette, les caractéristiques de la turbulence du vent naturel. La caractérisation de ces fonctions, indispensables à la modélisation des forces aérodynamiques exercées par le vent turbulent, est un problème complexe qui fait encore actuellement l'objet de nombreuses recherches. A ce sujet, [Scanlan (1993)] signale que les fonctions χ_{i_x} sont directement liées aux dérivés de flottement et qu'en revanche, les informations manquent concernant les fonctions χ_{i_z} , associées à la composante verticale de la vitesse du vent. Différentes propositions ont été formulées : on peut, par exemple,

- les identifier à la fonction de Sears, $|\chi_{i_z}|^2 = |\Theta(k)|^2$,
- les prendre égales à l'unité,

- les exprimer en fonction des dérivés de flottement.

La première hypothèse, proposée par [Davenport (1962)], est directement issue de l'aéronautique. La fonction de Sears, qui est égale à 1 vers les basses fréquences et qui tend vers 0 lorsque la fréquence augmente (filtre passe bas), traduit le fait, qu'à amplitude égale, plus une fluctuation est rapide, moins elle aura d'effet en terme de traînée et de portance. Ceci est dû au fait que "les rafales correspondant aux fréquences les plus élevées sont aussi celles qui ont, dans l'espace, les plus petites dimensions. De ce fait, elles n'agissent pas simultanément sur toute la surface de la construction, en particulier si cette dernière est de grandes dimensions. Autrement dit, cette fonction d'admittance aérodynamique traduit, dans le domaine des fréquences, l'effet réducteur de dimension des rafales" [Grandemer, Barnaud, Biétry (1980)]. Cependant, plusieurs études ont montré une assez grande divergence entre l'admittance d'une section de pont et celle d'une aile d'avion : pour les sections de ponts, les fonctions d'admittance restent proches de l'unité sur une gamme étendue de fréquence réduite (aussi, pour ce type de structure, l'approche quasi-statique semble adaptée). Nous reviendrons ultérieurement sur ce phénomène fortement lié à la nature des écoulements autour de structures mal profilées. Notons que dans des travaux récents Scanlan tente d'exprimer ces admittances en fonction des dérivés de flottement. Pour cela, il suppose "l'équivalence, d'un point de vue aérodynamique, entre une section de tablier, placée dans un écoulement de vitesse horizontale U constante et de vitesse verticale $w(t)$, et une section, animée d'un mouvement vibratoire vertical $h(t)$, de vitesse $\dot{h}(t) = -w(t)$, placée dans un écoulement de vitesse U constante". La turbulence ne correspondant pas au cas idéal d'une fluctuation verticale agissant simultanément sur la totalité de la section, il introduit une correction qui s'appuie sur l'utilisation de la fonction de cohérence des fluctuations verticales de la vitesse du vent. Ces travaux n'ayant pas encore fait l'objet de publications, nous ne pouvons pas en dire plus.

1.2.3 Limitations des modèles empiriques

Les modèles proposés dans les paragraphes précédents, relient de façon empirique les efforts turbulents aux fluctuations de vitesses de l'écoulement incident. Ces modèles "ignorent" les complications de l'aérodynamique réelle et proposent des relations linéaires simples, valables dans une certaine gamme de fréquence réduite. Or, dans le cas des structures non profilées, la turbulence, générée par la structure elle-même, influence fortement ces efforts, ce qui explique, en partie, les différences observées entre les profils d'aile et les sections de pont. Aussi, la prise en compte de cette "signature turbulente", qui se manifeste au travers du sillage instationnaire, est indispensable. Mais ce phénomène constitue un problème supplémentaire pour lequel on ne trouve pas d'équivalent dans les théories de l'aéronautique. Pour le représenter, il faut comprendre et étudier les mécanismes qui régissent les écoulements autour de structures non profilées. Pour cela, plusieurs voies expérimentales ont déjà été ouvertes [Singh (1997)]. Dans ce travail, nous avons choisi d'utiliser la mécanique des fluides numérique. Nous développons ce point dans le chapitre suivant, et nous consacrons l'intégralité du chapitre 5 à la caractérisation de la signature turbulente.

Conclusion

La couche limite atmosphérique est la partie de l'atmosphère, fortement turbulente, située juste au dessus de la surface terrestre. Dans cette région, à l'échelle micrométéorologique, le vent est un écoulement d'air turbulent constitué de tourbillons de tailles différentes, emportés par le mouvement d'ensemble.

- Par vents forts, cette turbulence est purement mécanique, c'est à dire uniquement liée aux caractéristiques aérodynamiques des sites étudiés.
- Comme dans tout écoulement turbulent, on représente la vitesse du vent par un vecteur constitué d'une partie moyenne, déterministe, et d'une partie turbulente, aléatoire.
- Seules des mesures sur site permettent de déterminer de façon précise toutes les caractéristiques des composantes de la vitesse du vent en un endroit donné. Cependant, pour exprimer ces caractéristiques, on dispose d'expressions empiriques qui donnent de bonnes estimations sur un grand nombre de sites non complexes. Ces formules empiriques sont directement utilisées pour déterminer les caractéristiques des forces aérodynamiques exercées par le vent sur les constructions. De plus, nous les utiliserons, au chapitre 3, pour définir des conditions initiales et aux limites dans le cadre d'une approche basée sur la mécanique des fluides numérique. Enfin, notons qu'on les retrouve dans les algorithmes de certains codes de calculs qui génèrent numériquement des signaux temporels synthétiques représentant le vent [Attou (1994)].
- Le vent interagit avec les obstacles qu'il rencontre : la présence d'un obstacle oblige le vent à le contourner, ce qui modifie localement sa vitesse et sa trajectoire, réciproquement, le vent induit un champ de force sur les parois de l'obstacle qu'il rencontre. Si, sous l'action de ces forces, l'obstacle entre en mouvement, ces derniers viennent à leur tour perturber l'écoulement de l'air et modifier la nature des efforts exercés par le vent.
- Pour étudier l'action du vent sur les constructions élancées, il faut étudier à la fois le couplage aéroélastique, entre le vent et les structures, et l'action dynamique engendrée par la turbulence atmosphérique. *Pour cela, une modélisation préalable de la source d'effort engendrée par le vent est nécessaire. C'est cette modélisation qui intéresse notre travail.*
- Différentes étapes sont nécessaires à la caractérisation des efforts aérodynamiques induits par le vent sur un ouvrage. La première consiste à estimer les caractéristiques du vent sur le site d'implantation de la structure et à analyser l'influence de l'environnement proche. Pour cela, des mesures sur site sont effectuées, ou des modèles de variations empiriques sont utilisés. La seconde, consiste à mesurer, en soufflerie, les caractéristiques aérodynamiques de la structure sur une maquette à échelle réduite.
- Connaissant ces informations, un modèle quasi-statique, corrigé par l'utilisation de fonctions d'admittance, permet de relier ces caractéristiques aux caractéristiques des forces aérodynamiques. Cependant cette méthode, issue de l'aéronautique, ne permet pas de prendre en compte l'influence de la turbulence générée par la structure elle-même.

Aussi, pour compléter les résultats existants, nous avons choisi d'utiliser la mécanique des fluides numérique. Dans le prochain chapitre, nous présentons les modèles qui permettent de représenter, sur un site donné, les efforts aérodynamiques induits par le vent sur les structures

allongées. Notre objectif étant de déterminer le niveau de description le mieux adapté à notre étude.

Chapitre 2

Modélisation de la turbulence atmosphérique

Introduction

Durant de nombreuses années, seules des études expérimentales, en soufflerie ou sur site, ont permis d'étudier le vent dans la couche limite atmosphérique. Devant l'amélioration des performances des calculateurs, tant en place mémoire qu'en vitesse de calcul, la mécanique des fluides numérique (Computational Fluids Dynamic, ou CFD, en anglais) s'est développée et l'idée d'utiliser un modèle mathématique pour représenter le vent c'est imposée. Rapidement, des modèles capables de représenter aussi bien la diffusion de polluant dans l'atmosphère [Levi-Alvares et Sini (1992)] que l'interaction entre le vent et les constructions ont été proposés. De ces derniers travaux est née une nouvelle discipline : l'étude numérique de l'action du vent sur les structures (Computational Wind Engineering, ou CWE, en anglais) dont l'objectif est de représenter numériquement le vent turbulent, à l'aide de modèles basés sur la résolution des équations de Navier-Stokes, afin d'étudier son action sur les ouvrages de génie civil. Dans ce second chapitre, après avoir présenté les équations d'évolution des écoulements turbulents et les techniques de résolution existantes, nous déterminerons l'approche la mieux adaptée à notre étude.

2.1 Modélisation du vent

2.1.1 Equations du mouvement

Nous avons vu, dans le premier chapitre, que dans la couche limite atmosphérique le vent est un écoulement d'air turbulent dont les vitesses sont bien inférieures à la vitesse du son ($\mathcal{M} \ll 1$). Sachant que, dans un écoulement, l'importance relative de la compressibilité est proportionnelle au carré du nombre de Mach

$$\frac{\Delta p}{\rho} \simeq \frac{\mathcal{M}^2}{2}$$

on assimile le vent à un écoulement de fluide incompressible dont la masse volumique, la viscosité dynamique et la viscosité cinématique, sont respectivement, pour une température d'environ

15°C et une pression de 1000hPa :

$$\rho = 1,225 \text{kgm}^{-3} \quad \mu = 1,83 \cdot 10^{-5} \text{kgm}^{-1} \text{s}^{-1} \quad \nu = \frac{\mu}{\rho} = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$$

Equations de conservation

Les écoulements de fluides incompressibles sont régis par les équations de Navier-Stokes (conservation de la quantité de mouvement) et par l'équation de continuité (conservation de la masse) auxquelles viennent se rajouter des conditions initiales et aux limites. Si on note p la pression, \vec{v} le champ de vitesse, $\rho \vec{f}$ un champ de force de volume pouvant être la gravité, ces équations s'écrivent

$$\begin{cases} \rho \vec{\gamma} = \nabla \cdot (\tau^v - pI) + \rho \vec{f} \\ \nabla \cdot \vec{v} = 0 \end{cases} \quad (2.1)$$

- $\vec{\gamma}$ est l'accélération d'une particule fluide

$$\vec{\gamma} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{v}$$

- τ^v est le tenseur des contraintes visqueuses d'un fluide incompressible

$$\tau^v = 2\mu S$$

- S est le tenseur des taux de déformation

$$S = \frac{1}{2}(\nabla \vec{v} + \nabla^T \vec{v})$$

- I est le tenseur identité
- ρ , μ , ν sont respectivement : la masse volumique, la viscosité dynamique et la viscosité cinématique du fluide telles que

$$\nu = \frac{\mu}{\rho}$$

on a donc

$$\begin{cases} \rho \left\{ \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} \right\} = -\nabla p + \nabla \cdot (\tau^v) + \rho \vec{f} \\ \nabla \cdot \vec{v} = 0 \end{cases} \quad (2.2)$$

En utilisant la relation de conservation de la masse et en divisant par ρ , l'équation de la quantité de mouvement s'écrit

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \vec{v} + \vec{f} \quad (2.3)$$

Ces équations restent valables en présence de turbulence [Tennekes et Lumley (1972), Lesieur (1997)] et s'appliquent à la turbulence atmosphérique [Lumley et Panofsky (1964), Panofsky et Dutton (1984), Blackadar (1997)].

2.1.2 Résolution des équations du mouvement

La rapide augmentation des moyens de calcul a favorisé le développement de techniques numériques capables de résoudre les équations de Navier-Stokes en présence de turbulence [Schiestel (1993)]. Parmi ces techniques, issues de la mécanique des fluides numérique, on distingue :

- la simulation directe (Direct Numerical Simulation ou DNS)
- la simulation des grandes échelles (Large Eddy Simulation ou LES)
- la modélisation statistique.

Simulation directe

La résolution numérique directe des équations de Navier-Stokes, appelée simulation directe, nécessite une grande capacité de stockage et entraîne des temps de calculs (CPU) extrêmement longs. Ces contraintes rendent cette technique mal adaptée aux calculs d'écoulements turbulents industriels. En effet, ces derniers sont constitués d'une multitude de tourbillons de tailles différentes et il faut utiliser une discrétisation spatiale très fine, coûteuse en stockage et en temps CPU, pour représenter les plus petits d'entre eux. Il a été montré [Rodi (1995)], que le nombre de points de discrétisation nécessaires pour simuler la totalité des échelles d'un écoulement turbulent évolue approximativement comme le cube du nombre de Reynolds, Re^3 . On comprend aisément pourquoi, dans la couche limite atmosphérique, où la faible viscosité de l'air, eu égard aux dimensions du milieu, donne naissance à des nombres de Reynolds très élevés (de l'ordre de 10^6 à 10^9), la simulation directe n'est pas utilisée. Dans ce cas, pour réduire le volume des calculs, le recours à des hypothèses de modélisation est indispensable .

Simulation des grandes échelles

La LES est basée sur le filtrage spatiale des équations de Navier-Stokes. Avec cette technique, les équations du mouvement turbulent sont filtrées [Sagaut (1998)] et ne sont résolues que pour les grosses structures turbulentes, dont la taille est supérieure à celle des mailles. Les petites échelles, qui ne sont pas simulées, sont prises en compte au travers de modèles sous-mailles [Nieuwstat et al. (1993), Sullivan et al. (1994)]. Ces modèles, fortement inspirés de ceux utilisés dans l'approche statistique, supposent que les mouvements des petites structures sont plus universels, c'est à dire moins dépendant des conditions aux limites que les mouvements des grandes structures. Cette technique, dans laquelle l'évolution des grosses structures est simulée tandis que les petites échelles sont modélisées, permet d'étudier des écoulements à hauts nombres de Reynolds. Avec l'augmentation de la capacité de calcul informatique cette technique devient de plus en plus abordable. Cependant, elle impose des temps de calculs relativement importants (mais inférieurs à ceux de la simulation directe) et nécessite une représentation précise de l'écoulement en entrée du domaine. La mise en oeuvre des techniques de génération de conditions aux limites (calcul précurseur, reconstruction stochastique) pose des difficultés et entraîne un surcoût pour la simulation. Ainsi, l'utilisation systématique de la LES dans l'étude d'écoulements complexes, en présence d'obstacles, reste problématique [Murakami (1997)].

Approche statistique

L'approche statistique, beaucoup moins coûteuse en temps de calcul que les précédentes, est couramment utilisée par les codes de calcul industriels et semble, d'après la littérature [Rodi (1995)], adaptée aux écoulements atmosphériques. L'objectif de cette approche est d'oublier le mouvement turbulent instantané du fluide, trop complexe, et de chercher des équations prédisant simplement l'évolution des champs moyens. Pour cela, les équations du mouvement sont moyennées, afin d'en faire disparaître les termes fluctuants, et les nouvelles inconnues qui apparaissent sont prises en compte au travers de modèles de fermeture (ou de turbulence) [Launder et al. (1984)]. Plus ces modèles sont élaborés, plus la représentation physique de l'écoulement est juste, mais plus les coûts de calcul sont importants. Ainsi, pour chaque type d'écoulement, il faut rechercher le meilleur compromis entre la précision des résultats et la complexité du modèle utilisé.

2.1.3 Equations moyennées

Formalisme de Reynolds

La modélisation statistique permet de suivre l'évolution des caractéristiques d'un écoulement turbulent sans avoir à résoudre directement les équations du mouvement. Pour cela, les paramètres de l'écoulement ϕ_i sont décomposés en parties moyennes et fluctuantes (décomposition de Reynolds)

$$\phi_i = \langle \phi_i \rangle + \phi_i'$$

et les équations instantanées sont moyennées afin d'obtenir des équations prédisant l'évolution du champ moyen. L'opérateur de moyenne doit satisfaire aux conditions suivantes (axiomes de Reynolds - 1894) :

Soit ϕ_1 et ϕ_2 deux quantités fluctuantes et λ une quantité constante,

1. l'action de l'opérateur sur une constante doit être celle de l'opérateur identité

$$\langle \lambda \rangle = \lambda$$

2. l'opérateur doit être linéaire

$$\langle \phi_1 + \lambda \phi_2 \rangle = \langle \phi_1 \rangle + \lambda \langle \phi_2 \rangle$$

3. l'opérateur doit être projectif

$$\langle \langle \phi_1 \rangle \phi_2 \rangle = \langle \phi_1 \rangle \langle \phi_2 \rangle$$

4. l'opérateur doit commuter avec les opérations de dérivation et d'intégration

$$\left\langle \frac{\partial \phi_1}{\partial s} \right\rangle = \frac{\partial \langle \phi_1 \rangle}{\partial s} \quad \text{et} \quad \left\langle \int \phi_1 ds \right\rangle = \int \langle \phi_1 \rangle ds \quad \text{où} \quad s = x_i ; t$$

Soit ϕ_1' la partie fluctuante de ϕ_1

$$\phi_1' = \phi_1 - \langle \phi_1 \rangle$$

Ces conditions impliquent :

$$\begin{aligned}\langle\langle \phi_1 \rangle\rangle &= \langle \phi_1 \rangle \\ \langle \phi_1' \rangle &= 0 \\ \langle\langle \phi_1 \rangle \langle \phi_2 \rangle\rangle &= \langle \phi_1 \rangle \langle \phi_2 \rangle \\ \langle\langle \phi_2 \rangle \phi_1' \rangle &= 0\end{aligned}$$

Opérateurs de moyenne

Seule la moyenne d'ensemble vérifie strictement les conditions de Reynolds. Elle est définie par

$$\langle \phi_1 \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \phi_1 p(\phi_1) d\phi_1$$

où $p(\phi_1)$ est la fonction de densité de probabilité de la variable ϕ_1 . C'est une moyenne théorique qui suppose que l'on dispose de N réalisations indépendantes de l'écoulement étudié (ce qui, dans la pratique, est impossible) sur lesquelles on procède à des moyennes d'ensemble à x et t fixés

$$\langle \phi_1 \rangle = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \phi_1^k(x, t)$$

Dans la pratique, l'expérimentateur utilise la moyenne temporelle, définie au paragraphe (1.1.2),

$$\bar{\phi}_1 = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \phi_1(t) dt$$

Le théorème d'ergodicité fixe les conditions strictes sous lesquelles on peut assimiler cette moyenne à une moyenne d'ensemble. En réalité, on se contente de choisir un intervalle de temps T sur lequel les conditions de Reynolds sont satisfaites avec une certaine régularité. Si l'écoulement résulte de la superposition de fluctuations lentes, suffisamment régulières, et de fluctuations turbulentes rapides, il suffit de prendre T grand devant l'échelle de temps des fluctuations turbulentes, afin d'en englober un grand nombre, mais suffisamment petit devant l'échelle de temps des autres fluctuations. Pour le vent, ces conditions sont approximativement vérifiées si T est compris entre 10 minutes et 2 heures, dans le trou d'énergie.

Décomposition triple

Lorsque les gros tourbillons gardent une structure organisée, il est possible de les extraire du champ turbulent et de les prendre en compte explicitement au travers d'une modélisation adaptée [Brown (1991)]. Cette dernière s'appuie sur une décomposition triple dans laquelle chaque variable est décomposée en composantes moyennes, organisées et aléatoires

$$\phi(x, t) = \bar{\phi}(x) + \tilde{\phi}(x, t) + \phi'(x, t)$$

Cette décomposition, qui s'inspire de la décomposition triple de [Hussain et Reynolds(1972)], conduit à un formalisme complexe, difficile à manipuler. Mais, si on regroupe la composante moyenne et la composante organisée dans un terme unique, équivalent à une moyenne d'ensemble, on obtient une décomposition formellement identique à la décomposition de Reynolds

$$\phi(x, t) = \langle \phi \rangle(x, t) + \phi'(x, t) \quad \text{avec} \quad \langle \phi \rangle(x, t) = \bar{\phi}(x) + \tilde{\phi}(x, t)$$

Cette décomposition a notamment été utilisée par [Knight et Murray (1981)] pour étudier le comportement de grosses structures dans une couche de mélange turbulente, par [Rodi (1995)] et par [Noguès (1995)] pour calculer des écoulements turbulents ayant un caractère périodique marqué (détachement tourbillonnaire). Notons que la composante organisée est liée à une moyenne conditionnelle, elle même associée à une classe d'événements prédéfinis souvent difficiles à identifier.

Dans la suite de ce document, les symboles $\bar{\cdot}$ ou $\langle \cdot \rangle$, désigneront indifféremment les opérateurs de moyenne vérifiant les axiomes de Reynolds.

Equations de Reynolds

En appliquant la décomposition de Reynolds au système (2.2)

$$\begin{aligned}\vec{v} &= \vec{U} + \vec{u} \quad \text{où} \quad \vec{U} = \bar{\vec{v}} \quad \text{et} \quad \vec{u} = \vec{v}' \\ p &= P + p' \quad \text{où} \quad P = \bar{p}\end{aligned}$$

et en moyennant les équations, on aboutit aux équations dites de Reynolds

$$\begin{cases} \rho \left\{ \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla \vec{U} \right\} = -\nabla P + \nabla \cdot (\bar{\tau}^v + \tau^r) + \rho \vec{f} \\ \nabla \cdot \vec{U} = 0 \end{cases} \quad (2.4)$$

où $\bar{\tau}^v$ est le tenseur visqueux moyen

$$\bar{\tau}^v = \mu(\nabla \vec{U} + \nabla^T \vec{U})$$

L'objectif, qui était d'oublier le mouvement instantané du fluide trop complexe et de chercher des équations prédisant simplement le mouvement moyen en faisant disparaître les termes fluctuants, n'est atteint qu'en partie. En effet, une nouvelle inconnue apparaît

$$\tau^r = -\rho \overline{\vec{u} \otimes \vec{u}}$$

Ce tenseur, appelé tenseur de Reynolds (qui est en fait le tenseur des covariances de vitesses), traduit l'interaction entre le mouvement moyen et le mouvement fluctuant.

Les tensions de Reynolds, $\tau_{ij}^r = -\rho \overline{u_i u_j}$, expriment des tensions supplémentaires qui s'exercent sur l'écoulement moyen. Physiquement, elles reflètent l'échange de quantité de mouvement, par diffusion turbulente, entre les différentes parties de l'écoulement.

Il faut noter que la trace du tenseur de Reynolds représente le double de l'énergie cinétique du mouvement turbulent, notée k

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i}$$

Le système d'équation de Reynolds est ouvert, c'est à dire qu'il y a plus d'inconnues que d'équations. Pour le résoudre, il faut modéliser les termes inconnus afin de les relier aux grandeurs calculées. C'est le rôle des modèles de fermeture.

2.2 Choix d'un modèle de turbulence

D'après la littérature, une approche statistique peut conduire à des résultats très satisfaisants dans le cadre de la modélisation de l'action du vent sur les structures. Cependant, il n'existe pas de compromis sur le choix du niveau de modélisation à adopter. Aussi, dans les paragraphes qui suivent :

- nous présentons les principaux modèles existants et leurs éventuelles limitations dans le cadre de la modélisation d'écoulements atmosphériques,
- nous rappelons nos besoins et nous montrons qu'un modèle du premier ordre est suffisant pour notre étude.

2.2.1 Modèles du premier ordre

La notion de viscosité turbulente

Les modèles du premier sont basés sur la notion de viscosité turbulente. Par analogie avec les contraintes visqueuses, les contraintes turbulentes sont écrites sous la forme

$$-\overline{u_i u_j} = \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij}$$

où ν_t , la viscosité turbulente, est une propriété de l'écoulement.

Cette hypothèse de fermeture newtonienne est bien entendu discutable, la simple proportionnalité linéaire entre les contraintes de Reynolds et les taux de déformation ne pouvant pas se démontrer, mais elle permet d'obtenir des équations de type Navier-Stokes pour le champ moyen. En effet, en posant

$$P^* = P + \frac{2}{3} k$$

et en tenant compte de la relation de conservation de la masse, on retrouve l'équation (2.3)

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla \vec{U} = -\frac{1}{\rho} \nabla P^* + (\nu + \nu_t) \nabla^2 \vec{U} + \vec{f} \quad (2.5)$$

avec le terme $(\nu + \nu_t)$ qui remplace le terme ν .

Les équations de Reynolds s'écrivent donc, en coordonnées cartésiennes,

$$\begin{cases} \frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P^*}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \nu_t) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right] + f_i \\ \frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \end{cases} \quad (2.6)$$

Les modèles basés sur le concept de viscosité turbulente, sont dit du premier ordre. On les classe suivant les hypothèses qu'ils utilisent pour expliciter ν_t .

Les modèles à longueur de mélange

Ces modèles utilisent une échelle de longueur caractéristique, appelée longueur de mélange (Prandtl - 1925), pour relier la viscosité turbulente aux variables de l'écoulement. Ce paramètre est utilisé :

- dans les modèles à zéro équation, également appelés modèles de Prandtl, pour relier v_t au champ de vitesses moyen à l'aide d'expressions algébriques,
- dans les modèles à une équation, également appelés modèles de Prandtl-Kolmogorov (ou modèle $k - l$), pour relier v_t à l'énergie cinétique turbulente. Dans ce cas, une équation de bilan spécifique pour cette variable est résolue.

En fait, ces modèles ne font que déplacer le problème de la détermination de la viscosité turbulente à celle de la longueur de mélange. Ils donnent de bons résultats dans des configurations simples, tels que les écoulements de couche limite, les écoulements en conduite, mais ne sont pas adaptés au calcul d'écoulements complexes, notamment autour d'obstacles.

Le modèle $k - \varepsilon$

Ce modèle à deux équations, que l'on doit à [Launder et Spalding (1972)], permet de s'affranchir de l'hypothèse de longueur de mélange. En effet, pour les écoulements à grand nombre de Reynolds, la viscosité turbulente s'écrit sous la forme :

$$v_t = C_v \frac{k^2}{\varepsilon}$$

où ε est le taux de dissipation de l'énergie cinétique

$$\varepsilon = \nu \overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}$$

Pour calculer v_t en tout point de l'écoulement, il faut rajouter deux équations de bilan supplémentaires au système d'équations (2.6)

- une pour l'énergie cinétique turbulente,
- une pour son taux de dissipation.

La première, directement déduite de l'équation (2.5), s'écrit :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + P_k - \varepsilon \quad (2.7)$$

où P_k est le taux de production d'énergie turbulente résultant de l'interaction des contraintes turbulentes avec le mouvement moyen. On a :

$$P_k = v_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$$

La seconde, obtenue en partie par analogie avec la première, s'écrit

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + C_{\varepsilon_1} P_k \frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon_2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.8)$$

Les constantes, ajustées par comparaison avec l'expérience, sont

$$C_v = 0,09 \quad C_{\varepsilon 1} = 1,44 \quad C_{\varepsilon 2} = 1,92 \quad \sigma_k = 1 \quad \sigma_\varepsilon = 1,3$$

Le modèle $k - \varepsilon$, bien supérieur aux modèles à longueur de mélange, est encore actuellement le plus utilisé dans les codes de calcul industriels. Ses défauts et faiblesses sont connus [Mohammadi et Pironneau (1996)]

- l'équation du taux de dissipation est une forme approchée, obtenue à partir d'arguments dont certains sont purement intuitifs,
- les coefficients de fermeture sont ajustés empiriquement afin de représenter la physique de l'écoulement,
- le modèle n'apporte que des informations globales sur les mécanismes de transferts d'énergie entre les différentes échelles de la turbulence.

Mais ce modèle "simple et robuste" convient à un grand nombre d'écoulements et représente un bon compromis entre fiabilité, complexité et performances. Pour beaucoup, il constitue *le niveau minimum de modélisation physiquement acceptable*. Pour corriger ses défauts, certaines versions utilisant des coefficients modifiés ont été proposées. On peut citer les modèles de [Detering et Etling (1985)] et de [Duyenkerke (1987)], dans lesquels les constantes ont été empiriquement adaptées à la modélisation de la couche limite atmosphérique. Que ce soit sous sa forme standard, présentée ci-dessus, ou sous une forme adaptée à la couche limite atmosphérique, le modèle $k - \varepsilon$ a souvent été utilisé pour représenter le vent et la turbulence atmosphérique :

- [Liston et al. (1993)] l'utilisent pour modéliser un écoulement atmosphérique au dessus d'un obstacle bidimensionnel autour duquel se forment des zones de recirculation.
- [Zhang (1991)] et [Levi Alvares (1991)] l'utilisent, avec le code de calcul CHENSI (développé à l'Ecole Centrale de Nantes), pour étudier les phénomènes physiques constituant le micro-climat urbain. L'un s'est intéressé aux écoulements autour de blocs rectangulaires ou parallélépipédiques, l'autre aux écoulements à l'échelle d'un quartier urbain. [Moulinec (1996)] a développé cet outil afin d'étudier des écoulements tridimensionnels au dessus de géométries complexes, tandis que [Costes (1996)] a étudié la paramétrisation des sols fortement hétérogènes en vue d'une étude de la couche limite atmosphérique aux échelles sub-meso.
- [Gadilhe et Fleury (1989)] et [Burman (1995)] l'utilisent, avec le code de calcul industriel Phoenics, le premier pour étudier la pression exercée par le vent sur les constructions, le second pour modéliser la couche limite atmosphérique par stratification neutre. La même approche a été utilisée par [Lakehal (1994)] pour quantifier les charges aérodynamiques stationnaires induites par un écoulement turbulent sur des bâtiments de forme courbe.
- [Rodi (1995)] et [Murakami (1997)] rapportent de nombreux autres résultats obtenus avec ce modèle (écoulements autour de bâtiments de formes variées). Ils les comparent systématiquement à ceux obtenus à l'aide de la simulation des grandes échelles, ou à l'aide de modèles du second ordre.

2.2.2 Modèles du second ordre

Contrairement aux modèles du premier ordre, fondés sur le concept de viscosité turbulente, les modèles du second ordre s'appuient sur des équations de transport pour les tensions de Reynolds. Dans le cadre des écoulements fortement cisailés, la supériorité des modèles du second ordre n'est pas toujours évidente, mais la situation peut être tout à fait différente dans des écoulements plus complexes. En effet, d'après [Ha Minh (1999)], ces modèles

- sont toujours moins dissipatifs que les modèles à concept de viscosité turbulente (qui fournissent des prévisions souvent très diffusives par rapport aux réalités expérimentales),
- représentent mieux les aspects non linéaires, les instabilités, et permettent un échange d'énergie entre mouvement fluctuant et mouvement moyen,
- respectent l'évolution de l'anisotropie de la turbulence.

En résumé, ils permettent une meilleure appréciation de la physique des écoulements et donnent une description plus juste de la turbulence. Mais, malgré leur supériorité, ils ne sont pas systématiquement utilisés. En effet, si il est vrai qu'ils conduisent à des détails beaucoup plus précis et intéressants que les modèles du premier ordre, ils introduisent, en contrepartie, des coûts de calculs élevés, sans commune mesure avec ceux du modèle $k - \epsilon$. Mais si, dans la pratique, les modèles du second ordre n'ont pas la faveur des chercheurs et des ingénieurs, c'est principalement dû à des difficultés numériques rencontrées lors de leur utilisation :

- chaque nouvelle équation introduit un nombre d'inconnues toujours plus grand, pour lesquelles de nouvelles hypothèses doivent être formulées [Moeng et Wyngaard (1989), Speziale (1996)],
- dans les équations du mouvement moyen, le "rôle des contraintes turbulentes apparaît sous forme de termes sources. Ainsi, les contraintes turbulentes ne peuvent pas contribuer entièrement au renforcement de la diffusion linéaire, comme le fait la viscosité turbulente dans le cas des modèles du premier ordre. Dès lors, les équations de quantité de mouvement ont un caractère plus hyperbolique, ce qui conduit, généralement, au recours à une viscosité numérique artificielle" [Ha Minh (1999)].

2.2.3 Quel niveau de modélisation adopter ?

Ayant décrit les quelques principaux mécanismes de modélisation, nous allons maintenant définir nos critères de choix. Rappelons, qu'en vue d'une application pratique, l'approche numérique doit permettre :

- le calcul fiable et rapide de certaines grandeurs physiques utilisées par les concepteurs (coefficients aérodynamiques, longueurs de décollement),
- l'évaluation d'un nombre important de configurations (optimisation des choix techniques),
- l'accès à la compréhension des phénomènes physiques rencontrés (relations entre forme de l'ouvrage, distribution de pression pariétale, signature turbulente...).

Nous avons donc besoin d'un modèle fiable et performant, ni coûteux ni complexe, capable de représenter les phénomènes physiques à l'échelle de la structure (sans pour autant représenter l'ensemble des mécanismes physiques régissant la dynamique de la turbulence atmosphérique).

Dans toutes les études citées précédemment, le modèle $k - \epsilon$ standard constitue le niveau minimum de modélisation physiquement acceptable. Ce modèle apparaît bien adapté aux écoulements fortement cisailés qui se développent, par vent fort, sur les terrains homogènes. Cependant il montre ses limites en présence d'obstacles naturels ou artificiels, lorsque se développent des zones de recirculation ou de grosses structures tourbillonnaires organisées. L'utilisation de modèles statistiques d'ordre supérieur pourrait alors être recommandée. Mais ces modèles, qui améliorent indiscutablement la description de l'écoulement, introduisent des coûts de calculs élevés, sans commune mesure avec ceux du modèle $k - \epsilon$, et posent des difficultés numériques. Il semble donc plus sage de revenir au concept de viscosité turbulente et de s'orienter vers un modèle du premier ordre. Aussi, beaucoup ont cherché à réduire l'aspect diffusif inhérent du modèle $k - \epsilon$ standard, tout en restant dans la même classe de modélisation. Ainsi, de nombreux modèles "modifiés", s'appuyant sur des modifications empiriques des équations (ou des constantes), sont apparus. Après avoir effectué une revue bibliographique, nous nous sommes aperçus que la majorité d'entre eux ne sont valables que dans des zones particulières de l'écoulement et/ou ne présentent aucun caractère universel (ce qui est gênant en vue d'une application sur un nombre important de configurations). C'est pourquoi un modèle du premier ordre, le modèle RNG $k - \epsilon$, a particulièrement attiré notre attention. En effet, ce modèle, qui s'appuie sur l'hypothèse d'universalité des petites échelles de la turbulence, a montré sa supériorité sur le modèle standard, dans un grand nombre d'applications pratiques, sans qu'il soit nécessaire de modifier les valeurs de ses constantes de référence, calculées de façon théorique. Ce modèle est présenté dans la littérature [Orszag et al. (1996)] comme étant une bonne alternative pour le calcul d'écoulements complexes. Dans ce chapitre, sans entrer dans les détails du formalisme mathématique sous-jacent, extrêmement complexe, nous en donnons une rapide description. Pour vérifier sa validité, nous avons choisi de le tester sur différents cas tests, présentés au chapitre 4.

2.2.4 Modèle RNG $k - \epsilon$

Les méthodes du groupe de renormalisation (RNG) sont des outils généraux utilisés dans différentes branches de la Physique pour modéliser des phénomènes dynamiques complexes. [Yakhot et Orszag (1986)] les ont utilisées pour construire les équations d'un modèle dans lequel les effets des petites structures isotropes sont pris en compte de façon quantitative. Cette approche s'appuie sur l'hypothèse d'universalité des petites échelles, plus connue sous le nom d'hypothèse de Kolmogorov (1941). En effet, au paragraphe 1.1.2, nous avons noté qu'un écoulement turbulent est constitué d'une multitude de tourbillons, de tailles diverses, imbriqués les uns dans les autres, les petits étant transportés par les plus gros, eux même transportés par le mouvement d'ensemble [Monavon (1998)]. Ainsi on distingue

- les gros tourbillons énergétiques, caractérisés par une échelle de vitesse v_k et par une échelle de longueur l_k ,

- les petits tourbillons dissipatifs, caractérisés par une échelle de vitesse v_ε et par une échelle de longueur l_ε
- les tourbillons intermédiaires $l_\varepsilon \ll l \ll l_k$, isotropes et statistiquement indépendants des conditions initiales de l'écoulement moyen, qui appartiennent au sous domaine inertiel.

Les méthodes du groupe de renormalisation sont utilisées pour exclure pas à pas les petites échelles inertielles des équations du mouvement. Elles consistent à couper le domaine spectral, en deux parties, en introduisant une échelle l_0 , légèrement supérieure à l_ε . Dans la fine bande d'échelles inférieures à l_0 , on se trouve dans le domaine inertiel, les équations de Navier-Stokes se linéarisent et il est possible d'exprimer les effets des petites échelles dans le domaine $l_0 < l \leq l_k$. En utilisant le résultat précédent, on obtient un système d'équation de type Navier-Stokes, où n'intervient que la bande spectrale $l_0 < l \leq l_k$ et dans lequel forces, couplage non linéaire et viscosité turbulente sont modifiés. Ainsi, en faisant varier l_0 de façon itérative, on élimine toute la bande spectrale contenant les petites échelles. En fait, lorsqu'on élimine une bande d'échelle, on augmente la dissipation vue par la bande restante, donc, en quelque sorte, à chaque itération, on renormalise la viscosité. Ce phénomène est illustré sur figure (2.1) où la partie solide correspond aux échelles déjà éliminées par la procédure RNG. Notons que l'augmentation de la viscosité entraîne une diminution du nombre de Reynolds effectif. Un des prin-

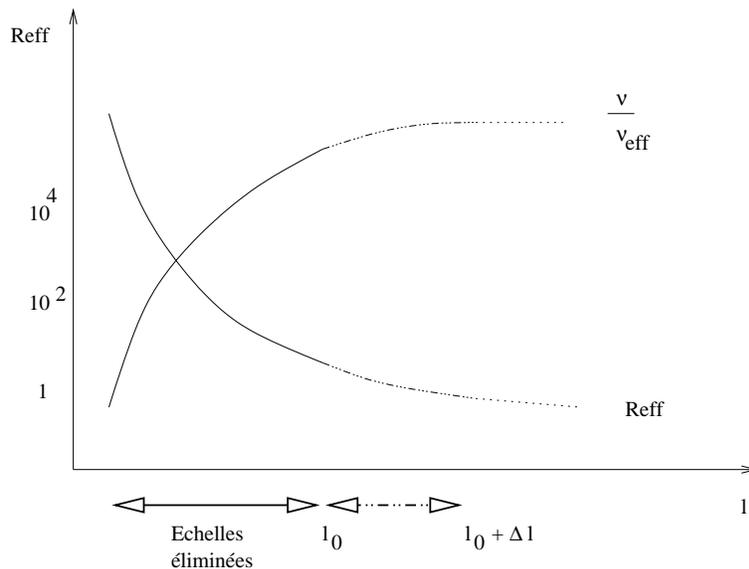


FIG. 2.1 – Evolution de la viscosité effective, d'après [Orszag et Yakhot (1993)]

cipaux avantages de la méthode est que, pour les grands nombres de Reynolds, dans la limite où $l \gg l_\varepsilon$, on obtient un modèle de turbulence de type “équations de Navier-Stokes moyennées instationnaires” (Unsteady Reynolds Average Navier-Stokes Equations), dans lequel les équations finales ont la même forme que celles du modèle $k - \varepsilon$ standard :

- pour le champ moyen

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(v + v_t) \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (2.9)$$

- pour l'énergie cinétique de la turbulence

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + P_k - \varepsilon \quad (2.10)$$

- Seule l'équation du taux de dissipation contient un terme source supplémentaire R_ε

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + C_{\varepsilon_1} P_k \frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon_2} \frac{\varepsilon^2}{k} - R_\varepsilon \quad (2.11)$$

avec :

$$\nu_t = C_v \frac{k^2}{\varepsilon} \quad R_\varepsilon = \frac{C_v \eta^3 (1 - \frac{\eta}{\eta_0}) \varepsilon^2}{1 + \beta \eta^3} \quad \eta = \sqrt{\frac{P_k}{\nu_t}} \frac{k}{\varepsilon}$$

Les constantes, calculées explicitement par le modèle, sont :

$$C_v = 0,0845 \quad C_{\varepsilon_1} = 1,42 \quad C_{\varepsilon_2} = 1,68 \quad \sigma_k = \sigma_\varepsilon = 0,7179 \quad \eta_0 = 4,377 \quad \beta = 0,012$$

On préfère généralement exprimer l'équation (2.11) sous la forme

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + C_{\varepsilon_1}^* P_k \frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon_2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.12)$$

où

$$C_{\varepsilon_1}^* = C_{\varepsilon_1} - \frac{\eta(1 - \frac{\eta}{\eta_0})}{1 + \beta \eta^3}$$

Ce modèle est issu des travaux de [Yakhot et Orszag (1986)]. L'équation du taux de dissipation a été modifiée par [Smith et Reynolds (1992)]. Le terme source R_ε a été rajouté par [Yakhot et al. (1992)]. Le modèle dans sa forme finale, présentée ci-dessus, est celui de [Yakhot et Smith (1992)]. Les principales améliorations apportées par la théorie RNG concernent :

- la prise en compte de l'universalité des petites échelles au travers de coefficients qui ne sont plus ajustés mais calculés explicitement par le modèle,
- l'apparition d'un terme supplémentaire dans l'équation du taux de dissipation, qui est fonction du taux de déformation η et qui devient important dans les écoulements à distorsion rapide,
- la possibilité de calculer directement certains modes basses fréquences en temps, en plus du champ moyen. Ainsi ce modèle est parfois désigné, de façon abusive, de "simulation des très grandes échelles" (Very Large Eddy Simulation - VLES).

Le modèle RNG a la particularité d'être moins diffusif que le modèle standard. Dans ce modèle, la constante C_{ε_2} , qui influence à la fois le terme de production dans l'équation (2.10) et le terme de dissipation dans l'équation (2.11), est relativement faible. A titre de comparaison, on a $C_{\varepsilon_2} \simeq 1,9$ dans le modèle standard et $C_{\varepsilon_2} \simeq 1,6$ dans le modèle RNG. Plus C_{ε_2} est faible, plus la turbulence est dissipée et plus les valeurs de ν_t sont diminuées. Ce phénomène est amplifié, dans les régions où η est important, par le terme R_ε . Ce comportement, particulièrement marqué dans les régions à forte déformation, explique, en partie, les bons résultats du modèle RNG dans la modélisation d'écoulements complexes, instationnaires, recirculants ou détachés [Orszag et Yakhot (1993), Orszag et al. (1996)]. Dans la littérature, le modèle est

présenté comme étant une alternative, moins coûteuse en temps de calcul, à la simulation des grandes échelles. Il est notamment capable de représenter l'évolution temporelle de gros tourbillons anisotropes.

Du point de vue de l'utilisateur, la théorie RNG est "transparente". Le modèle a la même forme que le modèle standard et s'incorpore facilement dans un code de calcul. D'après la littérature, il n'augmente pas le temps de calcul et ne modifie pas la convergence.

Puisque tout semble indiquer que ce modèle est adapté à la modélisation de la turbulence atmosphérique, nous avons décidé de le mettre en oeuvre dans le cadre de ce travail et, pour cela, de procéder à nos propres validations (voir le chapitre 4). Ce choix à été confirmé, ultérieurement, par la publication des résultats de [Maurizi (1997)], qui a utilisé le modèle RNG pour modéliser un écoulement atmosphérique au dessus d'une vallée, et par ceux de [Lee (1997)] qui a étudié, à l'aide de ce modèle, les forces aérodynamiques exercées par un écoulement instationnaire sur un cylindre.

Formulation adimensionnelle

Il est utile de mettre les équations que nous avons présentées dans ce chapitre sous forme adimensionnelle. Dans ce but, on se fixe une échelle de longueur L_0 (qui peut être une grandeur caractéristique du domaine d'étude) et une échelle de vitesse U_0 (qui peut être une vitesse caractéristique de l'écoulement) puis on opère le changement de variable suivant :

$$x_i = L_0 \tilde{x}_i \quad u_i = U_0 \tilde{u}_i \quad t = \frac{L_0}{U_0} \tilde{t} \quad v_t = U_0 L_0 \tilde{v}_t \quad p = \rho U_0^2 \tilde{p} \quad k = U_0^2 \tilde{k} \quad \varepsilon = \frac{U_0^3}{L_0} \tilde{\varepsilon}$$

et

$$\frac{\partial}{\partial \tilde{t}} = \frac{U_0}{L_0} \frac{\partial}{\partial \tilde{t}} \quad \frac{\partial}{\partial x_i} = \frac{1}{L_0} \frac{\partial}{\partial \tilde{x}_i}$$

où les variables sans dimension sont surmontées du signe \sim .

Ce changement de variable, appliqué aux équations du modèle RNG, donne

- pour l'équation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial \tilde{t}} + \tilde{U}_j \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial \tilde{x}_j} = \frac{\partial}{\partial \tilde{x}_j} \left(\frac{1}{Re} + \tilde{v}_t \right) \left[\frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial \tilde{x}_j} + \frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial \tilde{x}_i} \right] - \frac{\partial \tilde{p}}{\partial \tilde{x}_i} \quad (2.13)$$

- pour l'équation de l'énergie cinétique turbulente :

$$\frac{\partial \tilde{k}}{\partial \tilde{t}} + \tilde{U}_j \frac{\partial \tilde{k}}{\partial \tilde{x}_j} = \frac{\partial}{\partial \tilde{x}_j} \left[\left(\frac{1}{Re} + \frac{\tilde{v}_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \tilde{k}}{\partial \tilde{x}_j} \right] + \tilde{P}_k - \tilde{\varepsilon} \quad (2.14)$$

- pour l'équation du taux de dissipation :

$$\frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial \tilde{t}} + \tilde{U}_j \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial \tilde{x}_j} = \frac{\partial}{\partial \tilde{x}_j} \left[\left(\frac{1}{Re} + \frac{\tilde{v}_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial \tilde{x}_j} \right] + C_{\varepsilon_1}^* \frac{\tilde{\varepsilon}}{\tilde{k}} \tilde{P}_k - C_{\varepsilon_2} \frac{\tilde{\varepsilon}^2}{\tilde{k}} \quad (2.15)$$

où $Re = \frac{U_0 L_0}{\nu}$ est le nombre de Reynolds.

2.3 Modélisation des effets de surface

La reproduction des effets qui se produisent au voisinage des parois solides (ou des sols) nécessite l'utilisation de maillages fins, en raison de la présence de forts gradients de vitesse, et conduit à des coûts de calculs prohibitifs. De plus, dans ces régions, l'utilisation des équations des modèles de type $k - \epsilon$, valables pour les grands nombres de Reynolds, est délicate. Pour contourner cette difficulté, plusieurs variantes des modèles ont été développées (notons que la validité du modèle RNG peut être étendue aux régions à bas Reynolds [Orszag et al. (1996)]). Une autre méthode, moins coûteuse en temps de calcul, a été proposée par [Launder et Spalding (1974)]. Elle consiste à placer la frontière du domaine très près de la paroi, à l'intérieur de la zone occupée par le fluide, les effets de la fine couche placée à l'extérieur du domaine de calcul étant pris en compte au travers de lois empiriques. Nous avons choisi d'appliquer ce type de méthode. Pour cela, nous avons utilisé *des lois issues de la théorie des couches limites*. Dans les paragraphes qui suivent :

- nous rappelons les principaux résultats de cette théorie,
- nous établissons un lien entre l'étude de la couche limite atmosphérique et l'étude, plus générale, des couches limites rugueuses,
- nous définissons des lois de paroi valables au niveau des parois solides et des sols,
- nous montrons comment ces lois servent à calculer le cisaillement.

2.3.1 Rappel des lois empiriques

Historiquement, la notion de couche limite est due à Prandtl (1904), qui est le premier à avoir proposé un schéma théorique. Puis Blasius (1908) a calculé le profil des vitesses d'une couche limite laminaire sur une plaque plane. Von Karman (1921 et 1930), en utilisant des résultats expérimentaux, a édifié deux théories semi-empiriques de la couche limite turbulente entre deux plaques planes. La prise en compte de la rugosité est due à Nikuradse (1933).

Parois lisses

Au dessus d'une paroi lisse, se forme une couche limite d'épaisseur δ dans laquelle la contrainte de cisaillement totale est la somme de la tension turbulente tangentielle τ_r et de la tension visqueuse τ_v

$$\tau = \tau_v + \tau_r$$

qui s'expriment en fonction de la composante tangentielle de la vitesse U_t

$$\frac{\tau_v}{\rho} = \nu \frac{\partial U_t}{\partial z} \quad \frac{\tau_r}{\rho} = \nu_t \frac{\partial U_t}{\partial z}$$

Cette zone est formée de deux parties distinctes nommées respectivement couche interne et couche externe [Cousteix (1989)].

- Dans la couche externe, qui représente 80% de la couche limite, le gradient vertical de vitesse est faible et on a $\nu_t \gg \nu$, soit

$$\tau \simeq \tau_r$$

• Dans la couche interne, où la contrainte de cisaillement est constante et égale à la contrainte à la paroi τ_p , on distingue trois sous-parties :

- la sous-couche visqueuse qui est située très près de la paroi et qui est dominée par les efforts visqueux ($v \gg v_t$)

$$\tau \simeq \tau_p \simeq \tau_v$$

- la sous-couche tampon (buffer layer) qui assure la transition avec la zone logarithmique et dans laquelle les contraintes turbulentes commencent à jouer un rôle non négligeable
- la zone logarithmique dans laquelle les contraintes turbulentes prennent le pas sur les contraintes visqueuses.

A l'intérieur de ces zones, les lois de paroi expriment des relations entre la vitesse moyenne tangentielle et la contrainte de cisaillement à la paroi. Elles sont définies à l'aide de l'échelle de vitesse u_*

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}}$$

et d'une échelle de longueur z_*

$$z_* = \frac{v}{u_*}$$

Ces grandeurs permettent de construire les variables réduites U^+ et z^+

$$\begin{aligned} U^+ &= \frac{U_t}{u_*} \\ z^+ &= \frac{z}{z_*} \end{aligned}$$

où z désigne la distance verticale à la paroi.

Dans la sous couche visqueuse ($z^+ < 5$), la loi est linéaire

$$U^+ = z^+ \tag{2.16}$$

Quand z^+ croît, la loi s'écarte progressivement de la forme linéaire pour devenir logarithmique. On montre facilement, [Schlichting (1979)], qu'elle devient, dans le domaine défini par $30 \leq z^+ \leq 500$,

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(z^+) + B \quad \text{ou} \quad U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(Ez^+) \tag{2.17}$$

Les valeurs généralement admises pour B , E et κ sont $B \simeq 5,5$, $E \simeq 9$ et $\kappa \simeq 0,4$ (constante de Von Karman).

La zone tampon étant souvent ignorée, on trouve généralement dans la littérature :

$$\bullet \quad U^+ = z^+ \quad \text{pour} \quad z^+ < 11,6 \tag{2.18}$$

$$\bullet \quad U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(z^+) + B \quad \text{pour} \quad z^+ > 11,6 \tag{2.19}$$

Notons que le modèle à longueur de mélange de [Van Driest (1956)], permet de retrouver les résultats expérimentaux de $z^+ = 0$ à 100. Aussi, dans ce domaine, il peut être utilisé à la place des équations (2.18) et (2.19). Les valeurs de l'énergie cinétique turbulente et de la dissipation

sont données par l'hypothèse d'équilibre local entre la production et le taux de dissipation de l'énergie :

$$k = \frac{U_*^2}{C_v^{1/2}} \quad \varepsilon = \frac{U_*^3}{\kappa z} \quad (2.20)$$

Parois rugueuses

On qualifie de rugueuse une surface présentant de nombreuses aspérités. Dans l'état actuel de la question, la forme des aspérités est secondaire et la rugosité est caractérisée par une échelle de longueur, notée h_i , généralement égale à la hauteur moyenne des aspérités (l'indice i désigne un type donné de rugosité). Connaissant h_i , on peut construire un nombre sans dimension h_i^+ , homogène à un nombre de Reynolds local, tel que :

$$h_i^+ = \frac{u_* h_i}{\nu}$$

- si $h_i^+ \rightarrow 0$, les aspérités sont noyées dans la sous couche visqueuse et n'ont aucun effet sur l'écoulement, la surface est aérodynamiquement lisse, le coefficient de frottement est indépendant de h_i^+ ,
- si $h_i^+ \rightarrow \infty$, les aspérités traversent la sous couche visqueuse, la surface est pleinement rugueuse, le coefficient de frottement ne dépend que de h_i^+ .

Dans le premier cas, les lois de paroi sont celles d'une paroi lisse. Dans le second, il faut prendre en compte les paramètres de la rugosité. En effet, [Schlichting (1979)], [Monin et Yaglom (1971)], [Reynolds (1974)] ont montré que, pour des surfaces rugueuses et à des distances suffisamment grandes devant la taille des aspérités, les lois de paroi ne sont fonction que de la taille, de la position et de la forme des éléments de rugosité, soit

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(z^+) + f(h_i^+, \beta) \quad \text{pour } h_i \gg \frac{\nu}{u_*} \quad \text{et } z \gg h_i \quad (2.21)$$

où β est un paramètre caractéristique de l'espacement et de la forme des aspérités.

D'après ce que nous avons vu précédemment, lorsque la paroi est lisse ($h_i^+ \rightarrow 0$) on doit avoir

$$f(h_i^+, \beta) \rightarrow B \simeq 5,5$$

Lorsque la surface est pleinement rugueuse ($h_i^+ \rightarrow \infty$), la viscosité ne joue qu'un rôle négligeable devant les effets de la rugosité, il est naturel d'exprimer la relation (2.21) sous la forme

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{h_i}\right) + g(h_i^+, \beta) \quad (2.22)$$

où

$$g(h_i^+, \beta) = f(h_i^+, \beta) + \frac{1}{\kappa} \ln(h_i^+)$$

Des études expérimentales ont montré que, dans ce cas,

$$g(h_i^+, \beta) \rightarrow B_i \quad \text{soit} \quad f(h_i^+, \beta) \rightarrow -\frac{1}{\kappa} \ln(h_i^+) + B_i$$

où B_i est une constante corrélée empiriquement avec h_i et β . On a alors

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{h_i}\right) + B_i \quad \text{ou} \quad U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln\left(E_i \frac{z}{h_i}\right) \quad \text{pour} \quad z \gg h_i \gg \frac{v}{u_*} \quad (2.23)$$

Ces lois proviennent des travaux expérimentaux de Nikuradse et Schiller. En étudiant des surfaces rendues artificiellement rugueuses par la présence de grains de sable calibrés, Nikuradse (1933) a montré que pour ce type particulier de rugosité (désigné par l'indice s)

$$g(h_s^+) \rightarrow B_s \simeq 8,5 \quad \text{pour} \quad h_s^+ > 60$$

Schiller (1936) a généralisé ce résultat en introduisant, pour chaque type de rugosité, la notion de rugosité équivalente, définie comme étant la rugosité uniforme (de type grain de sable) qui entraînerait, dans les mêmes conditions, les mêmes effets sur la distribution des vitesses que la rugosité étudiée. L'équation (2.23) se généralise alors sous la forme

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{h_{si}}\right) + B_s \quad (2.24)$$

où h_{si} est la hauteur hypothétique des grains de sable de la rugosité équivalente, reliée aux constantes h_i , B_i par la relation

$$\frac{h_i}{h_{si}} = \exp[\kappa(B_i - B_s)]$$

Ces constantes doivent être déterminées expérimentalement et ne sont représentatives que du cas pour lequel elles ont été mesurées. [Schlichting (1979)] ou [Reynolds (1974)] donnent des valeurs de h_{si} , h_i et B_i pour un grand nombre d'écoulements industriels.

Afin de généraliser cette théorie à la modélisation des sols, nous avons utilisé la relation (1.1)

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad \text{pour} \quad z \gg z_0$$

basée sur la notion de longueur de rugosité et valable à des altitudes z telles que $\frac{z}{z_0} > 10$.

En identifiant la relation (1.1) avec les relations précédentes, on remarque que

- pour les surfaces lisses

$$z_0 = \frac{0,11v}{u_*}$$

- pour les surfaces rugueuses

$$z_0 = \frac{h_i}{E_i} = \frac{h_{si}}{30}$$

Le paramètre E_i représente donc le rapport entre l'échelle de rugosité et la longueur de rugosité. Les relations entre ces deux paramètres ont été étudiées par [Wieringa (1993)]. Notons simplement que dans certains cas particuliers (notamment lorsque la taille des éléments de rugosité est de l'ordre de leurs espacements) ils sont directement proportionnels.

2.3.2 Définition des lois de paroi

Après avoir rappelé les principaux résultats de la théorie des couches limites, nous pouvons définir les lois que nous utiliserons :

- si la paroi est lisse ou si les aspérités ne traversent pas la sous couche visqueuse, nous appliquerons les lois (2.18) et (2.19) en ignorant la sous-couche tampon,
- si les aspérités traversent la sous couche visqueuse ($h_i^+ > 11,6$), on considère que la paroi est pleinement rugueuse, nous appliquerons la loi (1.1).

Hors de la sous-couche rugueuse ($z^+ > h_i^+$), les profils de vitesse seront donnés par :

$$\bullet U^+ = z^+ \text{ pour } z^+ < 11,6 \text{ et } h_i^+ < 11,6 \quad (2.25)$$

$$\bullet U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(Ez^+) \text{ pour } z^+ > 11,6 \text{ et } h_i^+ < 11,6 \quad (2.26)$$

$$\bullet U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \text{ pour } h_i^+ > 11,6 \text{ et } z > z_0 \quad (2.27)$$

L'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation seront donnés par l'équation (2.20) (hypothèse d'équilibre local). Aussi, si la limite du domaine de calcul est placée à l'intérieur de la couche limite, à une distance z_p de la paroi, connaissant la vitesse tangentielle et en utilisant les lois précédentes, on peut :

- calculer la vitesse de frottement, u_* ,
- en déduire la contrainte de cisaillement qui s'applique sur les frontières proches des surfaces solides,
- déterminer l'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation.

Parois lisses

Si les parois sont lisses, on utilise la vitesse tangentielle (issue de la résolution des équations de Reynolds) et les lois de paroi lisse (abusivement qualifiées de “standard”) définies plus haut. Pour cela, à chaque itération :

- on calcule $z^+ = \frac{u_* z_p}{\nu}$ en utilisant la valeur de u_* obtenue au pas de temps précédent,
- on calcule la vitesse réduite U^+
 - si $0 < z^+ < 100$ on utilise un modèle à longueur de mélange de Van Driest qui permet de retrouver, dans ce domaine, les résultats expérimentaux (les valeurs de U^+ sont tabulées de $z^+ = 0$ à 100 avec un pas de 1),
 - au-delà, les valeurs sont raccordées à la loi logarithmique (2.19) :

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(Ez^+)$$

- on calcule la vitesse de frottement $u_*(t) = \frac{U_t}{U^+}$ où U_t est la vitesse tangentielle issue de la résolution des équations de Reynolds après calcul du cisaillement au pas de temps précédent,

- la contrainte de cisaillement est obtenue après relaxation de la vitesse de frottement $u_* = \frac{1}{2}(u_*(t) + u_*(t - dt))$

$$\frac{\tau_t}{\rho} = u_*^2 \quad (2.28)$$

- Les valeurs aux frontières de l'énergie cinétique turbulente et de la dissipation sont obtenues par l'hypothèse d'équilibre local

$$k = \frac{u_*^2}{c_v^{1/2}} \quad \varepsilon = \frac{u_*^3}{\kappa z}$$

Parois rugueuses

Pour les parois rugueuses, si $h_i^+ < 11,6$ on reprend l'algorithme précédent, dans le cas contraire :

- la vitesse réduite est obtenue directement en utilisant la notion de longueur de rugosité et l'équation (2.27) :

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right)$$

- on calcule la vitesse de frottement puis la contrainte de cisaillement.

Ces conditions apparaîtront au paragraphe 3.2.3 comme conditions aux limites.

Conclusion

Le vent est un écoulement d'air turbulent, que l'on décrit à l'aide de la théorie générale des écoulements turbulents. Pour étudier son action sur les ouvrages de génie civil, il est nécessaire de résoudre numériquement les équations de Navier-Stokes en présence de turbulence. Pour cela, on dispose de techniques performantes, issues de la mécanique des fluides numérique, telles que la simulation directe, la simulation des grandes échelles, la modélisation statistique. Parmi ces techniques, et malgré l'augmentation de la puissance des calculateurs, *la modélisation statistique, utilisée dans un grand nombre d'applications industrielles, semble être la plus abordable et la mieux adaptée à nos besoins.*

Mais les méthodes de modélisation statistiques classiques, basées sur le formalisme de Reynolds, ne prennent pas en compte la structure de la turbulence. Ainsi, pour obtenir des résultats satisfaisants il faut, au moins utiliser un modèle du premier ordre à deux équations, au mieux utiliser un modèle du second ordre, ce qui devient rapidement coûteux en temps de calcul. Dans ce contexte, le modèle RNG $k - \epsilon$, qui prend en compte l'universalité des petites échelles de la turbulence, apparaît comme étant une bonne alternative. Ce modèle, construit à partir de considérations théoriques, prend en compte les effets des petites échelles isotropes au travers de coefficients calculés explicitement par le modèle. Il donne ainsi la possibilité de calculer directement, en plus du champ moyen, certains modes basses fréquences en temps. D'après la littérature [Yakhot et Smith (1992), Orszag et Yakhot (1993)], l'utilisation du modèle RNG $k - \epsilon$ est simple, les équations à résoudre sont similaires à celles du modèle standard, et il corrige les principaux défauts du modèle standard : il diminue les valeurs de la viscosité turbulente et limite la diffusivité turbulente. Cette propriété le rend particulièrement performant dans la modélisation d'écoulements instationnaires, détachés ou recirculants. *Puisqu'il paraît adapté à la modélisation d'écoulements atmosphériques, nous allons l'utiliser pour notre étude.*

Cependant, la spécificité de notre travail nous oblige à considérer le fort cisaillement induit par la rugosité des surfaces naturelles. Aussi, pour prendre explicitement en compte les effets des sols sur les écoulements atmosphériques, nous avons associé le modèle RNG $k - \epsilon$ à un modèle de fonction de paroi rugueuse basé sur la notion de longueur de rugosité. Ce paramètre, déterminé de façon expérimentale, décrit l'influence globale du sol sur l'écoulement. Il permet d'établir un lien entre l'étude de la couche limite atmosphérique et l'étude, plus générale, des couches limites rugueuses. *Dans ce cadre, nous avons adapté un modèle de fonction de paroi, utilisés pour la modélisation d'écoulements industriels, à la modélisation des sols.*

Pour mener à bien cette étude, nous avons implanté ces modèles dans le code de calcul par éléments finis CASTEM 2000, que nous avons validé sur des cas tests, référencés dans la littérature.

Chapitre 3

Approche numérique

Introduction

Pour modéliser la turbulence atmosphérique, nous avons recherché un logiciel de calcul dans lequel nous pourrions facilement incorporer les modèles présentés dans les chapitres précédents. Les grands codes de calculs industriels (FLUENT, PHOENICS ...) étant généralement fournis à l'utilisateur sous forme de "boîtes noires", nous avons opté pour le code de calcul CASTEM 2000. Ce code, développé par le CEA à Saclay, est basé sur la méthode de discrétisation des éléments finis. Son noyau est écrit en ESOPE (langage issu du FORTRAN 77) et fonctionne à partir de jeux de données écrits en langage de données GIBIANE. CASTEM possède de nombreuses fonctionnalités en dynamique des fluides et des structures : c'est un outil polyvalent, robuste, utilisable dans un grand nombre de configurations [Paillère et Dabbène (1997)]. Sa structure, de type boîte à outil, est évolutive : on lui apporte des modifications directement dans le programme source ou en créant de nouvelles procédures en GIBIANE. Nous avons ainsi développé de nouvelles fonctionnalités adaptées à la modélisation de la turbulence atmosphérique. Nous les décrirons après avoir présenté la méthode de discrétisation et l'algorithme de résolution utilisés par CASTEM.

3.1 Formulation du problème discret

3.1.1 Méthodes de discrétisation

Pour être résolu numériquement, un problème continu doit être transformé en un problème discret, décrit par un certain nombre d'équations algébriques. Pour discrétiser les équations de la mécanique des fluides, on dispose de différentes méthodes. Les plus utilisées sont :

- la méthodes des différences finies,
- la méthodes des volumes finis,
- la méthodes des éléments finis.

D'un point de vue historique, la méthode des différences finies a été la première à être utilisée en mécanique des fluides. Cette méthode est intéressante d'un point de vue numérique mais

son usage est limité à des domaines de forme géométrique non complexe. Pour résoudre ce problème, la majorité des codes de calculs industriels ont recours à la méthode des volumes finis, associée à des maillages déstructurés. Cependant, pour traiter les problèmes d'interaction fluide-structure, de plus en plus de logiciels, tel CASTEM, utilisent la méthode des éléments finis. Cette méthode, utilisée depuis de nombreuses années en dynamique des structures, est apparue en mécanique des fluides plus récemment [Hirsch (1988)]. Cependant, elle est couramment utilisée dans le cadre de l'étude de l'action du vent sur les structures [Hughes et Jansen (1993)].

3.1.2 Méthode utilisé

Pour discrétiser les équations de Navier-Stokes moyennées, associées à un modèle de turbulence du premier ordre, CASTEM utilise une méthode d'éléments finis sous-intégrée (EFM1). De façon générale, cette dernière permet de résoudre des équations non linéaires aux dérivées partielles en transformant le problème continu en un problème discret décrit par un système d'équations algébriques. Pour cela, l'espace physique est divisé en un certain nombre de régions élémentaires, appelées éléments, comportant un ensemble de noeuds sur lesquels les variables du problème (vitesse, température, pression ...) sont définies. A l'intérieur de chaque élément, les champs scalaires ou vectoriels sont approximés à l'aide de fonctions d'interpolation. Pour cela, CASTEM 2000 propose plusieurs types d'éléments qui diffèrent par leur forme (quadrangle ou triangle en $2D$, cube ou tétraèdre en $3D$) et par le degré d'interpolation des fonctions de forme qui leur sont associées (interpolation linéaire ou quadratique). Dans le cas qui nous

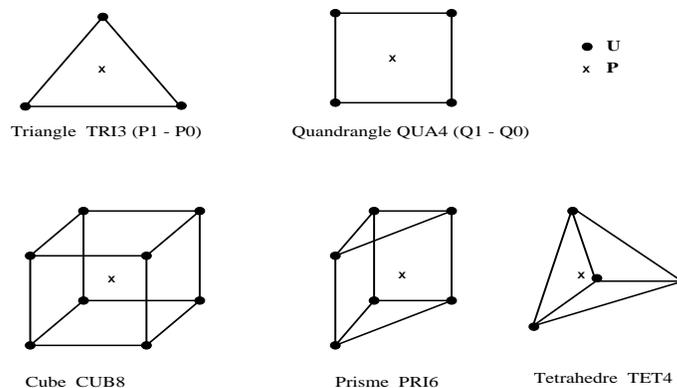


FIG. 3.1 – *Eléments*

intéresse, la spécificité des équations de Reynolds impose un choix d'éléments pour lesquels la pression est d'un ordre inférieur à celui de la vitesse. On peut, par exemple, approximer la vitesse par des polynômes continus par morceaux et la pression par des polynômes constants par morceaux. Ce choix permet notamment de vérifier la condition $\nabla \cdot \vec{U} = 0$ sur chaque élément (conservation exacte de la masse sur chaque élément). La figure (3.1) décrit la famille complète des éléments pour ce type d'approximation.

Stabilisation des éléments

Pour ce travail, nous utilisons des quadrangles Q1-Q0 (bilinéaire pour les vitesses, pression constante par élément). Pour que le problème physique soit bien posé, il est nécessaire de stabiliser ces éléments. Pour cela, on construit d'abord un maillage de macro-éléments que

l'on redécoupe en éléments linéaires [Kechkar et Silvester (1992)]. Ainsi, en 2D, les triangles et les quadrangles sont redécoupés en quatre éléments, comme le montre la figures (3.2). Dans le cas du quadrangle, un point au centre du macro-élément est ajouté. Tous nos maillages sont

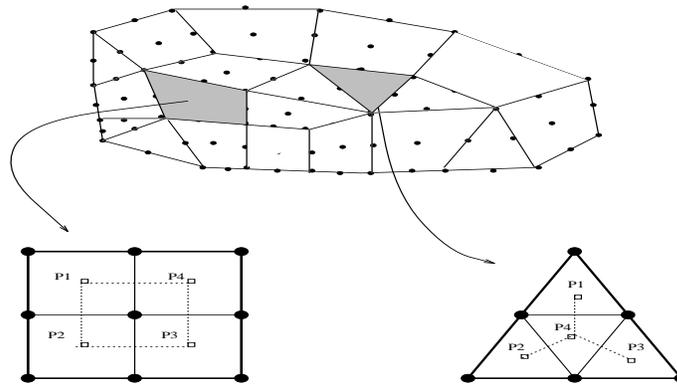


FIG. 3.2 – Stabilisation des éléments $P1-P0$ et $Q1-Q0$

constitués de quadrangles stabilisés, conventionnellement appelés QUA8.

Ordres de convergence

Sous ces conditions de stabilisation, l'ordre de convergence *théorique*¹ de ces éléments est de 2 pour la vitesse et de 1 pour la pression. Les deux schémas de convection utilisés dans notre étude, le schéma SUPG (décentrement le long des lignes de courant, formulation de Petrov-Galerkin) et le schéma SUPG-DC (avec capture de choc) conservent théoriquement l'ordre 2 en espace [Hughes et al. (1986)].

Système matriciel

Les étapes successives (formulation variationnelle, choix des espaces d'approximation) de la discrétisation des équations de Reynolds, identique à celle des équations de Navier-Stokes, sont présentées en détail dans le cours de [Magnaud (1996)]. Cette discrétisation permet de transformer les équations du problème continu en un système matriciel. Aussi, pour chaque élément, on est amené à construire les matrices élémentaires de masse, de diffusion, de convection et la matrice discrétisant l'opérateur de divergence. La discrétisation du gradient est obtenue en prenant la transposée de cette dernière. Ces matrices sont composées d'intégrales spatiales portant sur des produits de fonction de forme ou de leurs dérivées. Pour chaque opérateur, une matrice globale est construite par assemblage des matrices élémentaires. Cet assemblage, réalisé en tenant compte des connectivités des éléments, conduit au système matriciel, non linéaire, suivant, dans lequel les inconnues sont les valeurs aux noeuds de la vitesse et de la pression :

$$\begin{pmatrix} M & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \dot{\mathbf{U}} \\ \dot{\mathbf{P}} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} A_u(U) & C^T \\ C & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{U} \\ \mathbf{P} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{F}_u \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

1. Notons qu'une étude de convergence [Paillère et Dabbène (1997)], portant sur la simulation d'un écoulement tourbillonnaire dans une cavité carrée, a permis de calculer l'ordre de convergence effectif de l'opérateur de discrétisation des équations de Navier-Stokes pour ce type d'éléments. Dans ce cas (maillages uniformes), les résultats montrent que la vitesse converge en $O(h^{1,44})$ et la pression en $O(h^{1,21})$

où

$$\dot{\mathbf{U}} = \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} \quad \text{et} \quad \dot{\mathbf{P}} = \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t}$$

- \mathbf{U} et \mathbf{P} désignent les vecteurs colonnes contenant les valeurs nodales de la pression et des composantes de la vitesse,
- \mathbf{F}_u contient les conditions aux limites sur la vitesse et les forces de volumes éventuelles,
- M est la matrice de masse,
- $A_u(U)$ est la matrice regroupant les termes de convection et de diffusion,
- C^T et C discrétisent respectivement les opérateurs gradient et divergence.

Notons que la résolution de ce système est rendue difficile par son caractère évolutif, sa non linéarité en vitesse, le couplage vitesse - pression.

Système associé aux équations du modèle $k - \varepsilon$

Les équations d'évolution de l'énergie cinétique turbulente et du taux de dissipation sont discrétisées en suivant une démarche analogue à celle du paragraphe précédent. Le système d'équation discrétisé du modèle $k - \varepsilon$, est donc constitué du système (3.1) pour la vitesse et la pression et du système suivant pour k et ε :

$$\begin{cases} M\dot{\mathbf{K}} + A_k(U)\mathbf{K} = \mathbf{F}_k \\ M\dot{\boldsymbol{\varepsilon}} + A_\varepsilon(U)\boldsymbol{\varepsilon} = \mathbf{F}_{\varepsilon_1} - \mathbf{F}_{\varepsilon_2} \end{cases} \quad (3.2)$$

Les termes au second membre sont

$$\mathbf{F}_k = (P_k - \varepsilon)M \quad \mathbf{F}_{\varepsilon_1} = (c_{\varepsilon_1} \frac{P_k}{V_t} c_v \mathbf{K})M \quad \mathbf{F}_{\varepsilon_2} = (c_{\varepsilon_2} \frac{\boldsymbol{\varepsilon}}{\mathbf{K}})\boldsymbol{\varepsilon}M$$

- $\boldsymbol{\varepsilon}$, \mathbf{K} , $\frac{\boldsymbol{\varepsilon}}{\mathbf{K}}$, P_k sont respectivement les vecteurs globaux contenant les valeurs aux noeuds de $\boldsymbol{\varepsilon}$, k , $\frac{\boldsymbol{\varepsilon}}{\mathbf{K}}$ et P_k ,
- M est la matrice de masse,
- $A_\varepsilon(U)$ et $A_k(U)$ sont les matrices regroupant les termes de convection et de diffusion.

Prise en compte du modèle RNG $k - \varepsilon$

Les équations du modèle RNG ont la même forme que celles du modèle standard, les deux modèles sont donc discrétisés sous la forme (3.2). Nous avons développé une option qui permet à l'utilisateur de choisir son modèle. Cette option, basée sur l'expression (2.12) du modèle RNG, prend en compte les constantes de ce modèle et incorpore le terme supplémentaire à $\mathbf{F}_{\varepsilon_1}$, au travers de la constante c_{ε_1} . Ces modifications ont été validées sur le cas d'un jet circulaire en milieu semi-infini, lors d'une étude annexe [Turbelin et Zydownick (1998)].

3.2 Résolution du problème discret

3.2.1 Algorithme de résolution

La résolution du système d'équations (3.1)+(3.2) se fait à l'aide d'un algorithme semi-implicite intégré dans CASTEM. Ce dernier est particulièrement bien adapté aux calculs d'écoulements transitoires, et convient également lorsqu'on recherche un écoulement permanent comme limite asymptotique d'un régime transitoire. Cet algorithme repose sur les mêmes fondements que l'algorithme de résolution de la méthode d'éléments finis modifiée, proposée par [Gresho et al. (1984)]. Il consiste à résoudre de façon implicite l'équation portant sur la pression et de manière explicite l'équation de la vitesse et de toutes les autres variables.

Discrétisation temporelle

Les variables ϕ (avec $\phi = \dot{\mathbf{U}}, \dot{\varepsilon}, \dot{\mathbf{K}}$) sont discrétisées à l'aide d'un schéma aux différences du premier ordre

$$\dot{\phi} = \frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{(\phi^n - \phi^{n-1})}{\Delta t}$$

où Δt est le pas de temps qui sépare les instants n et $n + 1$.

Algorithme semi-implicite

La matrice de masse est diagonalisée (on appelle D la matrice de masse diagonale), le système matriciel (3.1) se réécrit alors sous la forme :

$$\begin{cases} \mathbf{C}\mathbf{U}^{n-1} \\ \frac{1}{\Delta t}D(\mathbf{U}^n - \mathbf{U}^{n-1}) + A_u(U^{n-1})\mathbf{U}^{n-1} + C^T\mathbf{P}^n = \mathbf{F}_u^{n-1} \end{cases} \quad (3.3)$$

et le système (3.2) sous la forme :

$$\begin{cases} \frac{1}{\Delta t}D(\mathbf{K}^n - \mathbf{K}^{n+1}) + A_k(U^{n-1})\mathbf{K}^{n-1} = \mathbf{F}_k^{n-1} \\ \frac{1}{\Delta t}D(\boldsymbol{\varepsilon}^n - \boldsymbol{\varepsilon}^{n-1}) + A_\varepsilon(U^{n-1})\boldsymbol{\varepsilon}^{n-1} = \mathbf{F}_{\varepsilon_1}^{n-1} - (c_{\varepsilon_2} \frac{\boldsymbol{\varepsilon}^{n-1}}{\mathbf{K}^{n-1}})\boldsymbol{\varepsilon}^n D \end{cases} \quad (3.4)$$

Les indices supérieurs indiquent les temps relatifs auxquels sont évalués chaque termes et rendent compte de la nature explicite de l'algorithme. On remarque que, pour des raisons de robustesse, le terme dissipatif de l'équation de dissipation a été partiellement implicite.

Ensuite, la matrice de masse est inversée, il vient :

$$\mathbf{U}^n = \mathbf{U}^{n-1} + \Delta t D^{-1} \{ \mathbf{F}_u^{n-1} - A_u(U^{n-1})\mathbf{U}^{n-1} - C^T \mathbf{P}^n \} \quad (3.5)$$

La divergence de cette équation est obtenue en multipliant par C :

$$\mathbf{C}\mathbf{U}^n = \mathbf{C}\mathbf{U}^{n-1} + \Delta t CD^{-1} \{ \mathbf{F}_u^{n-1} - A_u(U^{n-1})\mathbf{U}^{n-1} \} - \Delta t [CD^{-1}C^T] \mathbf{P}^n \quad (3.6)$$

En tenant compte de l'hypothèse d'incompressibilité, on obtient l'équation de pression :

$$[CD^{-1}C^T] \mathbf{P}^n = CD^{-1} \{ \mathbf{F}_u^{n-1} - A_u(U^{n-1})\mathbf{U}^{n-1} \} \quad (3.7)$$

La matrice $[CD^{-1}C^T]$ est symétrique et constante dans le temps. C'est un pseudo laplacien, qui peut être triangulé une fois pour toutes et conservé en mémoire.

\mathbf{U} est obtenue en résolvant l'équation (3.5) d'une manière explicite, connaissant \mathbf{P} , tandis que \mathbf{K} et ε sont solutions de

$$\mathbf{K}^n = \mathbf{K}^{n-1} + \Delta t D^{-1} \{ \mathbf{F}_k^{n-1} - A_k(U^{n-1})\mathbf{K}^{n-1} \} \quad (3.8)$$

$$\left\{ \frac{D}{\Delta t} + c_{\varepsilon_2} \left(\frac{\varepsilon}{\mathbf{K}} \right)^{n-1} D \right\} \varepsilon^n = \frac{D}{\Delta t} \varepsilon^{n-1} + \{ \mathbf{F}_{\varepsilon_1}^{n-1} - A_{\varepsilon}(U^{n-1})\varepsilon^{n-1} \} \quad (3.9)$$

Nous avons donc utilisé cet algorithme pour résoudre les équations de Navier-Stokes moyennées, couplées à un modèle de turbulence de type $k - \varepsilon$.

3.2.2 Stabilité du schéma

Cet algorithme semi-implicite n'est que conditionnellement stable (condition de stabilité numérique d'un schéma explicite). En effet, [Gresho et al. (1984)] montre que ce schéma n'est stable que si les conditions suivantes sont respectées :

$$\Delta t < \frac{1}{2 \sum_{j=1}^n \frac{(v + v_t)}{\Delta X_j^2}}$$

et

$$\Delta t < \frac{2}{\sum_{j=1}^n \frac{U_j^2}{(v + v_t)}}$$

où $n = 1, 2, 3$ décrit la dimension de l'espace, ΔX_j la taille des mailles et U_j la vitesse nodale. Cette limitation sur le pas de temps est issue de l'analyse de stabilité d'une équation de convection-diffusion discrétisée par une méthode de différences finies sur un maillage de pas d'espace ΔX_j . Ces conditions étant liées au pas d'espace caractéristique du maillage, tout raffinement du maillage s'accompagne d'une diminution du pas de temps. Ce dernier étant généralement faible, on assure ainsi une précision suffisante en temps.

3.2.3 Conditions aux limites

La définition des conditions aux limites nécessite l'introduction de relations particulières sur les frontières du domaine de calcul. Ces conditions sont de type "valeurs imposées", "sortie ou entrée libre", "parois solides".

- Les conditions aux limites de type "valeurs imposées" sont des conditions de type Dirichlet appliquées par l'utilisateur sur les frontières où les variables sont connues.
- En l'absence de spécification particulière, on peut montrer que la formulation utilisée conduit

à une condition aux limites naturelle de contrainte totale nulle. Cette condition est introduite, lors de l'intégration par partie, lorsqu'on applique le théorème de la divergence transformant l'intégrale de volume en une intégrale de surface. Ainsi, une condition de type "entrée ou sortie libre" est implicitement contenue dans la formulation variationnelle.

- Si le domaine de calcul est limité par une paroi solide ou par un sol, la vitesse normale à la paroi est nulle et, pour prendre en compte les effets induits par la présence de cette frontière, on utilise le modèle de fonctions de paroi défini au paragraphe 2.3.1. Ce dernier *impose une contrainte de cisaillement* et calcule les valeurs de k et ε à l'aide de l'hypothèse d'équilibre local entre la production et le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente. Nous avons apporté un soin particulier à l'introduction du modèle de lois de paroi rugueuse dans l'opérateur chargé de discrétiser les lois de parois.

3.3 Modélisation d'écoulements turbulents

CASTEM est un code de type "boîte à outils" : l'algorithme de résolution, adapté au modèle RNG et au modèle de fonction de paroi rugueuse, a été incorporé directement au code source du programme. On y accède par l'intermédiaire du langage de donnée GIBIANE qui convertit les instructions de l'utilisateur en entités informatiques utilisables par le programme. De façon générale, les jeux de données GIBIANE sont formés d'instructions élémentaires faisant appel aux opérateurs sous-programmés de CASTEM et contiennent les informations nécessaires

- à la construction du maillage (définition de la géométrie),
- à la définition des modèles physiques et numériques,
- à la définition des conditions aux limites,
- à l'initialisation des variables,
- au suivi des variables et de la convergence,
- au post-traitement des résultats.

Construction du maillage

La construction d'un maillage fait appel au pré-processeur GIBI du logiciel. Son maniement offre une grande souplesse et permet de paramétrer entièrement le maillage. Ainsi tous les sous-domaines sur lesquels s'appliquent des opérations particulières (définition de conditions aux limites, post-traitement) peuvent être clairement identifiés sans avoir à écrire des listes de numéros de noeuds ou d'éléments. Les maillages utilisés pour cette étude sont composés de quadrangles stabilisés de type QUA8.

Paramètres de la modélisation

Le domaine de calcul est défini à partir du maillage. Les équations de Navier-Stokes moyennées, couplées à un modèle de turbulence de type $k - \varepsilon$, sont discrétisées sur ce domaine. L'utilisateur a le choix entre le modèle standard et le modèle RNG. Dans les deux cas, les inconnues sont les valeurs aux noeuds de la vitesse, de la pression, de l'énergie cinétique turbulente et du taux de dissipation.

Le fluide est caractérisé par sa viscosité cinématique, l'écoulement par un nombre de Reynolds. Ce dernier paramètre est construit à partir d'une vitesse et d'une longueur de référence. Lorsque les équations résolues sont sans dimension, ces grandeurs sont également utilisées pour adimensionner les variables. Pour l'air on prend

$$\nu = 1,5 \cdot 10^{-3} m^2 s^{-1}$$

Après avoir défini le modèle physique, l'algorithme de résolution est paramétré : le nombre de pas de temps à effectuer est choisi par l'utilisateur et, à chaque itération, Δt est calculé explicitement à partir des conditions de stabilité du schéma. Un coefficient multiplicatif éventuel, compris entre zéro et un, peut être appliqué. A tout instant, l'utilisateur a accès à ces informations pour les consulter ou les modifier. Notons que pour stabiliser la solution, la discrétisation des termes de convection est décentrée. Plusieurs schémas de décentrement sont disponibles : le schéma *SUPG* (décentrement le long des lignes de courant, formulation de Petrov-Galerkin) et le schéma *SUPGDC* (avec capture de choc), qui conservent théoriquement l'ordre 2 en espace (voir la notice d'utilisation du logiciel).

Conditions aux limites

Sur les sous-domaines constituant les frontières du domaine de calcul, les conditions aux limites sont définies sous une des formes décrites au paragraphe 3.2.3.

- Les conditions utilisées en entrée (amont du domaine) sont des conditions de type Dirichlet
 - Pour le champ de vitesse, on utilise des données expérimentales ou des valeurs obtenues à l'aide d'un modèle de variation empirique. A ce titre, la loi logarithmique (1.1) est d'une grande utilité.
 - L'énergie cinétique turbulente est déterminée à partir de l'intensité de la turbulence, qui est fonction de l'écart type des fluctuations de vitesse, et d'une vitesse moyenne caractéristique :

$$k_{imp} = \frac{1}{2} (IU_0)^2$$

- La caractérisation du taux de dissipation est plus délicate. Nous avons choisi de l'exprimer en fonction de l'énergie cinétique turbulente, de l'échelle de longueur caractéristique des tourbillons énergétiques (qui correspond au pic du spectre de la turbulence) ou, quand on dispose d'une telle information, de la viscosité turbulente :

$$\varepsilon_{imp} = \frac{k_{imp}^{3/2}}{l_k} \quad \text{ou} \quad \varepsilon_{imp} = C_v \frac{k_{imp}^2}{\nu_{t_{imp}}}$$

- Au niveau des frontières solides ou des sols, les vitesses normales sont nulles (conditions de type Dirichlet) tandis que le cisaillement, l'énergie cinétique, et le taux de dissipation sont calculés par le modèle de loi de paroi présenté au paragraphe 2.3.1. Cette procédure fait apparaître une nouvelle inconnue, qui est la vitesse de frottement, et nécessite la donnée préalable de la distance normale à la paroi, z_p , et de la longueur de rugosité z_0 . La caractérisation de ces paramètres est une étape importante qui demande un soin particulier.
- L'absence de spécification sur une frontière donnée fait que la contrainte totale est nulle (condition naturelle de frontière libre).

Initialisation des variables

Pour démarrer les calculs, les variables doivent être initialisées. Pour cela, on peut définir une condition de repos (mal adaptée aux écoulements atmosphériques) ou réutiliser des conditions issues de calculs précédents. Par exemple, en présence de bâtiments ou de topographie, un calcul préalable sur le domaine, sans obstacles, est recommandé afin d'établir les caractéristiques de l'écoulement non perturbé. Notons que les conditions initiales sont rapidement "oubliées" par l'écoulement, mais influencent le temps de convergence des résultats.

Contrôle de la convergence

La dépendance en temps du terme v_t peut entraîner des problèmes de convergence. Pour éviter cela, nous avons développé une procédure (FILTREKE) qui est chargée de vérifier la cohérence des valeurs prises par l'énergie cinétique turbulente et par la dissipation au cours du temps. En chaque noeud du maillage, les conditions suivantes doivent être respectées :

$$0 \leq k \leq v_{ref}^2 \quad \text{et} \quad \varepsilon \geq a \frac{k^{3/2}}{l_{ref}}$$

Ainsi la viscosité turbulente reste bornée

$$0 \leq v_t \leq C_v \frac{l_{ref}}{a} v_{ref}^2$$

De façon pratique :

- l_{ref} est une grandeur caractéristique de l'écoulement moyen fixée par l'utilisateur, de préférence égale à la taille du domaine de calcul,
- v_{ref} est le maximum de la vitesse nodale calculée et d'une vitesse moyenne caractéristique fixée par l'utilisateur, de préférence égale à la vitesse maximale d'entrée,
- a est un paramètre de correction, fonction du nombre de Reynolds local. Pour les grand nombre de Reynolds $a = 1$.

Utiliser cette procédure revient à fixer, dans la phase transitoire, une valeur maximale pour l'intensité de turbulence et une taille maximale pour les gros tourbillons énergétiques : les fluctuations de vitesse resteront inférieures à la vitesse maximale v_{ref} et les structures énergétiques seront plus petites que l_{ref} . On doit s'assurer que les solutions convergées ne sont pas influencées par ces conditions.

Convergence en temps

Pour s'assurer de la convergence des calculs en temps, on trace l'évolution, en fonction du nombre d'itération, de

$$\log ||v^{n+1} - v^n||_{L_\infty}$$

où v est la composante verticale de la vitesse. Si on recherche une solution stationnaire, on considère que cette dernière est obtenue si les résidus sont réduits de plus de 7 ordres de grandeur. De façon moins rigoureuse, on peut observer l'évolution temporelle des variables en certains points du domaine. Aussi, à chaque instant, l'utilisateur peut visualiser l'historique des variables et apprécier leur convergence. Ceci est particulièrement utile pour la recherche d'écoulements permanents (ou périodiques) comme limites asymptotiques de régimes transitoires. Des compléments sur la convergence sont donnés en annexe D.

Post-traitement des résultats

CASTEM possède ses propres fonctionnalités en matière de post-traitements graphiques. Ainsi, on peut observer l'évolution temporelle de chacune des variables calculées, tracer, à un instant donné, leurs isovaleurs ou leur évolution le long de certains sous-domaines. On peut également, à l'aide d'une procédure écrite en GIBIANE, calculer et visualiser les lignes de courant qui matérialisent, à un instant donné, le champ de vitesse.

Conclusion

Pour modéliser la turbulence atmosphérique nous avons choisi d'utiliser le code de calcul CASTEM 2000 développé par le CEA à Saclay. Dans ce logiciel, de type boîte à outils, les équations de Navier-Stokes moyennées sont discrétisées par une méthode d'éléments finis et résolues par un algorithme semi-implicite (implicite sur la pression et explicite sur les autres variables), particulièrement bien adapté aux calculs d'écoulements transitoires. Cet algorithme n'est que conditionnellement stable, aussi le pas de temps est limité par des contraintes de stabilité (condition de stabilité numérique d'un schéma explicite). Ces contraintes étant liées au pas d'espace caractéristique du maillage, tout raffinement du maillage s'accompagne d'une diminution du pas de temps.

Les maillages sont réalisés à l'aide de quadrangles Q1-P0 (bilinéaire pour les vitesses, pression constante par élément) stabilisés, conventionnellement appelés QUA8. Pour obtenir la stabilisation, on construit d'abord un maillage de macro-éléments que l'on redécoupe en quatre éléments linéaires. Sous ces conditions de stabilisation, l'ordre de convergence *théorique* de ces éléments est de 2 pour la vitesse et de 1 pour la pression. Les deux schémas de convection utilisés dans notre étude, le schéma SUPG (décentrement le long des lignes de courant, formulation de Petrov-Galerkin) et le schéma SUPGDC (option par défaut), conservent théoriquement l'ordre 2 en espace. Les variables sont discrétisées à l'aide d'un schéma aux différences du premier ordre en temps.

En modifiant son programme source, nous avons adapté ce code de calcul à l'utilisation du modèle de turbulence RNG $k - \epsilon$ et nous avons introduit un modèle de fonction de parois rugueuse, basé sur la notion de longueur de rugosité. Ainsi, pour modéliser des écoulements atmosphériques, on dispose d'un outil capable de représenter des écoulements turbulents, instationnaires, sur des terrains rugueux, tels que ceux rencontrés dans la couche limite atmosphérique.

Les fonctionnalités du code nous permettent notamment de discrétiser des géométries complexes et d'utiliser, comme conditions aux limites, sur les frontières du domaine de calcul, des données expérimentales ou des valeurs issues des modèles de variation empiriques présentés au premier chapitre.

Pour valider ce choix, nous avons procédé à différents essais. Pour cela, nous avons recherché, dans la littérature, des écoulements de référence faisant intervenir les principaux phénomènes observés dans les basses couches de l'atmosphère, comme le décollement, la formation de sillages instationnaires, le détachement tourbillonnaire ou la formation de couches limites internes.

Chapitre 4

Validation sur des écoulements de référence

Introduction

¹Dans la couche limite atmosphérique, sur une centaine de mètres d'altitude, les obstacles de toutes sortes qui forment la surface terrestre perturbent le champ de vitesse du vent et entraînent une forte agitation, désignée sous le vocable de turbulence. Notre travail, qui consiste à modéliser le vent dans l'environnement proche d'un ouvrage d'art, doit tenir compte de ce phénomène. Pour cela, nous avons choisi de nous placer dans le cadre général de l'étude numérique de l'action du vent sur les structures (Computational Wind Engineering), discipline dont le but est de représenter numériquement le vent à l'aide de techniques issues de la mécanique des fluides numérique [Murakami (1997)]. En effet, dans les basses couches de l'atmosphère, le vent est un écoulement d'air turbulent, incompressible, régi par les équation de Navier-Stokes. Pour résoudre ces équations, la méthode la plus utilisée consiste à moyenner les équations du mouvement et à modéliser les contraintes turbulentes à l'aide du modèle de fermeture $k - \epsilon$. Ce modèle du premier ordre, simple et robuste, constitue le niveau minimum de modélisation physiquement acceptable. Bien adapté aux écoulements fortement cisailés qui se développent, par vent fort, sur les terrains homogènes, il montre ses limites en présence d'obstacles naturels ou artificiels, lorsque se développent des zones de recirculation ou de grosses structures tourbillonnaires organisées. L'utilisation d'un modèle statistique d'ordre supérieur ou la simulation des grandes échelles est alors généralement recommandée. Mais ces deux méthodes, qui améliorent indiscutablement la description de l'écoulement, introduisent des coûts de calculs élevés, sans commune mesure avec ceux du modèle $k - \epsilon$. C'est pourquoi le modèle RNG $k - \epsilon$, qui a montré sa supériorité sur le modèle standard dans un grand nombre d'applications pratiques, est présenté dans la littérature comme étant une bonne alternative [Orszag et al. (1996)]. Après avoir présenté ce modèle au chapitre 2, nous discutons ici, de son utilisation dans le cadre de la modélisation d'écoulements atmosphériques. En effet, alors que tout semble indiquer que ce modèle est adapté à la modélisation de la turbulence atmosphérique, les exemples de son utilisation dans ce domaine sont rares [Lee (1997)]. Nous avons donc vérifié son effica-

1. Ce chapitre est une version étendue d'une communication proposée au 14ème congrès français de mécanique (Toulouse, 29 août - 3 septembre 1999) [Turbelin (1999)]

cité en incorporant les équations du modèle au code de calcul CASTEM 2000, développé par le CEA, et en modélisant trois écoulements de référence. Ces exemples représentent des cas tests significatifs où l'on compare les résultats numériques obtenus avec CASTEM à des résultats expérimentaux ou numériques référencés dans la littérature. Pour chaque cas, le problème physique à traiter ainsi que les méthodes numériques utilisées (type de schéma, maillage) sont indiqués. Les résultats sont représentés graphiquement, avec dans la mesure du possible, une superposition de la solution de référence.

4.1 Les Cas tests

4.1.1 Description et objectifs

Les trois cas tests présentés dans le tableau 4.1 sont des écoulements bidimensionnels, assimilables à des écoulements au dessus de sites non homogènes. Le premier est un écoulement au dessus d'un accident topographique, le second un écoulement autour d'un obstacle isolé, le troisième, qui est le seul à avoir été réalisé à partir de mesures de vitesses du vent, est un écoulement au dessus d'une discontinuité de la nature du sol. Ce sont des écoulements proches de ceux rencontrés dans la couche limite atmosphérique, près du sol, où la turbulence est purement "mécanique", c'est à dire générée par la nature du terrain ou par la présence d'obstacles naturels ou artificiels.

Auteurs	Nature du problème	Classification
[Almeida et al. (1992)]	écoulement autour d'une colline	turbulent, stationnaire, avec obstacle topographique
[Franke et Rodi (1993)]	écoulement autour d'un cylindre de section carrée	turbulent, instationnaire, avec détachement tourbillonnaire périodique
[Bradley (1968)]	écoulement au dessus d'un changement de rugosité	turbulent, stationnaire, avec développement d'une couche limite interne

TAB. 4.1 – *Cas tests*

Chaque cas met en jeu des phénomènes précis. Le premier fait intervenir les mécanismes physiques rencontrés dans les écoulements décollés, en aval d'une élévation de terrain, lorsque se développe une zone de recirculation. Le second illustre l'impact d'un écoulement sur un corps, le décollement, la formation d'une zone de sillage et le développement de grosses structures tourbillonnaires organisées. Le troisième est représentatif de la catégorie des écoulements au dessus de surfaces non homogènes, pour lesquels a été développé le modèle de fonction de paroi rugueuse. Chacun de ces cas-tests pose des problèmes numériques et de modélisation particuliers qui permettent d'évaluer l'efficacité des différents modèles de turbulence.

4.1.2 Traitements physiques et numériques

Modélisation

Dans les trois cas, les paramètres des écoulements (vitesses, pression, énergie cinétique turbulente, taux de dissipation) se décomposent en une partie moyenne et en une fluctuation turbulente aléatoire

$$\phi = \langle \phi \rangle + \phi'$$

Les équations résolues sont les équations de Navier-Stokes moyennées (équations de Reynolds), associées à un modèle de turbulence du premier ordre. Pour les deux premiers cas, les calculs ont été effectués avec le modèle RNG et avec le modèle standard, associés, près des parois solides, au modèle de fonction de paroi lisse décrit au chapitre 2. Pour le troisième cas, afin de prendre en compte la rugosité du sol, nous avons utilisé le modèle de fonction de paroi basé sur la notion de longueur de rugosité.

Méthode numérique

Dans les trois cas, le traitement numérique est identique : les équations sont discrétisées à l'aide de la méthode d'éléments finis (EFM1) de CASTEM et résolues par l'algorithme semi-explicite décrit précédemment. Le pas de temps, imposé par les conditions de stabilité, étant généralement faible, on assure une précision suffisante en temps. Les maillages sont réalisés à l'aide de quadrangles Q1-P0 (bilinéaire pour les vitesses, pression constante par élément) stabilisés. Pour obtenir la stabilisation, on construit un maillage de macro-éléments, sur lesquels la pression est stabilisée [Kechkar et Silvester (1992)], que l'on redécoupe en 4 éléments linéaires. Les équations sont résolues sur ces éléments. Sous ces conditions, l'ordre de convergence *théorique* est de 2 pour la vitesse et de 1 pour la pression. Les schémas de convection utilisés conservent théoriquement l'ordre 2 en espace [Hughes et al. (1986)]. Les variables sont discrétisées à l'aide d'un schéma aux différences du premier ordre en temps.

Paramètres des calculs

Pour chaque écoulement, on dispose de références bibliographiques qui nous permettent, en suivant la méthode du paragraphe 3.3, de paramétrer le domaine de calcul, de fixer les conditions initiales et les conditions aux limites.

Calculs

Tous les calculs ont été effectués sur des calculateurs IBM-RS/6000, au CEA de Saclay et au CEMIF à Evry. *Sous ces conditions, les différences entre les résultats ne peuvent provenir que du modèle de turbulence utilisé. Par contre, d'éventuelles différences avec d'autres résultats numériques, issus de la littérature, peuvent provenir de plusieurs facteurs (traitement numérique, modèle de loi de paroi ...). Dans ce cas, la comparaison est rendue difficile.*

4.2 Écoulement au dessus d'une colline analytique

4.2.1 Généralités sur l'écoulement

Dans la couche limite atmosphérique, les vallées, falaises, buttes et collines perturbent l'écoulement de l'air : les obstacles topographiques guident la trajectoire du vent, modifient sa structure et créent des zones de recirculation. L'écoulement derrière une colline analytique est un exemple générique qui illustre ce type de phénomène. Il met en jeu la plupart des mécanismes observés lorsque le vent turbulent aborde transversalement un accident topographique et que l'écoulement décolle.

Nous avons utilisé comme référence des résultats expérimentaux, obtenus en canal hydraulique par [Almeida et al. (1992)], disponibles sur le serveur internet de la base de données ERCOF-TAC² (Université de Surrey, Grande Bretagne).

Cet écoulement est régulièrement utilisé comme référence lors de comparaison entre études numériques et expérimentales. Il a notamment été choisi par les chercheurs de l'équipe de dynamique de l'atmosphère habitée de l'Ecole Centrale de Nantes (ECN), pour valider des modèles de turbulence [Moulinec (1996)], et a servi de référence lors d'un Workshop européen en 1995 [Rodi (1995)]. Il sert ici de support à une première comparaison entre le modèle standard et le modèle RNG. Notons que, sur ce cas-test, nous avons également réalisé une étude de convergence, présentée en annexe D.

4.2.2 Description de l'écoulement

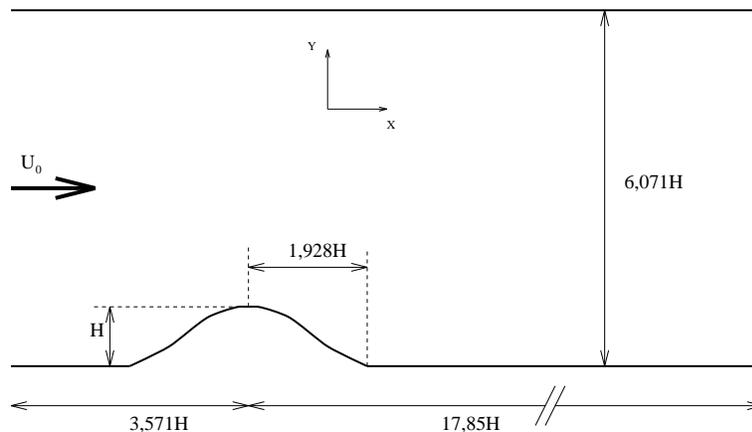


FIG. 4.1 – *Domaine expérimental*

Les paramètres de l'expérience d'Almeida sont les suivants :

- Le domaine physique a une longueur de 600mm , une hauteur H_c de 170mm et ses parois sont lisses.
- La colline est définie analytiquement par des polynômes du troisième degré. Sa demi-longueur est de 54mm , sa hauteur H est de 28mm , son sommet se situe à 100mm de l'entrée du canal.

2. à l'adresse <http://www.ercofac.mech.surrey.ac.uk>

• Le fluide utilisé est de l'eau ($\nu = 10^{-6} m^2/s$), la vitesse horizontale de référence U_0 , mesurée en entrée au milieu de canal, est de $2,147 m/s$. L'écoulement est caractérisé par un nombre de Reynolds

$$Re = \frac{HU_0}{\nu} = 60000$$

Les composantes de la vitesse moyenne et les contraintes normales, qui permettent d'estimer l'énergie cinétique turbulente, ont été mesurées par LDV (Laser Doppler Velocimetry). Elles sont données pour 14 sections droites réparties tout au long du domaine. La dynamique de l'écoulement se décompose comme suit :

- le fluide qui aborde transversalement la colline subit une ascendance le long du versant au vent,
- au niveau du sommet, se forme une zone de dépression et de survitesse,
- l'écoulement décolle immédiatement après le sommet puis se recolle en aval.

4.2.3 Les calculs

Modélisation

Les équations de Navier-Stokes, associées à un modèle de type $k - \epsilon$, sont résolues sans dimension. Les variables sont adimensionnées par rapport à la hauteur de la colline H et par rapport à la vitesse de référence U_0 . Le nombre de Reynolds est fixé à 60000.

Modèle numérique

Les équations sont discrétisées à l'aide de la méthode d'éléments finis (EFM1) de CASTEM et résolues par l'algorithme semi-explicite. Les maillages sont constitués d'éléments de type QUA8. Le schéma de convection SUPG est utilisé.

Filtrage

Pour assurer la convergence vers la solution stationnaire, les valeurs de k et ϵ sont filtrées dans la phase transitoire. En chaque noeud du maillage, les conditions exposées au paragraphe 3.3 sont appliquées. Notons que la solution convergée ne doit pas être influencée par cette procédure.

Domaine de calcul

Nous avons testé les modèles sur différents maillages en faisant varier la longueur de référence du filtre. Le premier maillage, présenté sur la figure 4.2, est constitué de $4 \times 20 \times 87$ éléments (20×87 macro-éléments, redécoupés en quatre). Il est affiné près des parois inférieures et supérieures et autour de la colline. Le second $4 \times 40 \times 174$, comporte 2 fois plus de points dans chaque direction. Ces domaines de calcul sont allongés en amont de la colline afin de diminuer l'influence éventuelle des conditions d'entrée. Les caractéristiques des différents calculs sont résumées dans le tableau (4.2), où H désigne la hauteur de la colline. L'origine des

Calcul	Modèle	Grille	L_{ref}
#1	Standard	$4 \times 20 \times 87$	0,6H
#2	Standard	$4 \times 20 \times 87$	2H
#3	Standard	$4 \times 40 \times 174$	2H
#4	RNG	$4 \times 20 \times 87$	6H
#5	RNG	$4 \times 40 \times 174$	6H

TAB. 4.2 – *Caractéristiques des essais*

abscisses est située au niveau du sommet de la colline, l'origine des ordonnées au niveau de la paroi horizontale inférieure.

Les conditions aux limites

- En entrée, les conditions à imposer sont données par l'expérimentateur. Ce sont celles d'un écoulement pleinement développé entre deux plaques planes :
 - les profils sont symétriques par rapport à l'axe du canal,
 - le profil de vitesse est parabolique, la vitesse maximale U_0 est localisée sur l'axe,
 - l'énergie cinétique turbulente atteint son maximum près des frontières supérieures et inférieures, là où les gradients de vitesses sont élevés, et son minimum se situe au niveau de l'axe.

Par contre, aucune indication n'est fournie sur la dissipation. Après une rapide étude bibliographique, nous l'avons exprimée en fonction de l'énergie cinétique turbulente et d'une échelle de longueur caractéristique de l'écoulement d'entrée (exprimée en fonction de la hauteur du canal)

$$\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{H_c}$$

- Au niveau des parois solides, la vitesse normale est nulle. La vitesse tangentielle, l'énergie cinétique et la dissipation sont calculées à l'aide de fonctions de paroi lisse. La distance à la paroi du domaine fluide y_p est prise égale à la demi-hauteur de la première maille.
- En sortie, les conditions sont libres (contrainte totale nulle).

Les conditions initiales

Les conditions initiales sont résumées dans le tableau (4.3):

- la vitesse à l'intérieur du domaine est prise égale à la vitesse de référence,
- l'intensité de la turbulence est de 6%,
- la viscosité turbulente est égale à 40ν .

D'après l'expérience, la vitesse de frottement initiale sur les parois solides est

$$U_* = 0,079m/s$$

	U_x	U_y	k	ε
Dans le domaine	U_0	0	$(0,03U_0)^2$	$\frac{C_v k^2}{40\nu}$

TAB. 4.3 – Conditions initiales

4.2.4 Résultats

Convergence

Pour effectuer des comparaisons avec l'expérience, on s'intéresse à la solution stationnaire du problème, obtenue comme limite asymptotique de l'écoulement transitoire. Cette dernière est atteinte après environ 10000 pas de temps pour les maillages $4 \times 20 \times 87$. Les histoires de convergence $\log\|v^{n+1} - v^n\|_{L^\infty}$, en fonction du nombre d'itération, tracées figure (4.7), montrent que les résidus sont réduits de plus de 7 ordres de grandeur, et que les solutions peuvent être considérées comme convergées. Pour les maillages $4 \times 40 \times 174$, il faut 30000 pas de temps pour obtenir cette réduction.

Allures générales

La structure de l'écoulement permanent est illustrée par l'allure générale

- des lignes de courant, figures (4.3) et (4.4), qui matérialisent, à un instant donné, le champ de vitesse,
- de l'énergie cinétique turbulente, figures (4.5) et figures (4.6).
- Lorsque le fluide aborde transversalement la colline, on observe une région de survitesse, au voisinage du sommet, et une zone de forte turbulence sous le vent du sommet. L'écoulement se sépare au niveau du sommet et se rattache en aval de la colline. On observe ainsi, juste derrière l'obstacle, une zone de recirculation. Les abscisses de décollement et de recollement peuvent être estimées en suivant l'évolution de la vitesse de frottement sur la paroi inférieure.
- En aval de la colline, hors de la zone d'influence de l'obstacle, le fluide retrouve une structure d'écoulement de canal droit. Ces résultats sont en accord avec l'expérience et avec les modèles de description empiriques évoqués au premier chapitre.

Écoulements #1 et #2

La comparaison des résultats de ces calculs, réalisés avec le modèle standard, permet de mettre en évidence l'influence de la longueur du filtre.

- Si cette longueur est inférieure à la taille de la colline (#1), le filtre intervient de façon systématique dans le sillage de la colline. Les résultats obtenus sont donc totalement masqués par l'action du filtre, la solution proposée n'est pas recevable.
- Si cette longueur est supérieure d'un facteur deux à la taille de la colline (#2), les résultats convergés ne sont plus influencés par le filtre, une zone de recirculation apparaît.

	Décollement	Recollement
Calcul #2	$0,8H$	$2,67H$

Aussi, un facteur deux avec la taille de l'obstacle semble constituer une valeur acceptable pour ce modèle.

Écoulements #2 et #4

Ces deux calculs diffèrent par le modèle employé. Dans les deux cas, la solution convergée n'est pas influencée par le filtre. Les résultats du modèle RNG apparaissent bien meilleurs. En

	Décollement	Recollement
Calcul #4	$0,5H$	$5,4H$
Expérience	$0,43H$	$4,82H$

effet, avec le modèle standard, figure (4.3), le développement de la zone de recirculation est amorti par la zone de forte turbulence. Si on compare les figures (4.5) et (4.6), sur lesquelles apparaissent les isovalues et les valeurs maximales atteintes, on voit que l'énergie cinétique calculée par le modèle standard est supérieure à celle calculée par le modèle RNG.

Écoulements #2, #3 et #4, #5

Ces deux séries de calculs permettent d'étudier la dépendance des résultats vis à vis des maillages. Pour le modèle standard, en raffinant le maillage, on diminue l'écart relatif par rap-

	Décollement	Recollement
Calcul #2	$0,8H$	$2,7H$
Calcul #3	$0,74H$	$2,9H$
Calcul #4	$0,5H$	$5,4H$
Calcul #5	$0,48$	$5,6H$

port à l'expérience de 5% pour la longueur de rattachement et de 15% pour la longueur de décollement (mais ces résultats restent très éloignés de l'expérience). Notons que pour le calcul #3, le pas de temps est de $1,9 \cdot 10^{-2}$ et qu'il passe à $5,5 \cdot 10^{-3}$ pour le calcul #4 (diminution d'un facteur 3). Le nombre d'éléments étant augmenté d'un facteur 4, les temps de calcul sont donc augmentés d'un facteur 12.

Évolutions le long de sections droites

Les évolutions verticales des composantes de la vitesse moyenne et de l'énergie cinétique turbulente ont été mesurées, par Almeida et al., le long de 14 sections droites dont les abscisses sont données dans le tableau 4.4.

Nous avons reporté, sur les figures (4.8) à (4.22), les résultats numériques et expérimentaux les plus représentatifs. Les figures (4.8) à (4.16) concernent le profil de vitesse horizontale et les figures (4.17) à (4.22) l'énergie cinétique turbulente.

x/H	-1,785	-0,714	0	1,071	1,785	2,5	3,214
x/H	4,286	4,786	5,357	6,607	8,036	10,714	17,85

TAB. 4.4 – Sections droites de référence

- Avec le modèle RNG, les profils de vitesses calculés correspondent avec les résultats expérimentaux, sauf très près des parois solides (notamment au niveau du sommet, figure (4.9)) où les vitesses calculées sont inférieures aux vitesses mesurées. Ces zones sont celles où les effets des lois de paroi sont prépondérants. Avec le modèle standard, en aval de l'obstacle, figures (4.10) à (4.14), les résultats ne correspondent pas aux profils mesurés.
- Les allures générales des profils d'énergie cinétique turbulente sont correctement représentées, sauf au voisinage du sommet, figure (4.18), où l'énergie est surestimée. Directement en aval de la colline, figures (4.19) et (4.20), les pics d'énergie sont sous-estimés, notamment avec le modèle RNG.
- Loin de la colline, figures (4.16) et (4.22), l'écoulement retrouve un profil de canal droit.

4.2.5 Comparaison avec la littérature

Comme critère de comparaison nous disposons de l'intégralité des résultats d'un Workshop de 1995 [Rodi et al. (1995)]. Parmi les participants, onze ont utilisé le modèle standard avec des lois de parois, six avec des lois standards, cinq avec des lois non-standards. Pour ce Workshop, le terme "loi standard" désigne de façon stricte le modèle préconisé par [Launder et Spalding (1974)]. Aussi, en suivant cette définition, nos calculs se classent dans le groupe utilisant des lois non-standards (groupe 2). Les abscisses de décollement et de recollement obtenues par les participants sont données dans le tableau (4.5). Notons que le sixième résultat (UMISTLes) a été ob-

Nom de l'équipe	Décollement	Recollement
Expérience	0,43H	4,82H
ASC	0,68H	2,64H
IOlomouc	0,74H	3,34H
RCHokkai	0,83H	2,52H
UGdansk	0,48H	4,72H
UStuttgart	0,5H	5,6H
UMISTLes	0,55H	5,5H

TAB. 4.5 – Résultats du Workshop

tenu à l'aide d'un modèle RNG associé à des lois de paroi standards. La taille de notre maillage "fin" étant similaire à celles des maillages utilisés, nous voyons que nos résultats sont similaires à ceux présentés lors du Workshop. Nous pouvons en conclure que les différences observées ne proviennent que des modèles de fonction de paroi utilisés, et non d'une grave erreur de programmation, toujours possible.

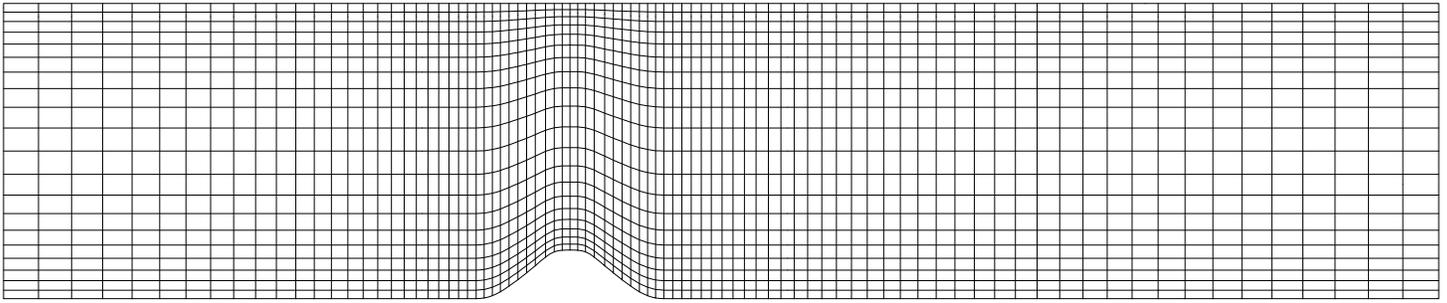
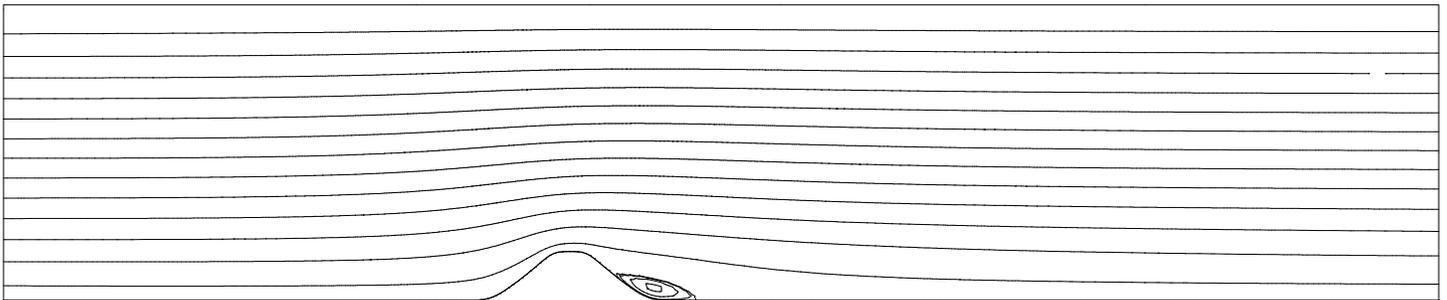
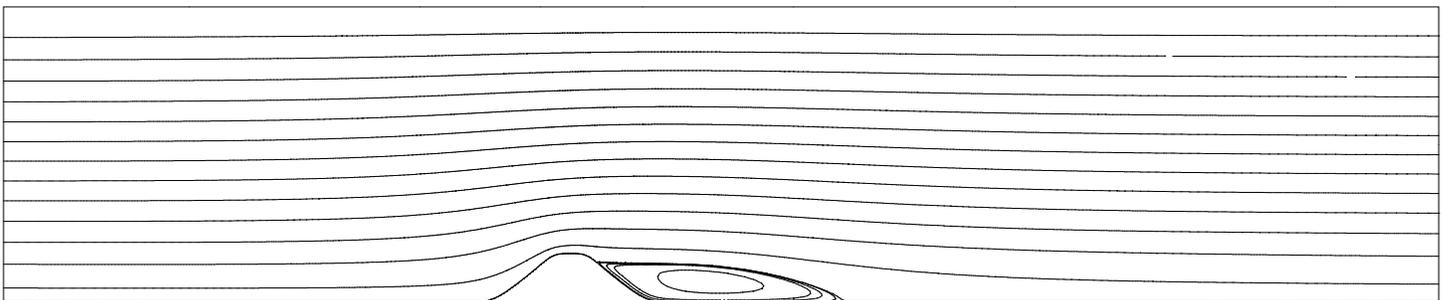
4.2.6 Bilan du calcul

- Les résultats que nous obtenons avec CASTEM correspondent à ceux proposés dans la littérature, sur des maillages similaires. Pour un modèle donné, les différences observées proviennent principalement des modèles de fonctions de paroi utilisés. Nous remarquons que :

- l'utilisation d'un maillage deux fois plus raffiné entraîne une modification des résultats d'environ 10%,
- la procédure de filtrage peut masquer l'action du modèle de turbulence. Aussi, avant de retenir une solution, nous devons nous assurer que cette dernière n'est pas influencée par la taille du filtre,

- *Les calculs montrent une nette dépendance vis-à-vis du modèle employé* : les résultats obtenus avec le modèle RNG sont en accord qualitatif avec les résultats expérimentaux : la structure de l'écoulement est retrouvée et les visualisations montrent l'existence d'une zone de recirculation en aval de l'obstacle. L'accord quantitatif, satisfaisant sur le champ de vitesse, est moins évident sur l'énergie cinétique turbulente. Cette variable est sous-estimée dans la zone de recirculation, ce qui entraîne une surestimation de la longueur de recollement. Avec le modèle standard, on constate que la zone de recirculation est amortie par une zone de forte turbulence. Ce phénomène est responsable de la mauvaise concordance entre les champs de vitesse calculés et mesurés. Les études numériques citées précédemment avaient déjà mis en évidence le fait que le modèle standard ne traduit pas bien la structure de l'écoulement dans les zones de recirculation. On voit, sur les figures (4.5) et (4.6), que l'énergie cinétique calculée par le modèle standard est supérieure à celle calculée par le modèle RNG. Ces différences entre les deux modèles s'expliquent en partie par les valeurs respectives des constantes dans chacun des deux cas. Dans le modèle RNG, la constante C_{ε_2} , qui influence à la fois le terme de production dans l'équation (2.10) et le terme de dissipation dans l'équation (2.11), est plus faible que dans le modèle standard. A titre de comparaison, on a $C_{\varepsilon_2} \simeq 1,6$ dans le modèle RNG et $C_{\varepsilon_2} \simeq 1,9$ dans le modèle standard. Ainsi, le modèle RNG a tendance à dissiper plus fortement la turbulence, ce qui explique que l'énergie soit sous-estimée, mais limite la diffusivité turbulente et permet à la zone de recirculation de se développer. Avec le modèle standard, la création de la zone de recirculation est totalement amortie par la diffusivité.

- Dans des conditions strictement identiques (où la non-intervention du filtre à convergence est vérifiée), les résultats du modèle RNG sont nettement supérieurs à ceux du modèle standard. De façon générale, le modèle RNG est moins diffusif et n'augmente pas les temps de calcul. *Aussi, à complexité égale, le modèle RNG apparaît beaucoup plus adapté que le modèle standard pour la modélisation d'écoulements recirculants.*

FIG. 4.2 – *Domaine de calcul, 20×87 macro-éléments*FIG. 4.3 – *Lignes de courant, modèle standard*FIG. 4.4 – *Lignes de courant, modèle RNG*

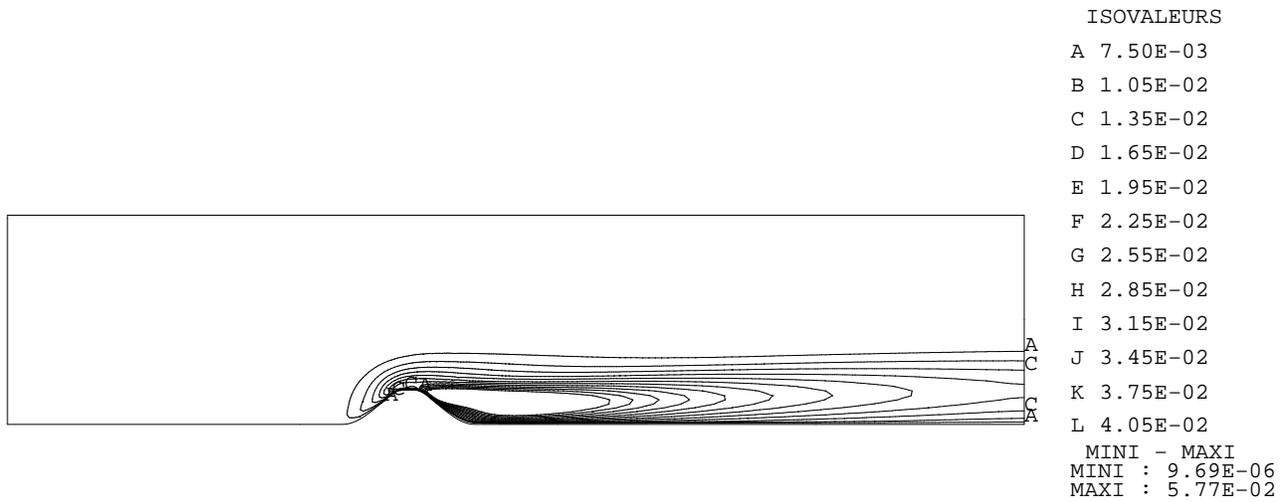


FIG. 4.5 – Energie cinétique turbulente, modèle standard (isovaleurs)

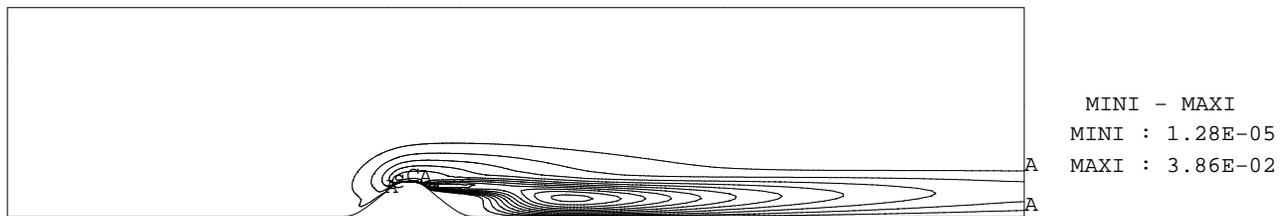


FIG. 4.6 – Energie cinétique turbulente, modèle RNG (isovaleurs)

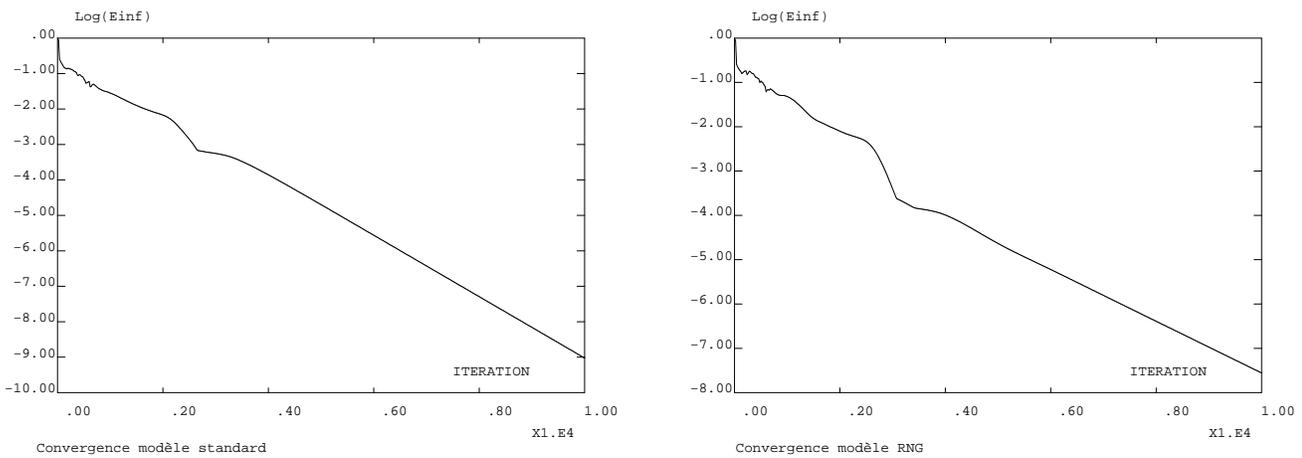


FIG. 4.7 – Convergence des calculs sur le maillage $4 \times 20 \times 87$

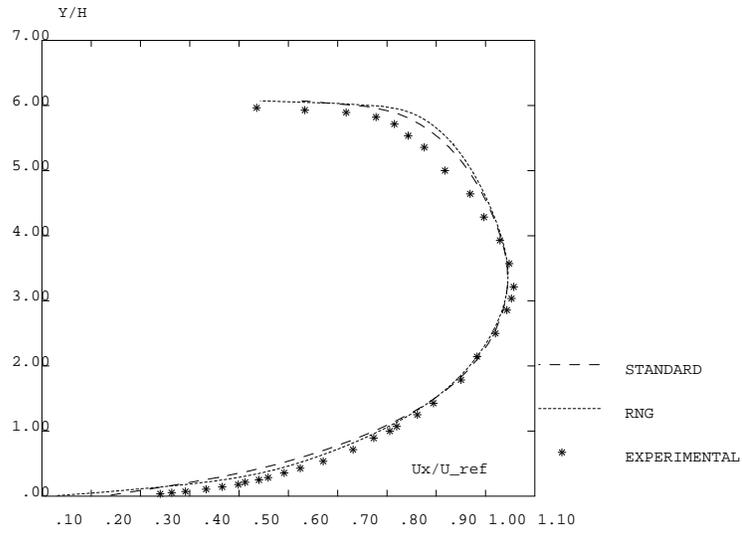


FIG. 4.8 – Composante horizontale de la vitesse à $X/H = -1,785$

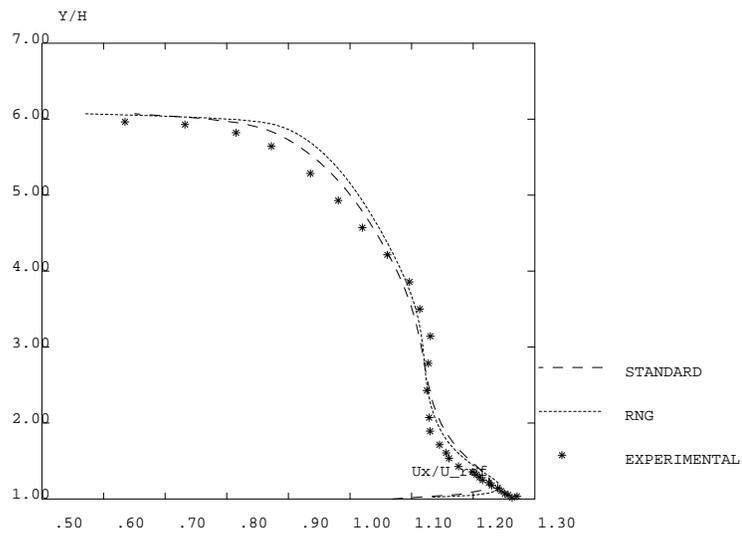


FIG. 4.9 – Composante horizontale de la vitesse à $X/H = 0$

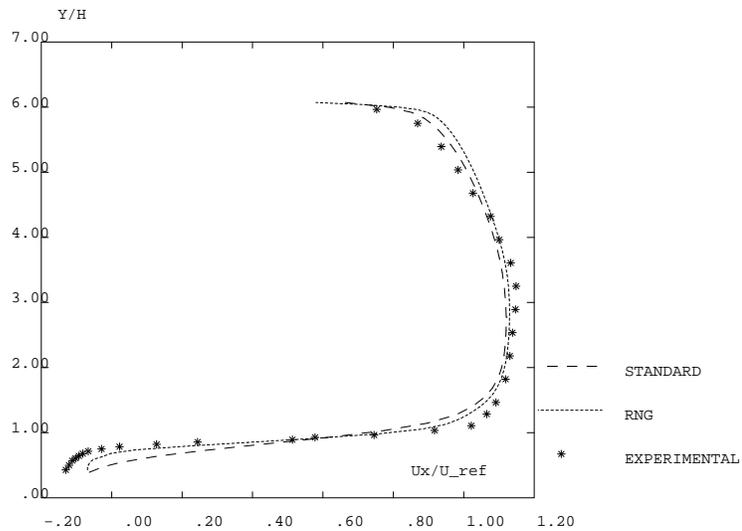


FIG. 4.10 – Composante horizontale de la vitesse à $X/H = 1,071$

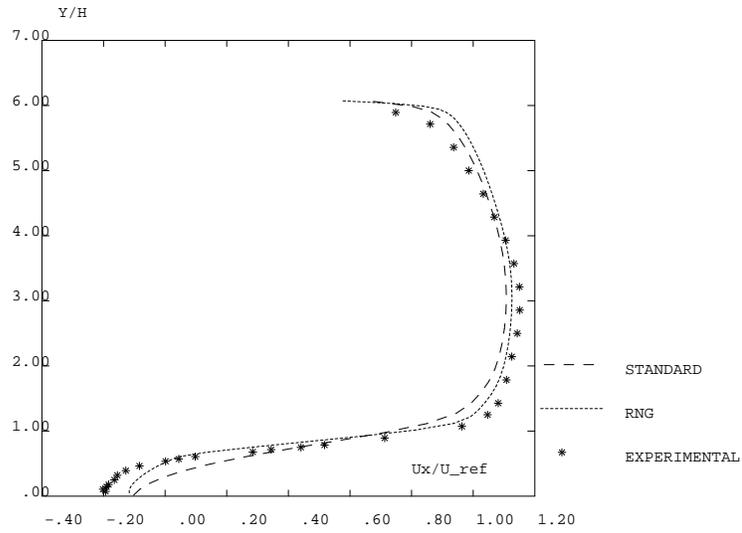


FIG. 4.11 – Composante horizontale de la vitesse à $X/H = 1,785$

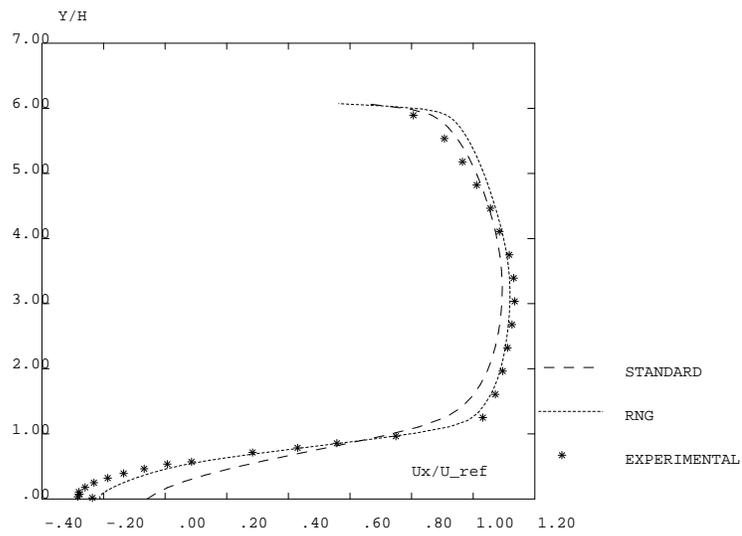


FIG. 4.12 – Composante horizontale de la vitesse à $X/H = 2,5$

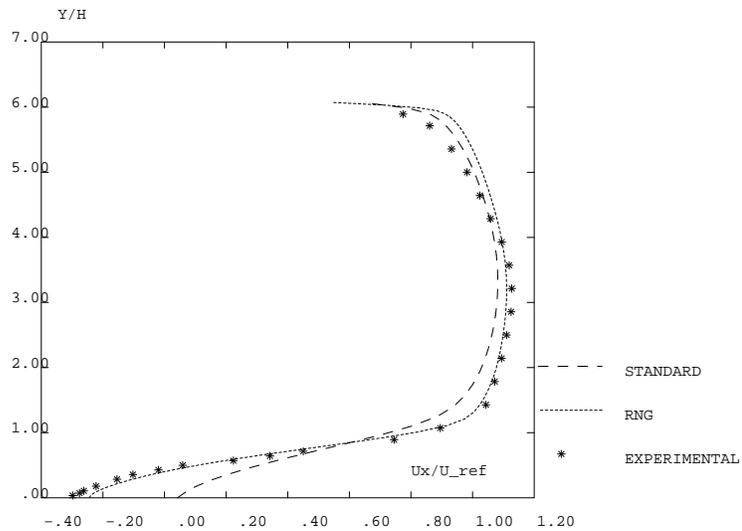


FIG. 4.13 – Composante horizontale de la vitesse à $X/H = 3,214$

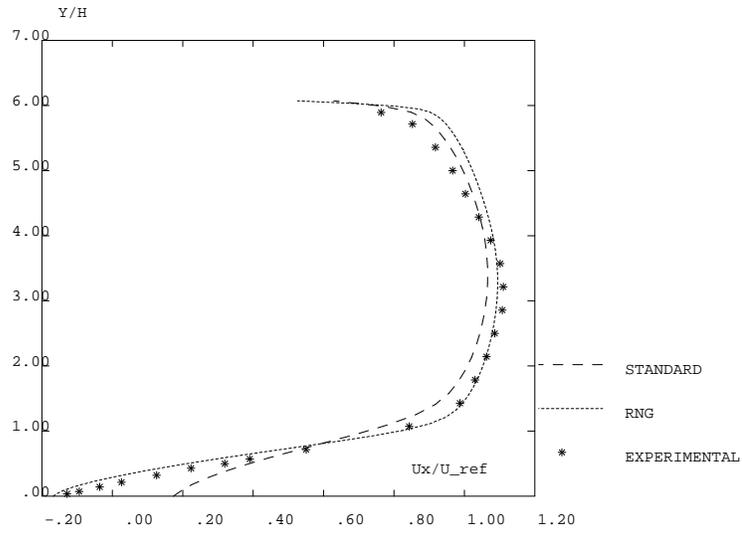


FIG. 4.14 – Composante horizontale de la vitesse à $X/H = 4,286$

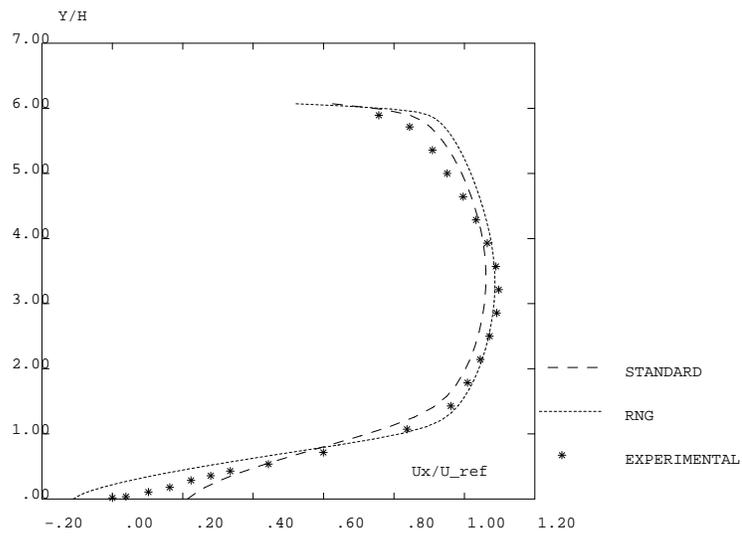


FIG. 4.15 – Composante horizontale de la vitesse à $X/H = 4,786$

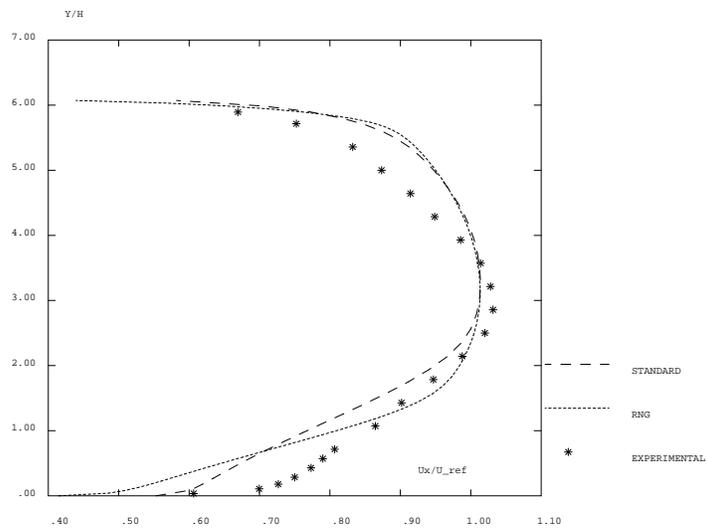


FIG. 4.16 – Composante horizontale de la vitesse à $X/H = 17,85$

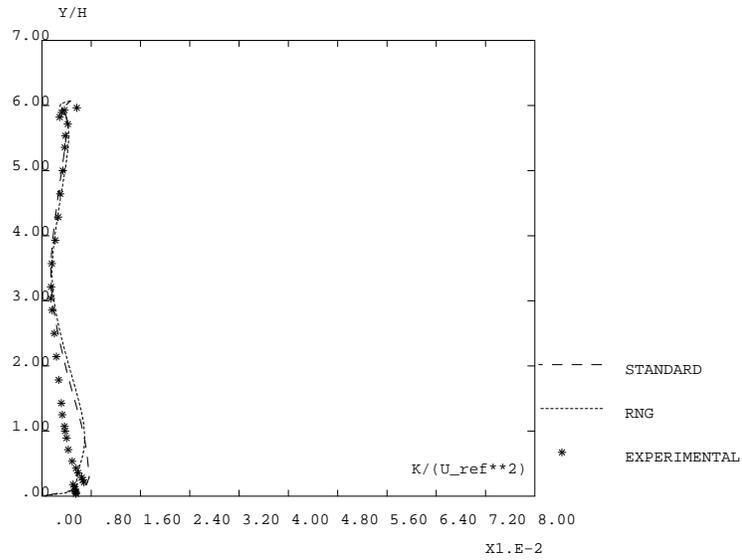


FIG. 4.17 – *Énergie cinétique turbulente à $X/H = -1,785$*

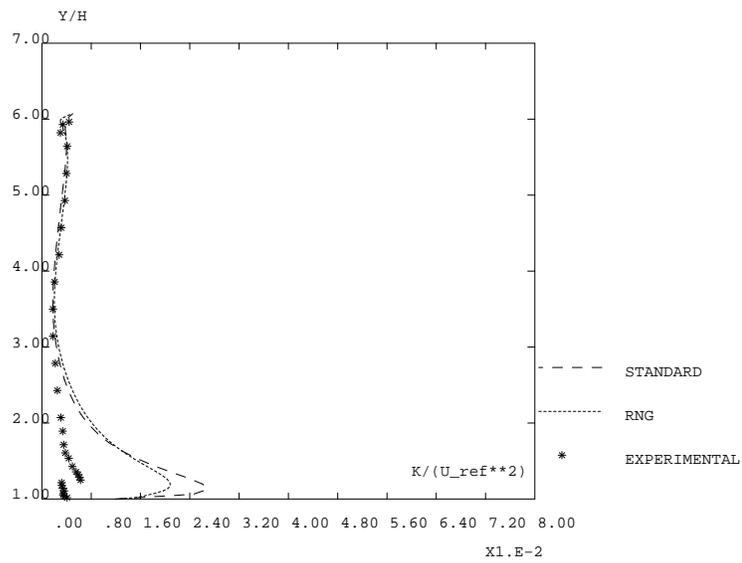


FIG. 4.18 – *Énergie cinétique turbulente à $X/H = 0$*

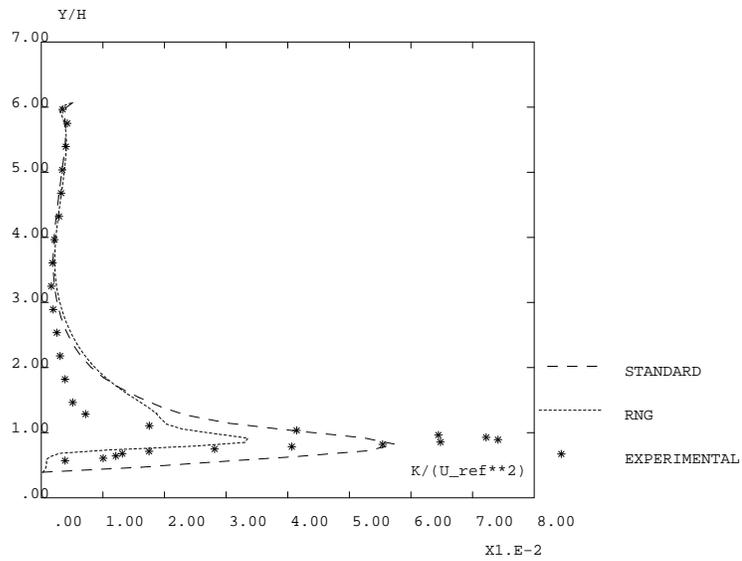


FIG. 4.19 – *Énergie cinétique turbulente à $X/H = 1,071$*

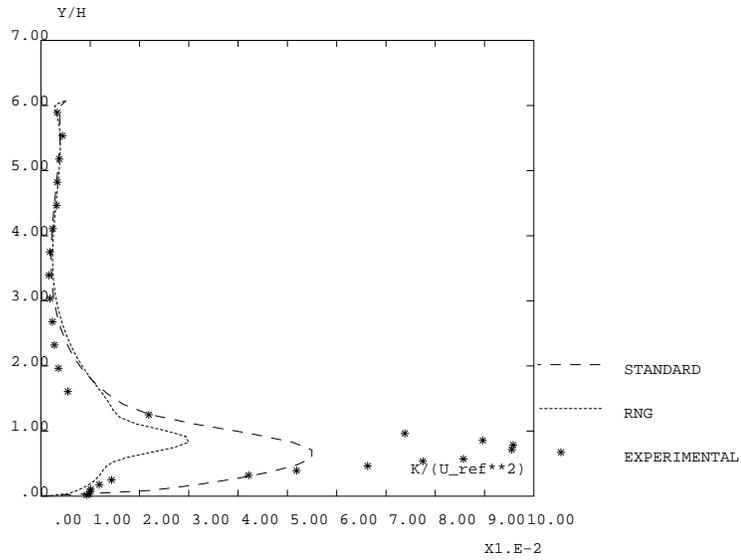


FIG. 4.20 – *Énergie cinétique turbulente à $X/H = 2,5$*

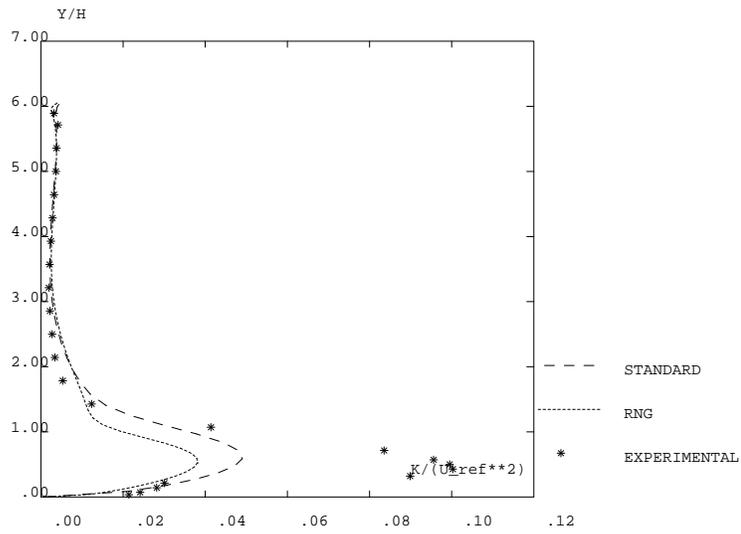


FIG. 4.21 – *Énergie cinétique turbulente à $X/H = 4,28$*

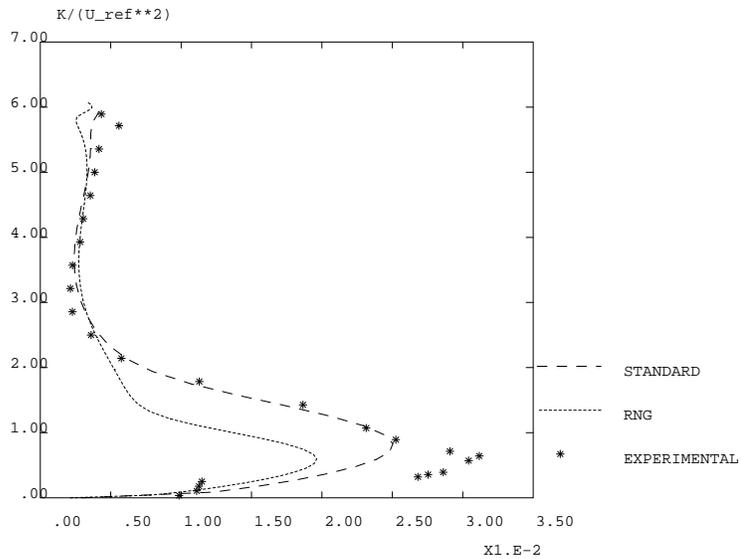


FIG. 4.22 – *Énergie cinétique turbulente à $X/H = 10,714$*

4.3 Écoulement autour d'un cylindre de section carrée

4.3.1 Généralités sur l'écoulement

Ce cas test de validation concerne la modélisation d'un écoulement à haut nombre de Reynolds, autour d'un cylindre de section carrée. Ce type d'écoulement met en jeu de nombreux phénomènes tels que l'impact d'un écoulement turbulent sur un corps, le décollement au niveau des arêtes vives, la formation d'un sillage, le détachement tourbillonnaire.

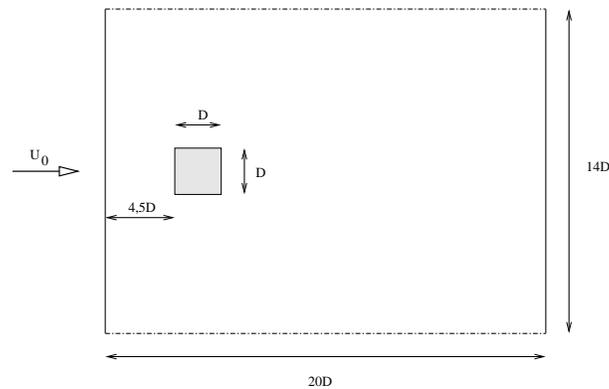


FIG. 4.23 – Schématisation du domaine de calcul

On dispose [Franke et Rodi (1993), Lyn et al. (1995)] de plusieurs résultats expérimentaux et numériques pour le cas où $Re = 22000$. Cet écoulement a d'ailleurs été choisi comme cas d'épreuve international pour la simulation des grandes échelles [Rodi et al. (1997), Sagaut (1998)].

4.3.2 Description de l'écoulement

L'écoulement est incompressible, turbulent, et, dans le sillage de l'obstacle, apparaissent des tourbillons alternés (dits de Bénard-Karman). Le détachement tourbillonnaire est périodique et caractérisé par un nombre de Strouhal

$$St = f \frac{D}{U_0}$$

où f est la fréquence d'émission des tourbillons. L'effort aérodynamique “net” exercé par le fluide sur le cylindre est fluctuant et s'obtient en intégrant le champ de pression le long de ses parois. Cet effort est caractérisé par une composante perpendiculaire à l'écoulement amont (portance) et une composante parallèle à l'écoulement amont (traînée). En rapportant ces composantes à la pression dynamique $\frac{1}{2}\rho U_0^2 D$, on obtient les coefficients aérodynamiques adimensionnés de traînée et de portance, c_d et c_l . Le spectre du coefficient c_l possède un pic à la valeur du nombre de Strouhal associé au détachement des tourbillons. En s'appuyant sur plusieurs articles, parus dans différentes revues, nous avons effectué une étude comparative entre le modèle RNG et le modèle standard. Notons que, pour faciliter la comparaison avec des résultats expérimentaux, nous avons également calculé la moyenne des valeurs prises par les variables au cours d'une période (variables surlignées).

4.3.3 Les calculs

Modélisation

Les paramètres de l'écoulement se décomposent en une partie moyenne et en une fluctuation turbulente aléatoire

$$\phi = \langle \phi \rangle + \phi'$$

Dans le cas des écoulements périodiques, la partie moyenne est la somme d'une moyenne au sens temporelle et d'une fluctuation périodique

$$\langle \phi \rangle = \bar{\phi} + \tilde{\phi}$$

Les équations résolues sont les équations de Navier-Stokes moyennées (équations de Reynolds), associées à un modèle de turbulence du premier ordre. Les modèles utilisés sont le modèle RNG $k - \varepsilon$ et le modèle $k - \varepsilon$ standard, associés, près des parois solides, au modèle de fonctions de paroi lisse.

Modèle numérique

Les équations sont discrétisées à l'aide de la méthode d'éléments finis (EFM1) de CASTEM et résolues par l'algorithme semi-explicite. Les maillages sont réalisés à l'aide d'éléments de type QUA8. Les deux schémas de décentrement des termes de convection, le schéma SUPG et le schéma SUPG-DC, ont été utilisés.

Filtrage

Pour assurer la convergence, les valeurs de k et ε sont filtrées dans la phase transitoire. En chaque noeud du maillage, les conditions exposées au paragraphe 3.3 sont appliquées. Notons que la solution convergée ne doit pas être influencée par cette procédure.

Domaine de calcul

Le domaine de calcul a les dimensions recommandées par [Franke et Rodi (1993)] (voir figure 4.23), c'est à dire $20D \times 40D$. Un premier maillage, constitué de $4 \times 58 \times 76$ éléments (58×76 macro-éléments, redécoupés en quatre), a été utilisé pour valider les paramètres de calcul. Un second maillage $4 \times 62 \times 80$, affiné au niveau des parois de l'obstacle, a été utilisé pour comparer les deux modèles de turbulence. Un troisième maillage, $4 \times 70 \times 90$, encore plus affiné, a été utilisé avec le modèle RNG pour s'assurer de l'indépendance des résultats vis à vis de la grille. Nous avons fait varier la longueur de référence du filtre afin de nous assurer de l'indépendance des résultats vis-à-vis de ce paramètre. Les caractéristiques des principaux calculs sont résumées dans le tableau (4.6), où D désigne la largeur de l'obstacle.

Paramètres des calculs

Les équations sont sans dimension, la longueur de référence est D , la vitesse de référence U_0 . Le nombre de Reynolds est fixé à 22000. Les conditions aux frontières du domaine,

Calcul	Modèle	Grille	L_{ref}
#1	Standard	$4 \times 62 \times 80$	0,9D
#2	Standard	$4 \times 62 \times 80$	2D
#3	RNG	$4 \times 62 \times 80$	9D
#4	RNG	$4 \times 70 \times 90$	9D

TAB. 4.6 – *Caractéristiques des essais*

exprimées sans dimension, sont les suivantes :

- en entrée (conditions de type Dirichlet), la vitesse est uniforme, le taux de turbulence est de 2%

$$\langle U_x \rangle = 1 \quad \langle U_y \rangle = 0 \quad I = 0,02 \quad k = \frac{3}{2}(I)^2 \quad \varepsilon = C_v k^{3/2}$$

- sur les frontières supérieures et inférieures, la vitesse transverse est nulle $\langle U_y \rangle = 0$ (condition de type Dirichlet), les conditions sur les autres variables sont libres (conditions de type Neuman),
- en sortie, les conditions sont libres,
- sur les parois de l'obstacle, la vitesse normale est nulle, les conditions sur les autres variables sont modélisées à l'aide de lois de paroi (cas lisse). La distance normale à la paroi est égale au cinquième de la largeur de la première maille.

Les conditions initiales, à l'intérieur du domaine, sont identiques aux conditions imposées en entrée.

4.3.4 Résultats

Résultats préliminaires

Les calculs préliminaires, sur le maillage grossier, montrent que :

- avec le modèle $k - \varepsilon$ standard et l'option SUPG, nous obtenons un écoulement stationnaire, comme Franke et Rodi, avec, en aval de l'obstacle, deux zones de recirculation. Le coefficient de traînée et la longueur des zones de recirculation "stationnaires" ne correspondent pas aux valeurs moyennes de l'écoulement périodique expérimental. Avec l'option SUPG-CC, l'écoulement présente des oscillations, non périodiques, de faible amplitude,
- avec le modèle RNG, après une période transitoire, on obtient, dans les deux cas, un écoulement parfaitement périodique, conforme aux résultats expérimentaux. Pour information, une fois le régime périodique établi, une période est couverte en 510 pas de temps.

Au vu de ces résultats, le schéma de décentrement SUPG-DC qui permet, dans le cas du modèle standard, le développement de fluctuations, a été retenu pour effectuer une comparaison entre les deux modèles de turbulence sur un maillage raffiné.

Écoulements #1 et #2

La comparaison des résultats de ces calculs permet de mettre en évidence l'influence de la longueur du filtre.

- Si cette longueur est inférieure à la taille de l'obstacle (#1), le filtre intervient de façon systématique, à convergence, dans le sillage, les résultats obtenus sont donc totalement masqués par l'action du filtre, la solution proposée n'est pas recevable.
- Si cette longueur est supérieure d'un facteur deux à la taille de l'obstacle (#2), on obtient une solution convergée, indépendante du filtre, instationnaire à caractère périodique.

Aussi, un facteur deux avec la taille de l'obstacle semble constituer une valeur acceptable pour le modèle standard. Notons cependant, que dans tous les cas, les conditions imposées par les lois de paroi, au niveau des coins du bord d'attaque, posent problème puisqu'elles sont systématiquement corrigées

Écoulements #2, #3 et #4

Cette série de calcul permet d'étudier la dépendance des résultats vis-à-vis des modèles de turbulence et des maillages utilisées. Les histoires de convergence $\log\|v^{n+1} - v^n\|_{L_\infty}$, en fonction du nombre d'itération, tracées figure (4.27), montrent que les calculs tendent, dans une première phase, vers un écoulement stationnaire (décroissance de la courbe de convergence), puis passent par une phase transitoire pour devenir instationnaires périodiques. Pour chaque cas, nous avons obtenu :

L'évolution en fonction du temps :

- des coefficients aérodynamiques,
- des variables de l'écoulement en différents points de l'axe.

La distribution moyenne, au cours d'une période,

- de la pression sur les parois de l'obstacle,
- de la vitesse longitudinale sur l'axe.

La distribution, en différents instants,

- de $\langle U_y \rangle$ le long de l'axe,
- des lignes de courant qui matérialisent le champ de vitesse dans le domaine.

Le spectre du coefficient de portance donne la valeur du nombre de Strouhal, la distribution de vitesse sur l'axe permet de déterminer la longueur moyenne de la zone de recirculation \bar{l}_r . Les résultats sont présentés dans le tableau (4.7) et sur les courbes (4.28) à (4.31).

Avec le modèle RNG, la distribution moyenne de pression, la valeur moyenne du coefficient de traînée et l'écart type des fluctuations du coefficient de portance sont très proches des valeurs

1. Résultats de [Lyn et al. (1995)], paramètres similaires aux nôtres.

2. Résultats de [McLean et Gartshore (1992)], intensité de turbulence variant de 0 à 10 %.

	CASTEM			Expériences
	RNG (#4)	RNG (#3)	Standard (#2)	
S_t	0,120	0,115	0,120	0,132 ¹
\bar{C}_d	2,065	2,07	1,89	2,1 ¹
$C_{d,rms}$	0,035	0,03	0,012	0,1 - 0,2 ²
$C_{l,rms}$	0,94	0,93	0,44	0,7 - 1,3 ²
\bar{l}_r	1,23	1,19	2,2	0,9 ¹

TAB. 4.7 – Comparaison des résultats

expérimentales. Le nombre de Strouhal et l'écart type des fluctuations du coefficient de traînée sont sous-estimés dans les deux cas, tandis que la longueur de la zone de recirculation est surestimée.

L'utilisation d'un maillage raffiné n'apporte aucune amélioration significative sur les résultats : le Strouhal reste sous-estimé d'environ 10%. Nous pensons que ceci est lié au problème observé avec les lois de paroi, au niveau des coins de l'obstacle.

4.3.5 Comparaison avec la littérature

Plusieurs études numériques ont été effectuées sur cet écoulement. Leurs résultats sont présentés dans le tableau (4.8). Nous n'avons retenu que ceux obtenus à l'aide de modèles statistiques associés à des lois de paroi : Kato-Launder et Bosh ont utilisé le modèle $k - \epsilon$ standard et un modèle modifié, développé pour réduire le taux de production d'énergie cinétique dans la zone située très près de la face amont du cylindre (zone de stagnation). Franke et Rodi ont utilisé le modèle standard et un modèle du second ordre de type *RSE* (Reynolds Stress Equation) qui, contrairement aux modèles de type $k - \epsilon$, n'utilise pas la notion de viscosité turbulente. Kato-Launder et Bosh, qui ont utilisé les mêmes modèles, obtiennent des résultats qui ne sont pas parfaitement identiques, tandis que Franke et Rodi obtiennent un écoulement stationnaire avec le modèle $k - \epsilon$ standard. On ne dispose pas d'assez d'informations sur ces calculs pour identifier l'origine de ces différences. Cependant, il est possible que les modèles de fonctions de paroi utilisés jouent un rôle important.

Aucun des modèles statistiques ne fournit un accord global avec les données expérimentales, mais c'est évidemment le modèle du second ordre qui donne les meilleurs résultats. Cependant, Rodi note que ce modèle surestime les fluctuations périodiques au détriment des fluctuations

	Franke et Rodi (1993)		Kato et Launder (1993)		Bosh (1995)	
	$k - \varepsilon$ standard	RSE	$k - \varepsilon$ standard	$k - \varepsilon$ modifié	$k - \varepsilon$ standard	$k - \varepsilon$ modifié
S_t	stationnaire	0,136	0,127	0,145	0,134	0,142
\bar{C}_d	1,55	2,15	1,66	2,05	1,637	1,789
\bar{l}_r	-	0,38	-	-	2,34	1,54

TAB. 4.8 – Résultats de référence

turbulentes. Les résultats du modèle RNG apparaissent bien meilleurs que ceux du modèle standard.

Analyse

De façon générale, avec les modèles de type $k - \varepsilon$,

- l’amplitude du coefficient de traînée est sous-estimée,
- la longueur moyenne de recirculation est surestimée,
- le nombre de Strouhal est sous-estimé.

Ce comportement est commun à tous les modèles basés sur la notion de viscosité turbulente, qui ont tendance à générer, dans le sillage de l’obstacle, des contraintes turbulentes trop importantes et à surestimer la production d’énergie turbulente en amont de l’obstacle. Ceci a pour effet d’amortir les fluctuations périodiques, de diminuer la valeur du coefficient de traînée et d’augmenter la longueur moyenne de la zone de recirculation. Le modèle *RNG*, moins diffusif, atténue ces effets, mais ne fait pas totalement disparaître la surproduction d’énergie turbulente (figure 4.31), dans la région où se forment les tourbillons. En observant les résultats du modèle de Kato et Launder, on s’aperçoit que la modélisation du terme de production dans la zone de stagnation influence fortement la fréquence de détachement des tourbillons. Le modèle *RNG* qui, dans cette étude, n’a pas subi de modification particulière, donne une valeur du nombre de Strouhal trop faible.

4.3.6 Bilan du calcul

- Les résultats que nous obtenons avec CASTEM correspondent à ceux proposés dans la littérature. Nous remarquons que l’utilisation d’un maillage très raffiné, au niveau de l’obstacle, n’apporte aucune amélioration significative sur les résultats : le Strouhal reste sous-estimé d’environ 10%.

- La procédure de filtrage peut masquer l'action du modèle de turbulence. Aussi, avant de retenir une solution, nous devons nous assurer que cette dernière n'est pas influencée par l'échelle de longueur du filtre.
- *Les calculs montrent une nette dépendance vis-à-vis du modèle employé* : les phénomènes périodiques, tels que les détachements tourbillonnaires, sont amortis par les modèles de turbulence basés sur la notion de viscosité turbulente. Le modèle *RNG* qui est moins diffusif que le modèle standard et qui, contrairement au modèle de Kato-Launder, n'a pas subi de modification particulière dans la zone de stagnation, atténue cet effet, donnant ainsi, dans des conditions strictement identiques, de bien meilleurs résultats.
- *Aussi, à complexité égale, le modèle RNG apparaît beaucoup plus adapté que le modèle standard pour la modélisation d'écoulements détachés, lorsque se développent de grosses structures tourbillonnaires organisées*. Pour ce type d'écoulement son utilisation est donc préférable.

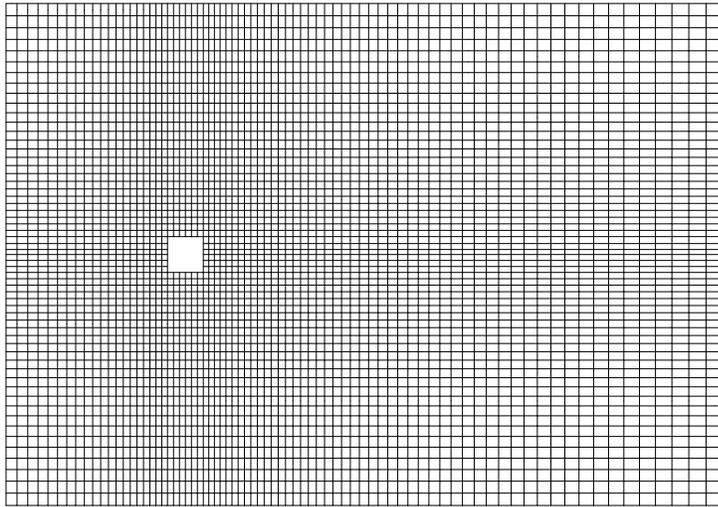
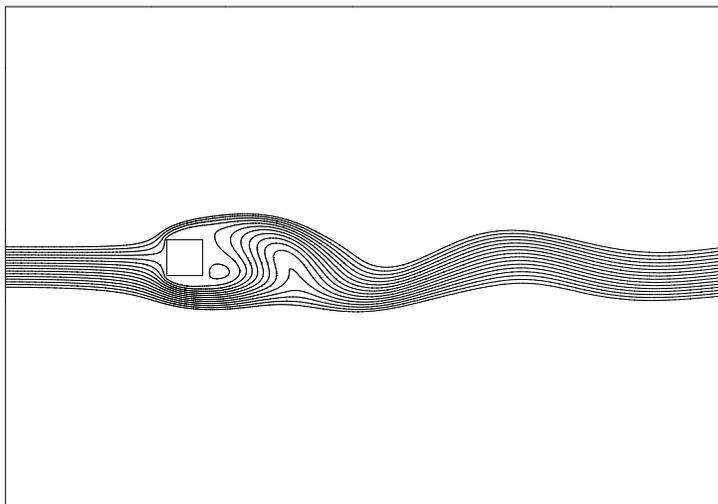
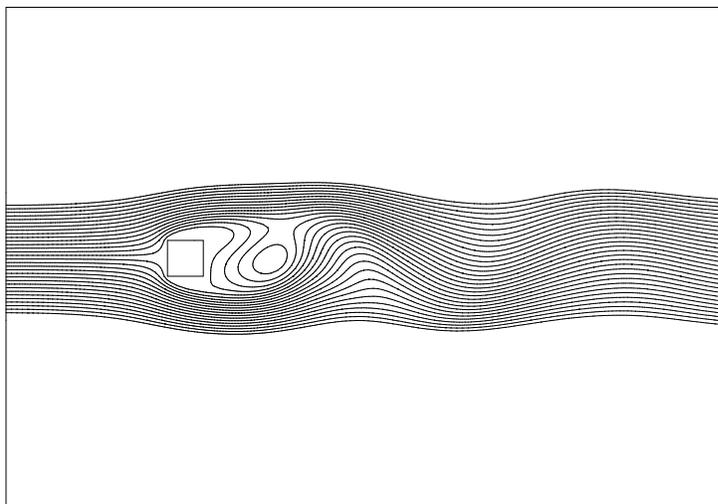


FIG. 4.24 – *Domaine de calcul, 62 × 80 macro-éléments*



STANDARD

FIG. 4.25 – *Lignes de courant, modèle standard*



RNG

FIG. 4.26 – *Lignes de courant, modèle RNG*

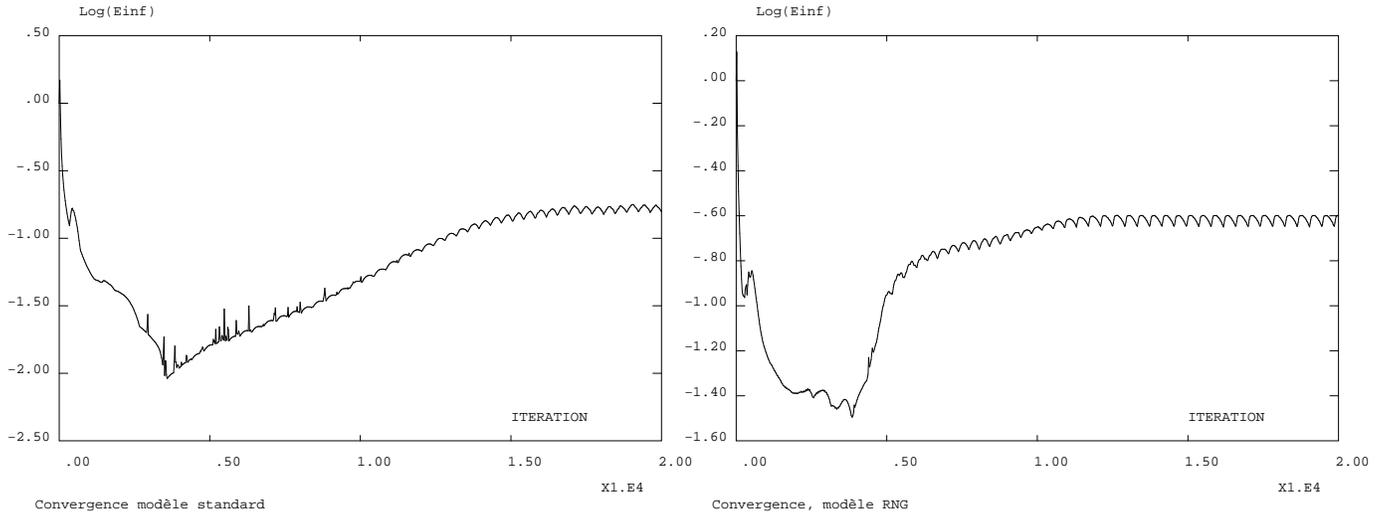


FIG. 4.27 – Convergence des calculs sur le maillage $4 \times 62 \times 80$

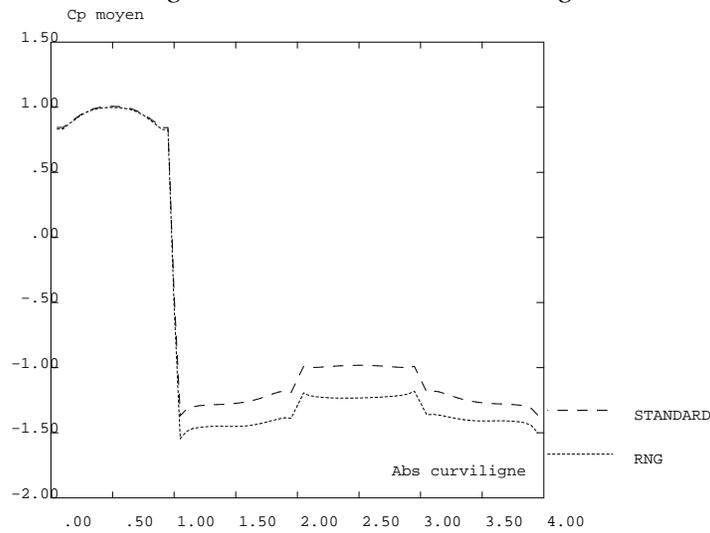


FIG. 4.28 – Coefficient de pression moyen sur les faces amont/supérieure/aval/inférieure

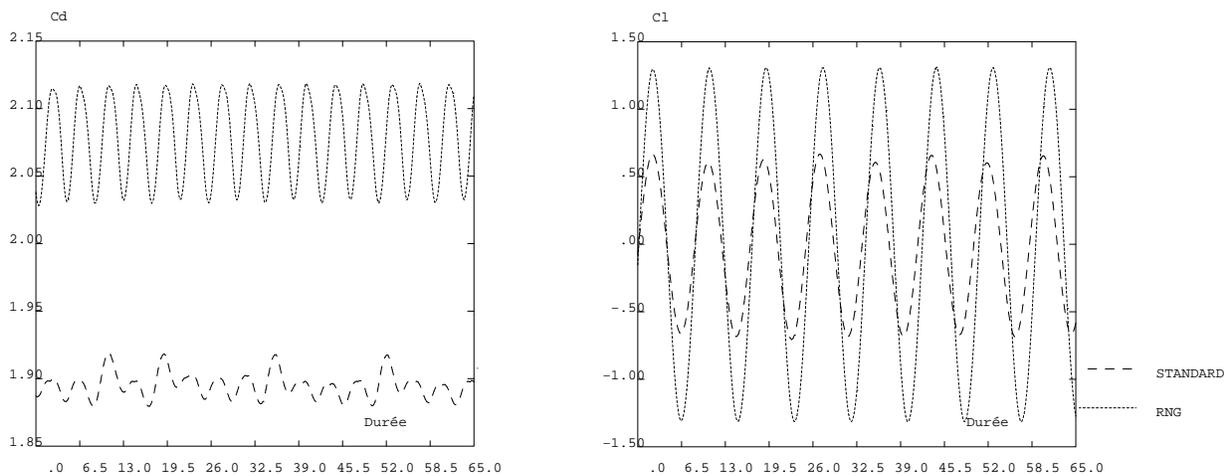


FIG. 4.29 – Evolution temporelle du coefficient de traînée et de portance

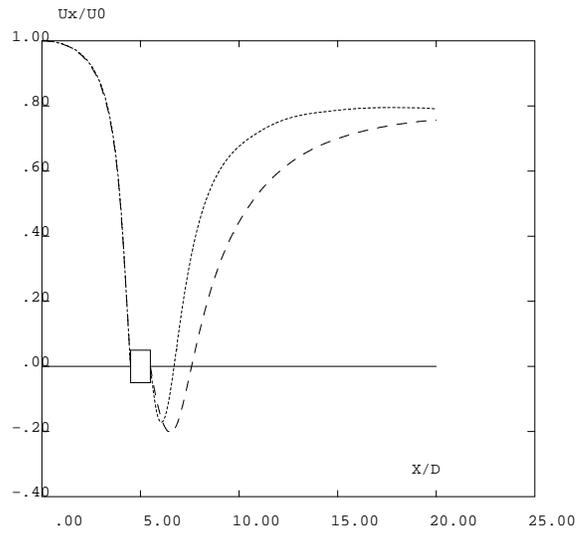


FIG. 4.30 – Vitesse moyenne longitudinale sur l'axe

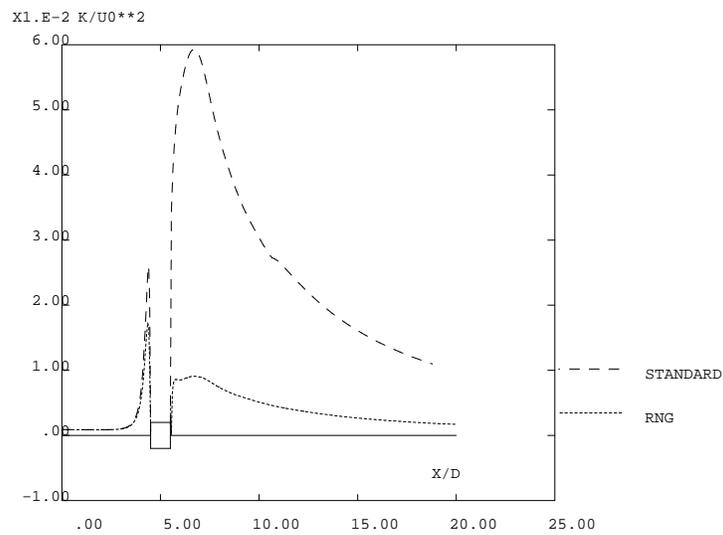


FIG. 4.31 – Energie cinétique turbulente moyenne sur l'axe

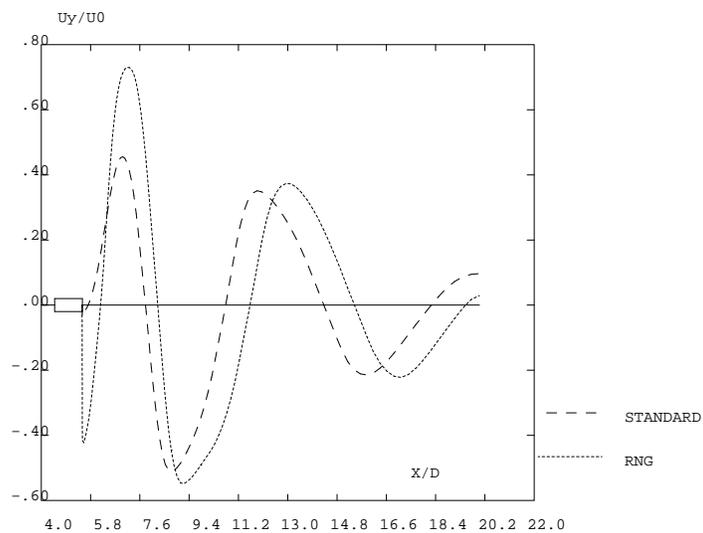


FIG. 4.32 – Champ de vitesse transverse instantané sur l'axe

4.4 Écoulement après un changement de rugosité

4.4.1 Généralités sur l'écoulement

Les écoulements de la couche limite atmosphérique sont caractérisés par d'importants effets de cisaillement au niveau du sol. Pour représenter la dynamique de l'écoulement dans cette région, nous avons choisi de mettre en oeuvre un modèle de loi de paroi. Cette approche est généralement utilisée pour représenter les effets de la sous couche visqueuse qui se développe au dessus d'une paroi lisse. Nous l'avons adaptée aux sols rugueux, pour lesquels la sous-couche visqueuse n'a pas de signification physique (au regard des dimensions caractéristiques des éléments de rugosité), en développant un modèle de loi de paroi basé sur la notion de longueur de rugosité. Pour le valider, nous avons modélisé l'établissement d'une couche limite interne bidimensionnelle après un changement de rugosité. Nous avons utilisé comme références les résultats expérimentaux de [Bradley (1968)] qui montrent l'influence d'un changement de rugosité sur les profils verticaux de la vitesse moyenne horizontale du vent ainsi que sur la distribution du cisaillement au niveau de la surface terrestre.

4.4.2 Description de l'écoulement

Dans la couche de surface, les changements de rugosité des sols entraînent la formation de couches limites internes. Pour mettre en évidence ce phénomène, Bradley a effectué des mesures sur la piste d'atterrissage d'un petit aérodrome de la côte australienne. Il a mesuré les caractéristiques du vent avant et après que celui-ci soit passé brusquement d'un terrain "lisse" (la piste goudronnée) à un terrain "rugueux" (la piste recouverte de pointes verticales). Bradley a particulièrement étudié la variation de la contrainte de cisaillement et l'évolution des composantes de la vitesse moyenne. Ses résultats, présentés sous forme de courbes (pour les contraintes) et de tableaux (pour les vitesses), sont entièrement en accord avec les résultats théoriques exposés au paragraphe 1.1.4 :

- les profils de vitesses, tracés en coordonnées semi-logarithmiques, évoluent en fonction de l'épaisseur de la couche limite interne,
- l'évolution longitudinale de la contrainte de cisaillement à la surface, τ_p , présente un pic au niveau du changement de rugosité, et tend ensuite, lentement, vers une valeur palier.

Cette étude, dont les résultats ont été publiés en 1968, sert encore aujourd'hui de référence pour la modélisation numérique du développement d'une couche limite interne après un changement de rugosité. Elle a notamment été utilisée par [Shir (1971)], [Rao et al.(1974)], [Zhang (1991)] et [Costes (1996)], dans le cadre de comparaisons entre résultats numériques et expérimentaux.

4.4.3 Les calculs

Modélisation

Pour modéliser le vent, nous avons utilisé les équations de Navier-Stokes moyennées, associées au modèle RNG $k - \epsilon$. Les paramètres de l'écoulement se décomposent en une partie

moyenne et en une fluctuation turbulente aléatoire

$$\phi = \langle \phi \rangle + \phi'$$

Les mesures de Bradley ayant été réalisées dans une atmosphère neutre (dans lequel le gradient vertical de température est de l'ordre du gradient adiabatique), les phénomènes thermiques sont négligés. La rugosité des sols est prise en compte au travers de la loi de paroi rugueuse.

Le fluide

Les propriétés physiques de l'air, pour une température comprise entre $15^{\circ}C$ et $20^{\circ}C$, pour une pression atmosphérique d'environ $1000hPa$, sont [Garratt (1992)] :

$$\rho = 1,225g/m^3 \quad \mu = 1,83 \cdot 10^{-5}kg/ms \quad \nu = 1,5 \cdot 10^{-5}m^2/s$$

Modèle numérique

Les équations sont discrétisées à l'aide de la méthode d'éléments finis (EFM1) de CASTEM et résolues par l'algorithme semi-explicite. Les maillages sont réalisés à l'aide d'éléments de type QUA8. Le schéma de décentrement SUPG est utilisé. Aucun filtrage n'est réalisé.

Le domaine de calcul

Les mesures de Bradley ont été effectuées sur un domaine qui s'étend sur une hauteur de $2,98m$ et sur une longueur de $24,80m$ en aval du changement de rugosité. Nous avons utilisé un domaine de calcul ayant une hauteur $H = 3m$, et une longueur totale $L = 42m$ ($12m$ en amont de la discontinuité et $30m$ en aval). Le maillage possède $4 \times 84 \times 24$ éléments (84×24 macro-éléments, redécoupés en quatre), il est affiné au niveau du sol et au voisinage de la discontinuité. L'origine des abscisses se situe au niveau du changement de rugosité.

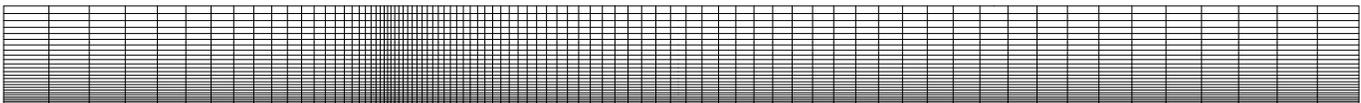


FIG. 4.33 – *Domaine de calcul*

Conditions initiales

Un premier calcul, effectué sur le même domaine, mais sans changement de rugosité, nous a permis de déterminer les caractéristiques d'un écoulement établi sur une surface homogène de rugosité z_{01} . Ces résultats sont utilisés comme conditions initiales.

Conditions aux limites

On prend comme vitesse de référence la vitesse mesurée par Bradley sur le terrain lisse à l'altitude $z_{ref} = 3m$

$$U_{ref} = 4m/s$$

- En entrée :

- Le profil de vitesse horizontal est logarithmique et vérifie, d'après Bradley, la relation

$$\frac{U_x(z)}{U_{ref}} = \frac{\ln(z/z_{01})}{\ln(z_{ref}/z_{01})}$$

- L'énergie cinétique turbulente est

$$k = \frac{1}{2}(0.05U_{ref})^2$$

- Le taux de dissipation est estimé par la relation

$$\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{H}$$

- Au niveau du sol

- le cisaillement, l'énergie cinétique et la dissipation sont calculées à l'aide des fonctions de paroi rugueuse présentées au chapitre 2.

- Les longueurs de rugosité caractéristiques des deux types de terrain sont

$$\begin{aligned} z_0 &= 2 \cdot 10^{-5} m \quad \text{si } x < 0 \\ z_0 &= 2,5 \cdot 10^{-3} m \quad \text{si } x > 0 \end{aligned}$$

- La distance à la paroi solide y_p a été choisie pour que

$$y_p = 20z_{02}$$

on vérifie que

$$11,6 < \frac{U_* y_p}{\nu} < 500$$

- Sur la frontière supérieure du domaine et en sortie, les conditions sont libres.

4.4.4 Résultats

Les profils de vitesse

Les courbes (4.34) à (4.38) présentent l'évolution, le long de sections droites, de la vitesse moyenne longitudinale normalisée par rapport à la vitesse calculée à l'altitude $z = 2,20m$. Les profils sont tracés en coordonnées semi-logarithmiques et sont comparés avec les profils de Bradley. Le tableau (4.9) donne la correspondance exacte entre la position des profils mesurés et

x mesuré	0,32	1,18	2,32	4,32	6,42	10,42	16,42	24,80
x calculé	0,315	1,213	2,354	4,37	6,368	10,424	16,238	24,571

TAB. 4.9 – Localisation des profils mesurés et calculés, en mètres

calculés. Sur ces figures, nous avons également reporté, pour mémoire, les résultats théoriques obtenus pour des écoulements en équilibre sur des surfaces homogènes de rugosités z_{01} et z_{02} .

On voit, sur la figure (4.34a), que le profil incident correspond au profil théorique imposé en entrée du domaine. Dès que l'écoulement atteint la discontinuité, figure (4.35a), les profils de vitesse calculés sont brutalement modifiés au niveau du sol. Cette modification n'apparaît expérimentalement qu'à partir de $x = 1,18m$, sur la figure (4.35b). Sur tous les profils, on observe un point anguleux :

- au dessus de ce point, l'écoulement est aligné sur les conditions d'entrée,
- en dessous, on se trouve dans la couche limite interne.

Les altitudes des points anguleux calculées sont en accord avec celles observées expérimentalement, ce qui signifie que le développement de la couche limite interne est correctement représenté. Loin en aval, les profils ont un deuxième point anguleux :

- en dessous de ce point on se trouve dans la sous couche interne, dans laquelle l'écoulement est en équilibre vis à vis des nouvelles conditions aux limites.

On observe une bonne concordance entre les profils mesurés et calculés, notamment dans la zone où $1,18m < x < 10,42m$.

Evolution de la contrainte de cisaillement

L'évolution de la contrainte de cisaillement au niveau du sol, normalisée par rapport à la contrainte en amont de la discontinuité, est présentée sur la figure (4.39). Cette contrainte est reliée à la vitesse de frottement, obtenue à l'aide des fonctions de paroi, par la relation

$$\tau_p = \rho U_*^2$$

- L'évolution générale est correctement représentée :
 - la contrainte de cisaillement atteint son maximum au niveau de la discontinuité, puis décroît de façon rapide pour tendre, loin de la discontinuité, vers une valeur asymptotique.
 - la valeur maximale est environ le double de la valeur palier.

- La valeur maximale, située au niveau du pic, est sous-estimée et les contraintes calculées en aval du changement de rugosité correspondent aux valeurs minimales mesurées.

Les mesures de Bradley n'ayant été effectuées que jusqu'à $x = 18m$, nous ne pouvons pas nous prononcer sur l'allure générale de la courbe loin en aval de la discontinuité.

4.4.5 Bilan du calcul

A l'aide des lois de paroi rugueuse nous avons correctement représenté les profils de vitesse et l'évolution de la contrainte de cisaillement du cas test de Bradley. Ces lois s'appuient sur des données expérimentales (valeurs des longueurs de rugosité) et empiriques (valeurs de y_p). Ce dernier paramètre a une forte influence sur les valeurs de la vitesse de frottement. Il faut donc le choisir avec soin, sachant qu'il doit vérifier les conditions suivantes

$$\frac{U_* y_p}{\nu} \simeq 100 \quad \text{et} \quad y_p > z_0$$

Ces résultats montrent qu'un modèle basé sur la notion de longueur de rugosité est capable de décrire les effets qui se développent au dessus de surfaces rugueuses. On peut ainsi, dans la couche limite atmosphérique, représenter le cisaillement et le profil de vitesse moyen longitudinal en aval d'un changement de rugosité.

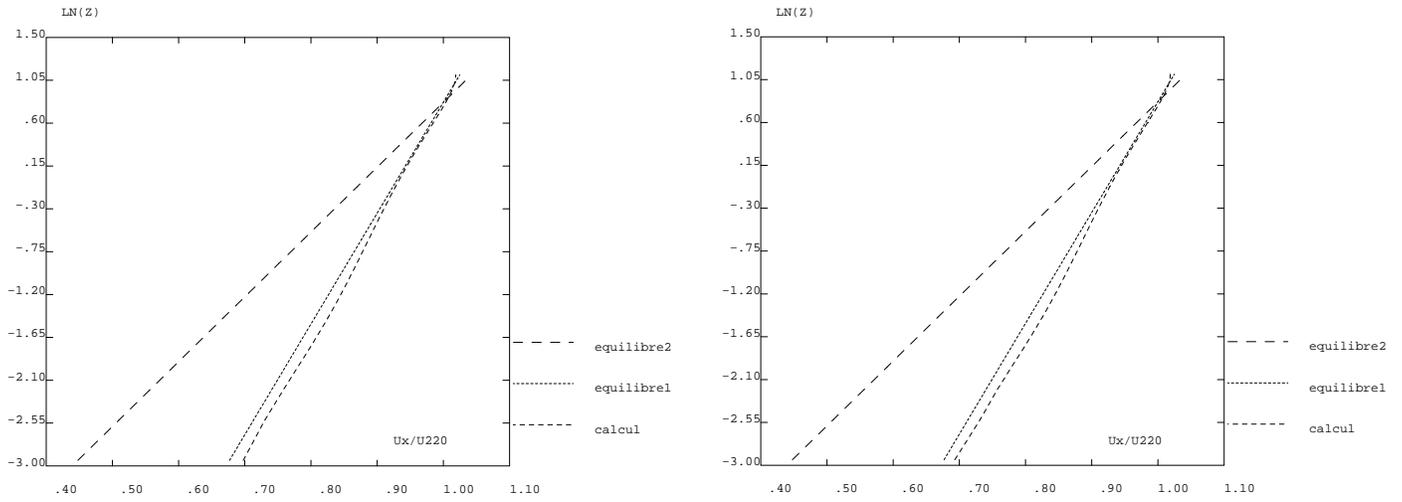


FIG. 4.34 – Composante horizontale de la vitesse à $X = -0,3$ et $X = 0$

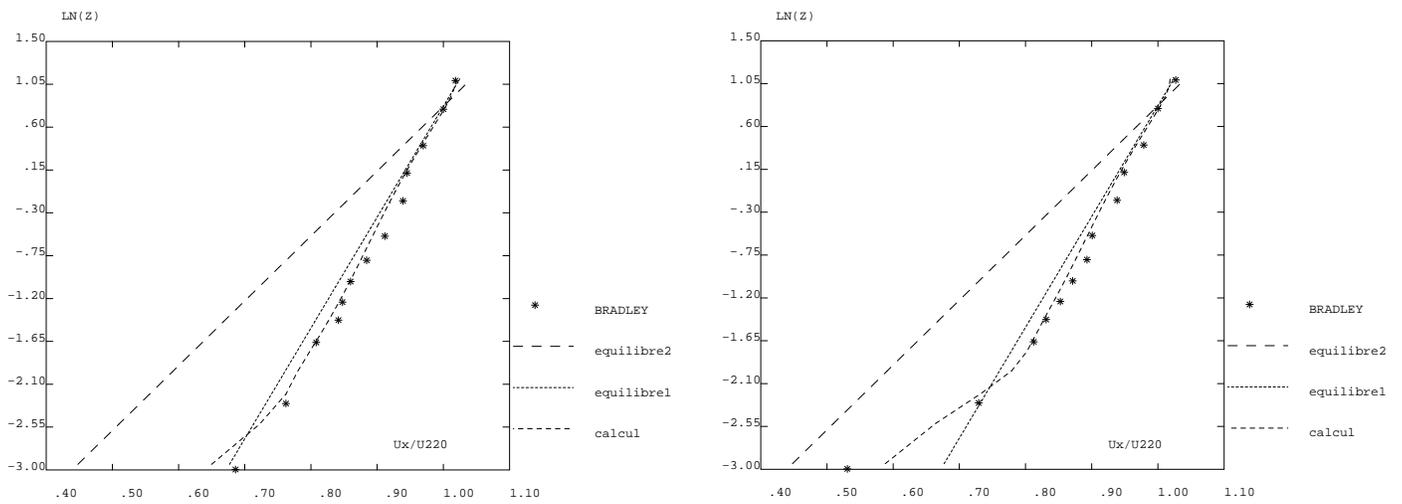


FIG. 4.35 – Composante horizontale de la vitesse à $X = 0,32$ et $X = 1,18$

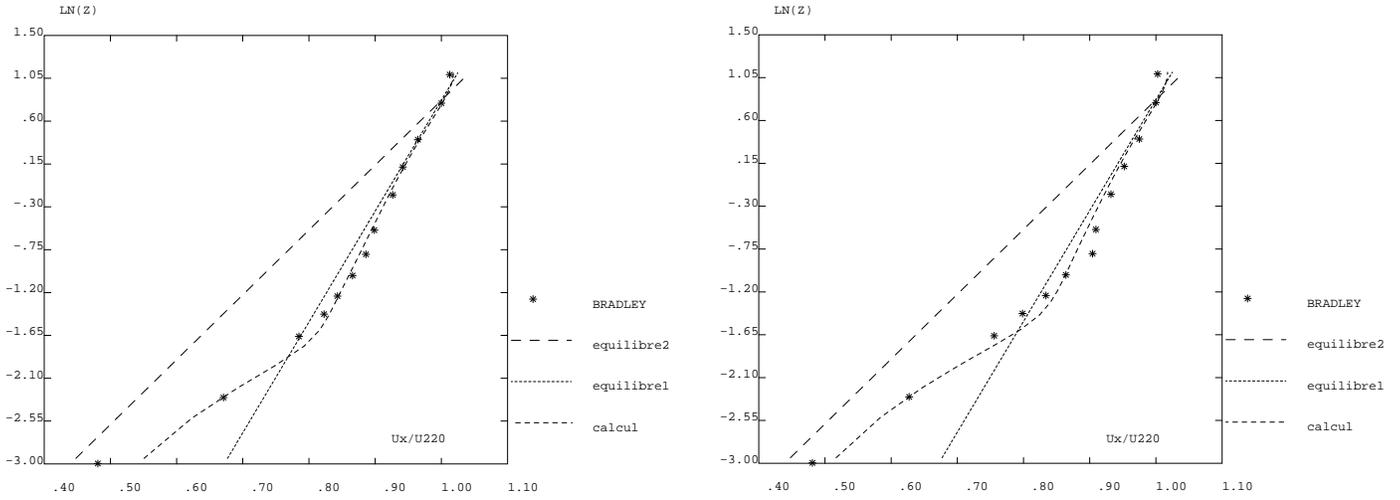


FIG. 4.36 – Composante horizontale de la vitesse à $X = 2,32$ et $X = 4,32$

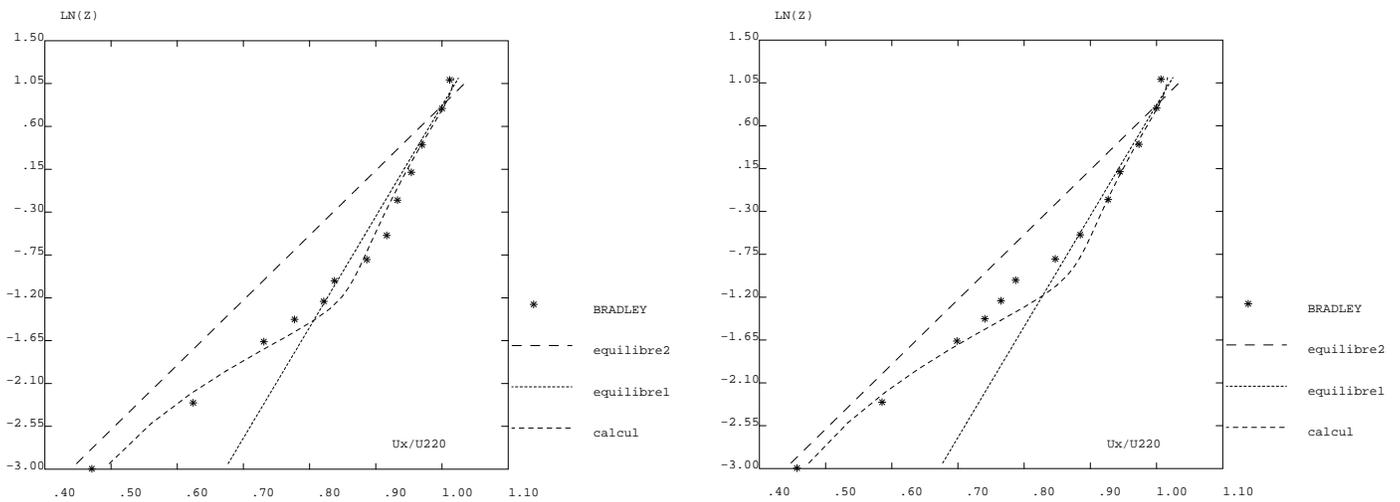


FIG. 4.37 – Composante horizontale de la vitesse à $X = 6,42$ et $X = 10,42$

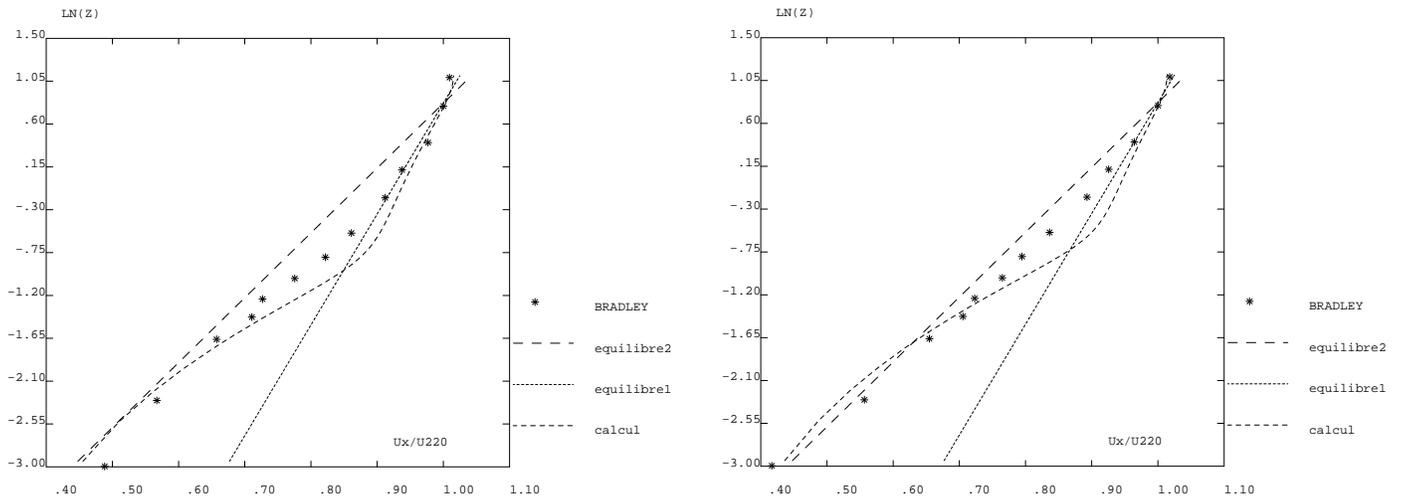


FIG. 4.38 – Composante horizontale de la vitesse à $X = 16,42$ et $X = 24,80$

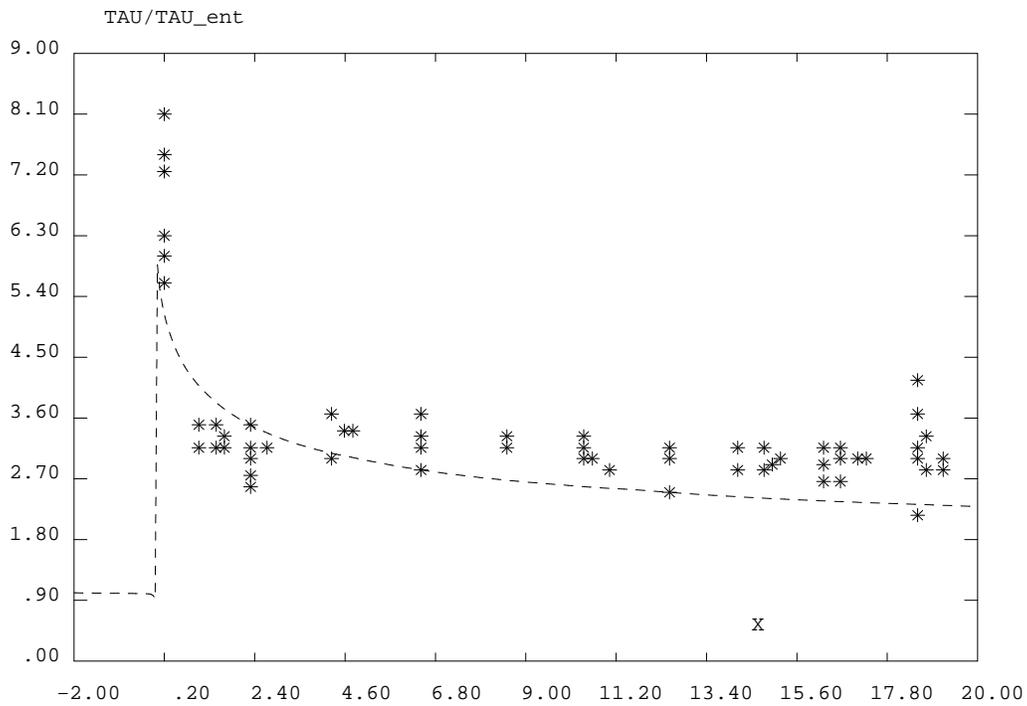


FIG. 4.39 – Contrainte de cisaillement normalisée

Conclusions

Résultats

Les résultats que nous obtenons avec CASTEM, sur les différents cas tests, correspondent à ceux proposés dans la littérature. Nous remarquons que l'utilisation de maillages très raffinés, au niveau des parois solides, n'apportent pas d'améliorations significatives sur les résultats. En revanche, ces derniers montrent une nette dépendance vis-à-vis du modèle employé :

Écoulement autour d'une colline analytique

Avec le modèle RNG, comme dans l'expérience, on observe au niveau du sommet une zone de survitesse et une zone de recirculation en aval de l'obstacle. Avec le modèle standard, le développement de cette zone est amorti par une zone de forte turbulence. Seul le modèle RNG donne des profils de vitesses proches des résultats expérimentaux dans la zone de recirculation (figures 4.10 à 4.14). Notons, cependant, qu'avec ce modèle l'énergie est sous-estimée. Près de la paroi inférieure, l'utilisation du modèle de fonction de paroi entraîne de légers écarts.

Écoulement autour d'un cylindre de section carrée

Avec le modèle RNG, après une période transitoire, on obtient un écoulement parfaitement périodique, conforme aux résultats expérimentaux. Avec ce modèle, les coefficients aérodynamiques instationnaires qui s'exercent sur l'obstacle sont correctement représentés (figure 4.29). Cependant, l'amplitude des fluctuations du coefficient de traînée et le nombre de Strouhal sont sous-estimés. Avec le modèle standard, le coefficient de traînée moyen et les amplitudes de fluctuation des coefficients aérodynamique sont fortement sous-estimés.

Écoulement au dessus d'un changement de rugosité

Le modèle RNG, associé au modèle de fonction de paroi rugueuse, donne des profils de vitesse en bonne concordance avec les profils expérimentaux (figures (4.34) à (4.38)). Ceci permet de suivre l'évolution de la couche limite interne qui se développe en aval de la discontinuité de rugosité. Avec ce modèle, le pic de la contrainte de cisaillement et son évolution vers une valeur pallier sont également correctement représentés (figure 4.39).

Analyse

En présence d'obstacles, les modèles de turbulence basés sur la notion de viscosité turbulente ont tendance à générer des contraintes turbulentes trop importantes et à surestimer la production d'énergie turbulente. Ce comportement explique, en partie, les mauvais résultats du modèle standard lorsque se développent des zones de recirculation (premier cas-test) ou des fluctuations périodiques (deuxième cas-test). Le modèle RNG, moins diffusif, limite ces effets et donne de bien meilleurs résultats que le modèle standard, sans modifier la convergence ni augmenter le temps de calcul. Associé à un modèle de fonction de paroi rugueuse, il donne de bons résultats (troisième cas-test).

→ Aussi, à complexité égale, le modèle RNG apparaît beaucoup plus adapté que le modèle

standard pour la modélisation d'écoulements recirculants ou détachés.

Nous avons trouvé dans la littérature des résultats obtenus à l'aide de modèles du second ordre ou de techniques plus élaborées (LES). Ces résultats sont évidemment plus précis mais ont nécessité des ressources informatiques bien supérieures aux nôtres.

→ Dans le cadre d'une application industrielle, le modèle RNG permet d'obtenir un bon compromis entre la précision des résultats et le temps de calcul. *Aussi, au vu des résultats obtenus sur ces cas-tests significatifs, proches de configurations rencontrées dans la couche limite atmosphérique, nous pensons que le modèle RNG, tel que nous l'avons programmé dans CASTEM, est adapté à la modélisation de la turbulence atmosphérique dans l'environnement proche d'un ouvrage d'art.*

C'est pourquoi nous l'avons utilisé pour étudier l'action du vent sur des structures non profilées.

Chapitre 5

Application au calcul d'efforts aérodynamiques

Introduction

Pour étudier le comportement vibratoire d'une structure élancée, sous l'action du vent turbulent, l'approche quasi-statique, corrigée par l'utilisation de fonctions d'admittance aérodynamique, permet de relier, dans le domaine des fréquences, les efforts turbulents aux fluctuations de la vitesse du vent. Cette méthode, issue de l'aéronautique, est basée sur un modèle linéarisé, où le sillage reste fixe, et donne de bons résultats pour un grand nombre de structures aérodynamiquement profilées. Dans le cas de structures non profilées, l'écoulement décolle au niveau des arêtes vives et un sillage turbulent se forme. Ce phénomène, généré par la structure elle-même, induit des perturbations qui modifient les efforts aérodynamiques, le modèle n'est plus adapté. Aussi, la prise en compte de cette "signature turbulente", qui se manifeste au travers du sillage instationnaire, est indispensable. [Scanlan (1995)] rappelle que ce phénomène constitue un problème supplémentaire pour lequel on ne trouve pas d'équivalent dans les théories de l'aéronautique. [Singh (1997)], qui a étudié expérimentalement différentes sections de ponts, propose de caractériser ce phénomène à l'aide de fonctions d'admittances modifiées. Ces fonctions, qui dépendent de la géométrie de la structure et des caractéristiques de l'écoulement incident, sont différentes des fonctions d'admittance "classiques" car elles prennent en compte les effets générés par la structure elle-même. Dans ce chapitre, nous proposons de les identifier numériquement. Aussi, après avoir rappelé les différentes hypothèses de modélisation, nous montrons que les fonctions de Singh sont liées aux fonctions indicielles de pénétration dans une rafale, analogues à la fonction de Küssner dans le cas des profils minces, et *permettent de mettre en évidence la présence de signature turbulente*. Ensuite, en utilisant les modèles définis dans les précédents chapitres, nous mettons en oeuvre les techniques numériques proposées par [Brar et al. (1996)] pour identifier ce type de fonction. Nous validons cette approche sur le cas d'un profil mince, nous l'appliquons à des sections non profilées placées dans un écoulement transversal turbulent, puis nous l'utilisons pour étudier le comportement de tabliers de pont.

5.1 Efforts dus aux rafales

5.1.1 Approche quasi-statique

En appliquant l'hypothèse de quasi-stationnarité, et en utilisant les notations du paragraphe 1.2.2, la portance et le moment induits par les fluctuations de vitesse du vent (rafales) sont exprimés sous la forme suivante :

$$F_l^t(s) = \frac{1}{2}\rho U^2 B [2C_l(\alpha_0) \frac{u_x(s)}{U} + C_l'(\alpha_0) \frac{u_z(s)}{U}] \quad (5.1)$$

$$M_y^t(s) = \frac{1}{2}\rho U^2 B^2 [2C_m(\alpha_0) \frac{u_x(s)}{U} + C_m'(\alpha_0) \frac{u_z(s)}{U}] \quad (5.2)$$

ici s désigne un temps sans dimension. Pour améliorer cette formulation, [Davenport (1962)] propose d'introduire des fonctions de transfert, appelées admittances aérodynamiques, analogues à la fonction de Sears, et de réécrire, dans le domaine des fréquences, les expressions (5.1) et (5.2) sous la forme :

$$\hat{F}_l^t(k) = \frac{1}{2}\rho U^2 B [2C_l(\alpha_0) \frac{u_x(k)}{U} + C_l'(\alpha_0) \frac{u_z(k)}{U}] \chi_l(k) \quad (5.3)$$

$$\hat{M}_y^t(k) = \frac{1}{2}\rho U^2 B^2 [2C_m(\alpha_0) \frac{u_x(k)}{U} + C_m'(\alpha_0) \frac{u_z(k)}{U}] \chi_m(k) \quad (5.4)$$

où k est une pulsation réduite. Ainsi on obtient des relations qui relient, de façon simple, les spectres des fluctuations de vitesse aux spectres des efforts induits par le vent

$$S_{\hat{F}_l^t}(k) = \frac{1}{4}\rho^2 U^4 B^2 [4C_l^2(\alpha_0) \frac{S_{u_x}(k)}{U^2} + C_l'^2(\alpha_0) \frac{S_{u_z}(k)}{U^2} + 4C_l(\alpha_0) C_l'(\alpha_0) \frac{S_{u_x u_z}(k)}{U^2}] \chi_l^2(k)$$

$$S_{\hat{M}_y^t}(k) = \frac{1}{4}\rho^2 U^4 B^4 [4C_m^2(\alpha_0) \frac{S_{u_x}(k)}{U^2} + C_m'^2(\alpha_0) \frac{S_{u_z}(k)}{U^2} + 4C_m(\alpha_0) C_m'(\alpha_0) \frac{S_{u_x u_z}(k)}{U^2}] \chi_m^2(k)$$

Notons que le terme faisant intervenir la densité interspectrale $S_{u_x u_z}$, relativement faible, est systématiquement négligé.

5.1.2 Fonctions indicielles

En poussant plus en avant l'analogie avec l'aéronautique, [Scanlan (1993)] montre qu'il est souhaitable d'associer des fonctions indicielles à chaque terme des relations (5.3) et (5.4), ainsi :

$$\hat{F}_l^t(k) = \frac{1}{2}\rho U^2 B [2C_l(\alpha_0) \frac{u_x(k)}{U} \hat{\Phi}'_{l_x}(k) + C_l'(\alpha_0) \frac{u_z(k)}{U} \hat{\Psi}'_{l_z}(k)] \quad (5.5)$$

$$\hat{M}_y^t(k) = \frac{1}{2}\rho U^2 B^2 [2C_m(\alpha_0) \frac{u_x(k)}{U} \hat{\Phi}'_{m_x}(k) + C_m'(\alpha_0) \frac{u_z(k)}{U} \hat{\Psi}'_{m_z}(k)] \quad (5.6)$$

Cette formulation, déjà présentée au paragraphe 1.2.2, utilise la notion de fonction indicielle. Ce type de fonction décrit la réponse transitoire d'un système à une sollicitation de type échelon.

- les fonctions Φ_{i_x} ($i = l, m$), associées aux fluctuations horizontales de la vitesse, sont des fonctions indicielles de type Wagner,

- les fonctions Ψ_{i_z} ($i = l, m$), associées aux fluctuations verticales de la vitesse, sont les fonctions indicielles de l'effet rafale, analogues à la fonction de Küssner de pénétration dans une rafale uniforme pour le cas d'un profil mince.

A partir des expressions (5.5) et (5.6), et en négligeant les termes liés à la densité interspectrale, on obtient

$$\begin{aligned} S_{\hat{F}_l}(k) &= \frac{1}{4}\rho^2 U^4 B^2 [4C_l^2(\alpha_0) \frac{S_{u_x}(k)}{U^2} \chi_{l_x}^2(k) + C_l'^2(\alpha_0) \frac{S_{u_z}(k)}{U^2} \chi_{l_z}^2(k)] \\ S_{\hat{M}_y}(k) &= \frac{1}{4}\rho^2 U^4 B^4 [4C_m^2(\alpha_0) \frac{S_{u_x}(k)}{U^2} \chi_{m_x}^2(k) + C_m'^2(\alpha_0) \frac{S_{u_z}(k)}{U^2} \chi_{m_z}^2(k)] \end{aligned}$$

où les fonctions $\chi_{l_i}^2$ et $\chi_{m_i}^2$, avec ($i = x, z$), sont des fonctions d'admittance reliées aux transformées de Fourier des fonctions indicielles par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} \chi_{l_x}^2 &= \hat{\Phi}'_{l_x}(k) \hat{\Phi}_{l_x}^{\prime*}(k) & \chi_{m_x}^2 &= \hat{\Phi}'_{m_x}(k) \hat{\Phi}_{m_x}^{\prime*}(k) \\ \chi_{l_z}^2 &= \hat{\Psi}'_{l_z}(k) \hat{\Psi}_{l_z}^{\prime*}(k) & \chi_{m_z}^2 &= \hat{\Psi}'_{m_z}(k) \hat{\Psi}_{m_z}^{\prime*}(k) \end{aligned}$$

D'après [Scanlan (1993)], il est possible de relier les fonctions $\chi_{l_x}^2$ aux dérivées de flottement évoquées au paragraphe 1.2.2

$$\chi_{l_x}^2 = \frac{k^2}{C_l'^2} [H_2^{*2} + H_3^{*2}]$$

En revanche, la forme des fonctions $\chi_{l_z}^2$, associées aux variations de la vitesse verticale (qui jouent un rôle prépondérant dans l'excitation des structures souples) est moins bien connue.

5.1.3 Fonctions d'admittance aérodynamique

L'identification de ces fonctions repose en grande partie sur une base expérimentale et nécessite des études en soufflerie dans lesquelles les caractéristiques de la turbulence sont reproduites fidèlement à l'échelle de la maquette. Dans ce cas, les admittances sont généralement obtenues en divisant le spectre des efforts aérodynamiques par le spectre des fluctuations de vitesse de l'écoulement incident. Par exemple, [Larose et al. (1997)] utilisent la relation suivante, issue de l'équation (5.3) :

$$\chi_{l_z}^2 = \frac{U^2 S_{C_l}(k)}{4C_l'^2 S_{u_x}(k) + C_l'^2 S_{u_z}}$$

A défaut de résultats, durant de nombreuses années, la fonction de Sears, représentée sur la figure (5.1), a été utilisée comme admittance. Rappelons que cette fonction traduit, pour les ailes d'avions, l'effet réducteur de dimension des rafales (effet de filtre passe bas) : les fluctuations rapides, qui sont aussi celles qui ont dans l'espace les plus petites dimensions, n'agissent pas simultanément sur toute la surface et ont donc peu d'effet en terme de traînée et de portance. Mais plusieurs études [Grillaud et al. (1992), Larose et Livesey (1997)] ont montré une assez grande divergence entre l'admittance d'une section de pont et celle d'une aile d'avion : pour les sections de ponts, la fonction reste proche de l'unité. Aussi il est courant, pour ce type de structure, d'adopter l'approche quasi-statique, c'est à dire $\chi_{i_z}^2 = 1$. Cette différence s'explique, en partie, par les effets de la signature turbulente.

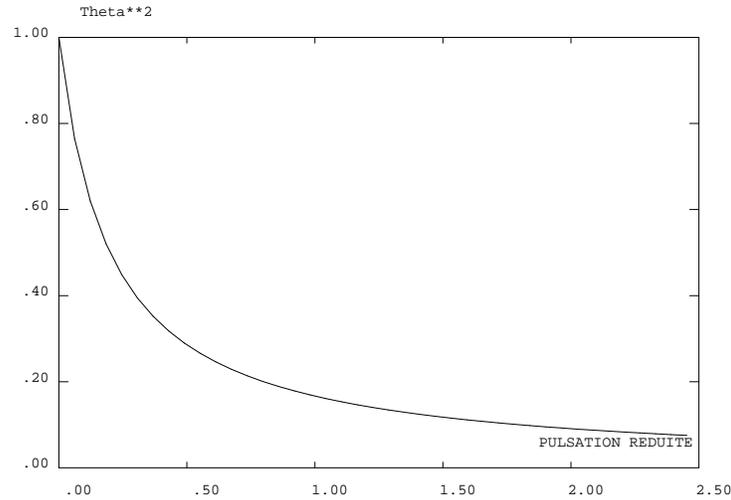


FIG. 5.1 – Fonction de Sears

5.2 Efforts dus à la signature turbulente

5.2.1 Turbulence générée par la structure

Lorsqu'un écoulement aborde transversalement une structure non profilée, il décolle au niveau des arêtes vives et un sillage turbulent se forme (si la structure est suffisamment longue, l'écoulement se rattache au niveau de ses parois). Ce phénomène, généré par la structure elle-même, perturbe l'écoulement le long de ses parois et modifie les efforts aérodynamiques. Puisque l'origine de cette perturbation se trouve au niveau du bord d'attaque de la structure, *on dit que cette dernière est enveloppée par sa signature turbulente*. Les modèles linéaires (5.1) à (5.6), qui expriment les efforts turbulents en fonction des fluctuations de vitesse de l'écoulement incident supposent un sillage rectiligne. Aussi, ils ne prennent pas en compte les effets liés à la signature turbulente et ne sont donc pas adaptés aux structures non profilées. Ceci a été mis en évidence, pour différentes sections de pont, par les travaux expérimentaux de [Singh (1997)]. Les résultats de cette étude montrent que, de façon schématique, on a

$$F_i^t(t) = \frac{1}{2}\rho U^2 B [2C_l(\alpha_0) \frac{u_x(t)}{U} + C_l'(\alpha_0) \frac{u_z(t)}{U} + F_i^{si}(\vec{v}^t, t)] \quad (5.7)$$

$$M_y^t(t) = \frac{1}{2}\rho U^2 B^2 [2C_m(\alpha_0) \frac{u_x(t)}{U} + C_m'(\alpha_0) \frac{u_z(t)}{U} + M_y^{si}(\vec{v}^t, t)] \quad (5.8)$$

Les termes supplémentaires $F_i^{si}(\vec{v}^t, t)$ et $M_y^{si}(\vec{v}^t, t)$, représentent les efforts induits par la signature turbulente de la structure. On remarque qu'ils sont liés à la turbulence incidente, et qu'il est donc difficile, voire impossible, d'identifier indépendamment leur contribution. Même si l'on comprend, de façon intuitive, pourquoi l'approche quasi statique n'est plus valable en présence de fort décollement, on ne sait pas déterminer de façon précise la limite de validité de cette approche. Il semble donc important d'identifier les conditions sous lesquelles il est possible d'utiliser un modèle linéaire "simple", en ignorant les complications de l'aérodynamique réelle. Pour cela, une bonne connaissance des phénomènes physiques mis en cause est indispensable.

5.2.2 Approche globale

La décomposition en trois termes n'étant pas exploitable, Singh propose de caractériser le phénomène de façon globale. Pour cela il considère des tabliers de pont où seuls les termes faisant intervenir les fluctuations de vitesses $u_z(t)$ (rafales verticales) jouent un rôle important. Dans ce cas, il remarque que pour une large gamme de fréquences réduites, les spectres des efforts aérodynamiques, induits à la fois par les fluctuations de vitesse et par la signature turbulente, sont reliés aux spectres des fluctuations incidentes par des fonctions Θ_i , telles que :

$$S_{\hat{F}_l}(k) = \frac{1}{4}\rho^2 U^4 B^2 \frac{S_{u_z}(k)}{U^2} \Theta_l(k)$$

$$S_{\hat{M}_y}(k) = \frac{1}{4}\rho^2 U^4 B^4 \frac{S_{u_z}(k)}{U^2} \Theta_m(k)$$

Ces relations sont particulièrement bien vérifiées au niveau des basses fréquences réduites. Si on compare ces relations à celles que l'on utilise, dans les mêmes conditions, pour une structure aérodynamiquement profilée, on remarque que les fonctions Θ_i ($i = l, m$) ont le même rôle que les fonctions d'admittance "classiques" et permettent de linéariser le problème. A ce titre on les appelle fonctions d'admittance aérodynamique modifiées. Cependant, leur forme générale, présentée sur la figure (5.2), est différente de celle des admittances aérodynamiques "classiques" : elles présentent un pic, pour une pulsation donnée.

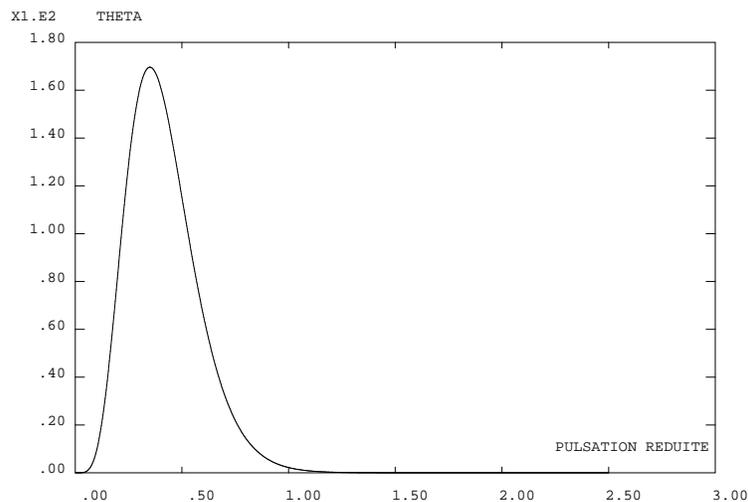


FIG. 5.2 – Fonction d'admittance modifiée pour une section de pont, d'après [Singh (1997)]

Contrairement aux structures profilées, où la fonction d'admittance traduit un effet de filtre passe bas, la présence de ce pic est liée à des phénomènes locaux, propres à l'obstacle, que nous devons identifier.

5.3 Modélisation des efforts aérodynamiques

5.3.1 Cas des structures profilées

Si la structure est aérodynamiquement profilée :

→ L'écoulement reste attaché, la structure ne génère pas (ou peu) de turbulence.

- Les efforts turbulents sont uniquement liés aux fluctuations de la vitesse du vent.
- Pour les représenter on utilise un modèle quasi-statique, corrigé par des fonctions d'admittance aérodynamique.

Si on considère que seuls les termes faisant intervenir les rafales verticales jouent un rôle important, on a alors, pour la portance et son spectre

$$F_l^t(t) = \frac{1}{2}\rho U^2 BC_l'(\alpha_0) \frac{u_z(t)}{U} \Psi_{l_z}(t)$$

$$S_{\hat{F}_l^t}(k) = \frac{1}{4}\rho^2 U^4 B^2 C_l'^2(\alpha_0) \frac{S_{u_z}(k)}{U^2} \chi_{l_z}^2(k)$$

Avec

$$\chi_{l_z}^2 = \hat{\Psi}_{l_z}'(k) \hat{\Psi}_{l_z}^{t*}(k)$$

où les fonctions Ψ_{l_z} sont les fonctions indicielles de l'effet rafale.

5.3.2 Cas des structures non profilées

Si la structure n'est pas profilée :

- L'écoulement décolle et les effets de la turbulence générée par la structure elle-même modifient les efforts turbulents.
- Moins la structure est profilée, plus les effets induits par la signature turbulente sont importants et, en conséquence, plus il est difficile de relier les efforts qui s'exercent sur la structure aux fluctuations de vitesse de l'écoulement incident.
- Le modèle quasi-statique n'est plus adapté. En effet, on ne sait pas modéliser simplement l'interaction entre une turbulence amont et un écoulement détaché.

Cependant, dans certains cas, on peut adopter une approche globale. Cette dernière prend en compte les phénomènes induits par la structure sans pour autant considérer la non linéarité des détails de l'écoulement. On a alors :

$$S_{\hat{F}_l^t}(k) = \frac{1}{4}\rho^2 U^4 B^2 \frac{S_{u_z}(k)}{U^2} \Theta_{l_z}(k)$$

où la fonction Θ_{l_z} est une fonction d'admittance modifiée. Pour déterminer la forme de ce type de fonctions, il faut connaître les mécanismes physiques qui interviennent lorsque le vent aborde une structure non profilée.

5.4 Rôle des fonctions indicielles de l'effet rafale

En aéronautique, la réponse transitoire d'une aile d'avion, qui rencontre une rafale uniforme, est caractérisée par une fonction indicielle, appelée fonction indicielle de l'effet rafale. Ce type de fonction est également utilisé en génie civil, pour étudier le comportement des structures souples mal profilées. D'après [Scanlan (1993)], dans les deux cas, les résultats sont différents. Aussi, dans les paragraphes qui suivent, nous nous proposons d'identifier numériquement les phénomènes physiques mis en jeu lorsqu'une rafale aborde transversalement une structure. L'objectif est de comprendre les différences observées entre corps profilés et non profilés.

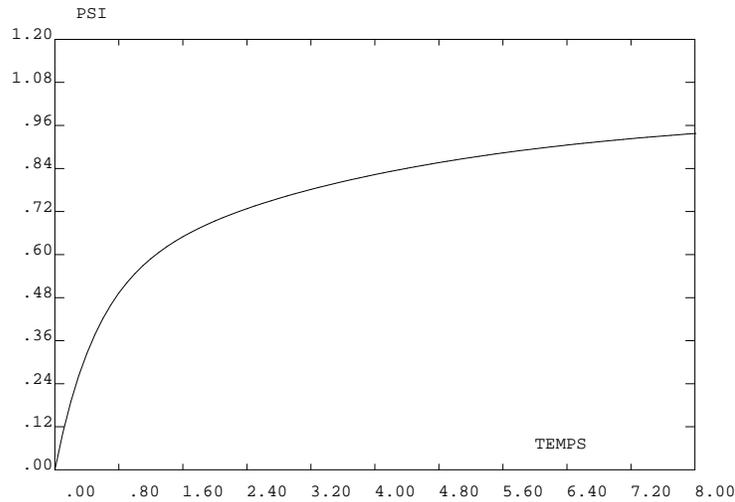


FIG. 5.3 – Fonction de Küssner

5.4.1 Cas d'un profil d'aile

Dans le cas d'un profil d'aile, la réponse indicielle de l'effet rafale correspond à la fonction indicielle de Küssner dont la transformée de Fourier est la fonction de Sears. La forme de ces fonctions est connue de façon théorique, en écoulement potentiel.

Fonction de Küssner

La portance d'une aile d'avion qui se déplace à la vitesse U_0 et qui rencontre une rafale uniforme de type échelon, de vitesse verticale uniforme u_{z0} , évolue, d'après la théorie des écoulements potentiels, suivant la loi (1.13)

$$F_l(s) = \frac{1}{2} \rho U^2 B C_l' \frac{u_{z0}}{U_0} \Psi(s)$$

$\Psi(s)$, représentée figure (5.3), est telle que

$$\Psi(s) = 1 - 0.500e^{-0.130s} - 0.500e^{-s}$$

où s est un temps adimensionnel

$$s = \frac{U_0 t}{B/2}$$

On remarque que

$$\Psi(0) = 0 \quad \text{et que} \quad \lim_{s \rightarrow +\infty} \Psi(s) = 1$$

Pour $s \rightarrow +\infty$ on obtient

$$F_l = \frac{1}{2} \rho U_0^2 B C_l' \frac{u_{z0}}{U_0} \quad (5.9)$$

Cette expression est analogue à l'approximation quasi-stationnaire. En divisant les expressions précédentes par la pression dynamique $\frac{1}{2} \rho U^2$, on obtient une relation entre le coefficient de portance et la fonction de Küssner

$$C_l(s) = C_l' \frac{u_{z0}}{U_0} \Psi(s)$$

soit

$$\Psi(s) = \frac{C_l(s)}{C_l \frac{u_{z0}}{U_0}} \quad (5.10)$$

Sachant que la portance tend vers une valeur stationnaire Cl_{sta} et que $\lim_{s \rightarrow +\infty} \Psi(s) = 1$, on a également

$$\Psi(s) = \frac{C_l(s)}{Cl_{sta}} \quad (5.11)$$

C'est à partir de cette expression que nous allons identifier les fonctions indicielles de l'effet rafale.

Fonction de Sears

Si la rafale est sinusoïdale, de vitesse $u_z(s) = u_{z0} e^{iks}$ (où k est la pulsation réduite égale à $B\omega/2U_0$), la portance s'exprime à l'aide d'une fonction complexe

$$F_l(s) = \frac{1}{2} \rho U_0^2 B C_l' \frac{u_{z0}}{U_0} \chi_S(k) e^{iks}$$

La fonction complexe de Sears est une fonction de transfert qui permet de relier le spectre de la force de portance au spectre de la composante u_z

$$S_{F_l}(k) = \left(\frac{1}{2} \rho U_0 B C_l' \right)^2 S_{u_z}(k) |\chi_S(k)|^2$$

Les fonctions $\chi_S(k)$ et $\Psi(s)$ sont reliées par une transformée de Fourier

$$\chi_S(k) = F(k) + iG(k) = ik \int_0^\infty \Psi(\sigma) e^{-ik\sigma} d\sigma = ik \hat{\Psi}(k) \quad (5.12)$$

Les fonctions $F(k)$ et $G(k)$ sont respectivement la partie réelle et la partie imaginaire de la fonction de Sears et $\hat{\Psi}(k)$ la transformée de Fourier de $\Psi(s)$. On pose

$$\hat{\Psi}(k) = F_\Psi(k) + iG_\Psi(k)$$

on a

$$\begin{aligned} F &= -kG_\Psi \\ G &= kF_\Psi(k) \end{aligned} \quad (5.13)$$

En utilisant l'expression (1.14), et sachant que la transformée de Fourier de la fonction e^{-bs} est $\frac{1}{b+ik}$, on obtient les expressions analytiques suivantes

$$\begin{cases} F = \frac{ab^2}{b^2+k^2} + \frac{cd^2}{d^2+k^2} \\ G = -\frac{kab}{b^2+k^2} - \frac{kcd}{d^2+k^2} \end{cases} \quad (5.14)$$

avec $a = 0,5$ $b = 0,130$ $c = 0,5$ $d = 1,00$.

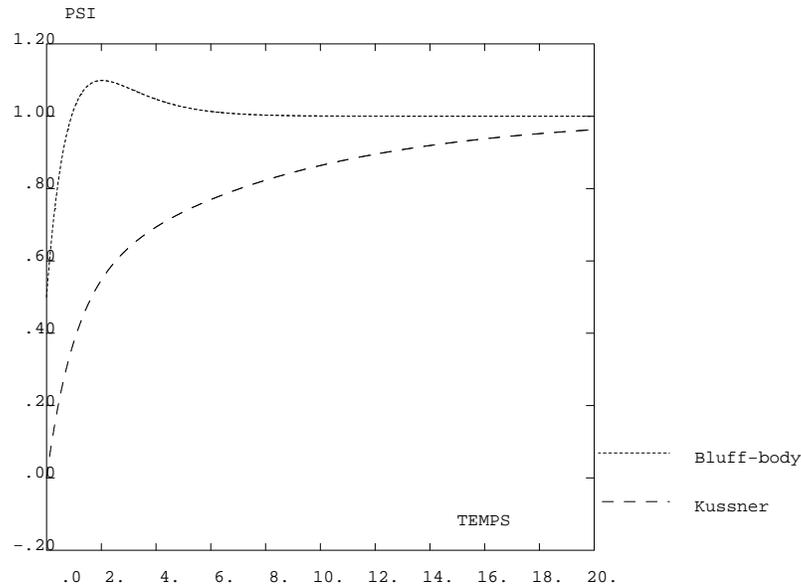


FIG. 5.4 – Fonctions indicielles pour une aile et pour un pont, d'après [Scanlan (1993)]

5.4.2 Cas des structures non profilées

Il est également possible d'étudier la réponse transitoire d'une structure non profilée soumise à une rafale de type échelon. La réponse indicielle ainsi définie, notée $\psi_{l_z}(s)$, a une forme caractéristique, présentée figure (5.4) : la fonction passe par un maximum (overshoot) avant d'atteindre sa valeur établie. Ce comportement, associé aux structures mal profilées, a été observé sur des tabliers de pont [Beliveau et al. (1977), Scanlan (1993)]. Si on reprend les définitions données par [Singh (1997)] on remarque que, dans ce cas, les fonctions indicielles de l'effet rafale sont reliées aux admittances modifiées par la relation suivante :

$$\frac{\Theta(k)}{ik} = C_l' \int_0^{\infty} \psi(\sigma) e^{-ik\sigma} d\sigma$$

Il existe donc un lien entre la forme caractéristique des fonctions indicielles et la forme caractéristique des admittances modifiées : ces deux fonctions traduisent à la fois les effets induits par les fluctuations de vitesse incidentes et par la signature turbulente. Il est également possible de relier la fonction $\psi_{l_z}(s)$ au coefficient de portance instationnaire utilisé, dans certaines études [Larose et al. (1997)], pour caractériser le comportement aérodynamique des tabliers de pont. Dans ce cas, on a

$$\frac{C_l'(k)}{C_l'(0)} = ik \int_0^{\infty} \psi(\sigma) e^{-ik\sigma} d\sigma$$

La fonction $\frac{C_l'(k)}{C_l'(0)}$ traduit donc les mêmes effets qu'une admittance modifiée. Aussi, toutes ces fonctions peuvent être utilisées pour caractériser la présence de signature turbulente.

5.4.3 Identification de fonctions indicielles

Pour identifier les réponses indicielles de l'effet rafale, nous utilisons une technique de calcul proposée par [Brar et al. (1996)]. Cette technique a été développée pour estimer, à l'aide

d'un calcul numérique, les coefficients aéroélastiques sans effectuer d'essais dynamiques. Elle consiste à modéliser, à l'aide d'un modèle $k - \varepsilon$, l'écoulement autour de la structure. Sous certaines conditions (démarrage impulsif, écoulement sous incidence), l'évolution transitoire de la portance permet d'identifier une fonction indicielle de type Wagner qui, comme nous l'avons déjà évoqué, est reliée aux coefficients aéroélastiques. Ici, nos objectifs sont différents et les fonctions indicielles qui nous intéressent sont de type Küssner. Aussi, au lieu de soumettre la structure à un démarrage impulsif sous incidence, nous avons pensé à la soumettre à une rafale uniforme. *Soumettre une section à une rafale uniforme de type échelon, c'est porter brusquement la valeur de la vitesse verticale incidente de la valeur zéro à une autre valeur constante* et laisser ensuite la perturbation se propager le long de la section. Soumis à ce type de sollicitation, la portance évolue de façon transitoire avant d'atteindre un régime permanent. La forme de cette réponse caractérise la réponse indicielle à partir de laquelle on peut calculer la fonction d'admittance aérodynamique. La même procédure peut être appliquée aux fonctions indicielles liées au moment de torsion mais, faute de résultats de référence, nous ne l'avons pas fait ici.

En résumé

Pour obtenir une estimation des fonctions aérodynamiques d'une structure :

- On modélise, à l'aide d'un modèle numérique, l'écoulement autour de la structure.
- On porte brusquement la valeur de la vitesse verticale incidente de la valeur zéro à une autre valeur constante (rafale de type échelon).
- On calcule l'évolution de la portance en fonction du temps.
- A l'aide de la relation (5.10) ou (5.11) on en déduit la forme de la fonction indicielle.
- Par une transformée de Fourier on calcule la fonction d'admittance.
- Dans le cas de structures profilées, les résultats doivent être en accord avec ceux de Küssner et de Sears.
- Dans le cas de structures non profilées, ces résultats doivent traduire la présence de signature turbulente.

Le vent se situe entièrement dans le régime des écoulements incompressibles, turbulents, à basse vitesse. Les structures à traiter ne sont pas profilées, aussi certains mécanismes physiques, tels le décollement, la formation de sillage turbulent, le développement de grosses structures tourbillonnaires, doivent être pris en compte. D'après les différents essais du chapitre 4, le modèle RNG $k - \varepsilon$, peu coûteux en temps de calcul, est parfaitement adapté à ce type d'écoulement. En ce qui concerne le post-traitement, les fonctionnalités de CASTEM permettent le calcul de la transformée de Fourier rapide (TFR) d'un signal échantillonné, avec un pas de temps constant, représenté, sur une durée limitée, par N échantillons. Pour obtenir un tel signal, il faut effectuer le calcul de la portance à intervalle régulier et, pour cela, imposer un pas de temps constant,

compatible avec les conditions de stabilité de l'algorithme semi-implicite de CASTEM, présenté au paragraphe 3.2.2. Aussi, avant d'aller plus loin, il est nécessaire de se poser un certain nombre de questions :

- comment choisir le pas de discrétisation ?
- quelle sera la résolution en fréquence ?
- quels seront les effets d'une troncature sur la qualité de l'approximation ?

Pour répondre à ces interrogations, qui apparaissent fréquemment dans les applications de traitement du signal, on considère un signal, $\tilde{x}(t)$, échantillonné avec un pas de temps Δt et représenté par N échantillons. La fréquence d'échantillonnage $f_e = \frac{1}{\Delta t}$ doit satisfaire le théorème de Shannon

$$f_e \geq 2f_{max}$$

où f_{max} est la fréquence maximale contenue dans le signal. Pour vérifier cette condition, et éviter tout problème de recouvrement de fréquence, nous avons choisi de prendre la résolution la plus fine possible. Pour obtenir une estimation échantillonnée de la transformée de Fourier, le calculateur effectue une périodisation du signal et utilise des relations qui correspondent, approximativement, à celles d'un développement en série de Fourier d'une fonction périodique, de période $N\Delta t$. La résolution fréquentielle obtenue est alors :

$$\delta f = \frac{1}{N\Delta t}$$

Δt étant fixé par les conditions d'échantillonnage, et N devant être, pour la TFR, une puissance de 2 (logiquement la plus proche possible du nombre de points calculé), on voit que l'obtention d'une bonne résolution en fréquence se fait au prix de l'allongement de la durée $N\Delta t$ (ce qui est réalisé en ajoutant des zéros sur le signal). Il nous reste maintenant à examiner l'effet de la troncature du signal échantillonné. La méthode la plus évidente consiste à ne conserver que les N premières valeurs du signal. En d'autres termes, cela revient à multiplier le signal par une fenêtre rectangulaire. Or, le signal étant périodisé, il n'y a aucune raison que les tranches successives se raccordent. Ceci engendre des oscillations (phénomènes de Gibbs), qui s'expliquent par le fait que les discontinuités de raccord font apparaître des hautes fréquences parasites. Pour améliorer la qualité des estimations, d'autres fenêtres peuvent être choisies, nous verrons si il y a lieu de les utiliser.

5.5 Validation sur un profil d'aile NACA0012

5.5.1 Section étudiée

Caractéristiques géométriques du profil

Pour valider cette approche, nous l'avons tout d'abord appliquée à un profil d'aile analytique américain. Le profil choisi est de type NACA0012 : les deux premiers chiffres (00) indiquent que le profil est symétrique, les deux suivants (12) que son épaisseur relative est de 12%

$$\frac{e}{C} = 0,12$$

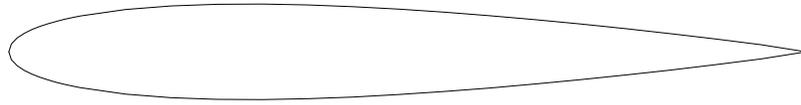


FIG. 5.5 – Profil d'aile NACA0012

où C est la corde et e l'épaisseur du profil. Les coordonnées des points du profil sont données par la formule suivante :

$$\frac{y}{C} = 0,6 \left\{ a_0 \left(\frac{x}{C} \right)^{1/2} + a_1 \left(\frac{x}{C} \right) + a_2 \left(\frac{x}{C} \right)^2 + a_3 \left(\frac{x}{C} \right)^3 + a_4 \left(\frac{x}{C} \right)^4 \right\}$$

où $a_0 = 0,2969$ $a_1 = -0,1260$ $a_2 = -0,3516$ $a_3 = 0,2843$ $a_4 = -0,1015$.

L'épaisseur maximale est

$$\frac{y}{C} = 0,06 \quad \text{en} \quad \frac{x}{C} = 0,30$$

Caractéristiques aérodynamiques du profil

L'évolution des coefficients aérodynamiques, en fonction de l'angle d'incidence, est présentée sur la figure (5.6). Ces résultats expérimentaux, issus d'essais en soufflerie, sont valables en vol pour $Re = 8 \cdot 10^6$:

- la portance du profil est nulle pour l'incidence $\alpha_0 = 0$, puis augmente de façon linéaire en fonction de α pour atteindre un maximum,
- la traînée est minimum au voisinage de α_0 , croît lentement, puis plus rapidement,
- le coefficient de moment, mesuré autour d'un axe situé à 25% de la corde à partir du bord d'attaque, croît de façon sensiblement linéaire et passe également par un maximum.

Pour les faibles angles d'incidence, ces résultats sont en accord avec la formulation mathématique issue de l'analyse théorique d'un profil mince placé dans un écoulement potentiel, qui donne, pour la portance,

$$F_l(\alpha) = \frac{1}{2} \rho U_0^2 C_l' \alpha$$

La pente expérimentale C_l' , calculée en $\alpha = 0$, est égale à 0,1 (5,73 si l'angle est en radian). Cette valeur est légèrement inférieure à la valeur théorique de 0,109 (2π si l'angle est en radian).

• Pour un angle d'incidence effectif $\alpha = 5^\circ$, les coefficients de traînée, portance et moment sont respectivement :

$$C_l = 0,5 \quad C_d = 0,0075 \quad C_m = 0,1$$

5.5.2 Le calcul

Modélisation

Les équations de Navier-Stokes moyennées, associées au modèle RNG $k - \epsilon$, sont résolues sans dimension. Les variables sont adimensionnées par rapport à la corde du profil C et par rapport à la vitesse de référence U_0 .

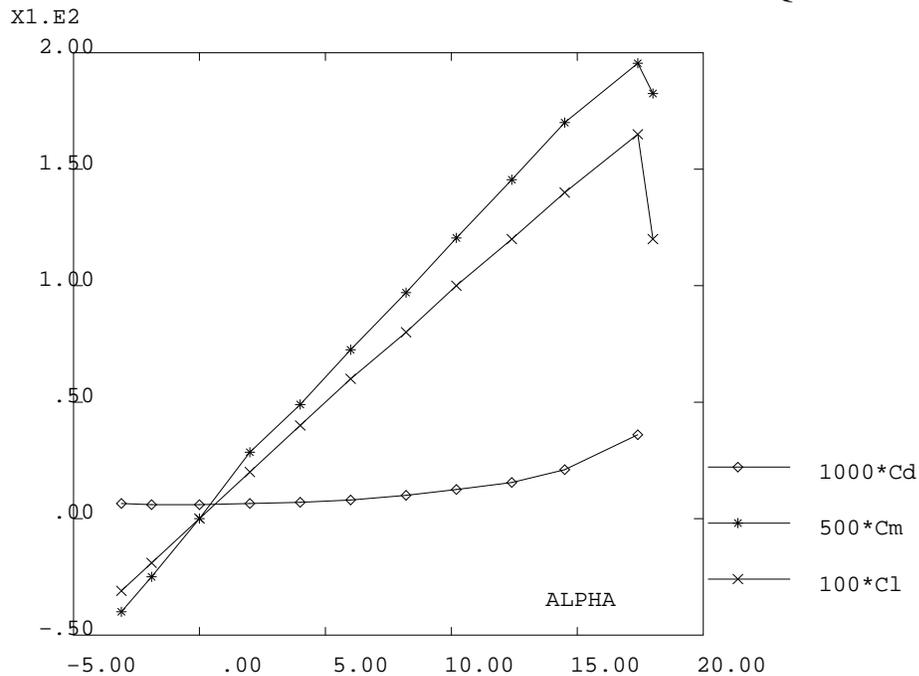


FIG. 5.6 – Coefficients aérodynamiques d'après [Rebuffet (1969)]

Modèle numérique

Les équations sont discrétisées à l'aide de la méthode d'éléments finis (EFM1) de CASTEM et résolues par l'algorithme semi-explicite. Les maillages sont constitués d'éléments de type QUA8. Le schéma de décentrement SUPGDC, qui a donné de bons résultats sur le cas-test du cylindre à section carrée, est utilisé.

Filtrage

Pour assurer la convergence, les valeurs de k et ε sont filtrées. En chaque noeud du maillage, les conditions exposées au paragraphe 3.3 sont appliquées. Notons que la longueur de référence, prise comme étant la largeur du domaine de calcul, est suffisamment grande pour ne pas modifier les résultats.

Domaine de calcul

Les dimensions du domaine de calcul, présenté sur la figure (5.7), sont les suivantes : $4C$ en amont, $8C$ en aval, $4C$ en haut et en bas. Le maillage, affiné près de l'aile, est constitué de $4 \times 77 \times 46$ éléments (77×46 macro-éléments, redécoupés en quatre). L'origine des abscisses et des ordonnées est située au niveau du bord d'attaque.

Paramètres des calculs

On se place dans le cas où l'écoulement est pleinement turbulent. Pour cela, on se fixe un nombre de Reynolds élevé, $Re = 8.10^6$. Afin d'initialiser les variables, un premier calcul est réalisé sans rafale. Les paramètres utilisés sont les suivants :

- En entrée

- la vitesse longitudinale est constante et égale à la vitesse de référence,
- l'intensité de la turbulence est de 2%,
- la dissipation est exprimée en fonction de l'énergie et de la taille caractéristique des gros tourbillons.

Ces conditions sont résumées dans le tableau (5.1).

U_x	U_z	k	ε
U_0	0	$\frac{1}{2}(0,02U_0)^2$	$\frac{k^2}{0,001C}$

TAB. 5.1 – Conditions en entrée

- En haut, en bas, et en sortie, les conditions sont libres (contraintes totales nulles).
- Au niveau des parois de l'aile, la vitesse normale est nulle. La vitesse tangentielle, l'énergie cinétique et la dissipation sont calculées à l'aide de fonctions de paroi standards (cas lisse). La distance à la paroi du domaine fluide z_p est prise égale au cinquième de la hauteur de la première maille.

Ensuite, une fois le régime permanent atteint, on porte brusquement la valeur de la vitesse verticale incidente de la valeur zéro à la valeur $\frac{u_{z0}}{U_0} = 0,0875$. Cette valeur correspond à un angle d'incidence effectif de 5° . On représente ainsi une rafale de type échelon, voir figure (5.10).

5.5.3 Résultats

- Avant la rafale, l'écoulement reste attaché et la portance est nulle (l'incidence effective est égale à zéro). Les lignes de courant de cet écoulement sont représentées figure (5.8). Lorsque le profil rencontre la rafale, la portance évolue brusquement, c'est le régime transitoire. Ensuite, il "s'adapte" aux nouvelles conditions et atteint un régime stationnaire. Ce dernier est représenté figure (5.9). Notons que, malgré ses nouvelles caractéristiques, l'écoulement reste attaché aux parois de l'aile.

- La portance, figure (5.11), est obtenue en intégrant la distribution de pression le long des parois du profil. La valeur finale est inférieure à la valeur attendue, mais, si on observe l'évolution en fonction du temps du coefficient de portance normalisé par rapport à sa valeur stationnaire, figure (5.12), on trouve une courbe très proche de la courbe caractéristique de Küssner.

→ Le modèle utilisé respecte le temps de passage d'une valeur stationnaire à une autre. Cette propriété est extrêmement importante car ici seule l'allure générale du régime transitoire nous intéresse.

- En calculant la transformée de Fourier du transitoire, et en utilisant la relation (5.13), on obtient la partie réelle et la partie imaginaire de la fonction d'admittance du profil. Sur les figures (5.13) et (5.14) nous les avons tracées avec les courbes théoriques issues de l'expression (5.14). Le carré du module est tracé en fonction de la pulsation réduite sur la figure (5.15).

Sur cette figure, nous avons également reporté la fonction de Sears (approximation de Liepman). *Les deux courbes sont en parfait accord.*

→ Nous observons une bonne concordance entre les résultats théoriques de Küssner et de Sears et les résultats que nous avons obtenus numériquement. Ceci nous montre que la méthode proposée par [Brar et al. (1996)], pour le calcul des fonctions indicielles de type Wagner, permet également le calcul des fonctions indicielles de l'effet rafale et des fonctions d'admittance aérodynamique. Dans le cas étudié l'écoulement est resté attaché. La forme de ces fonctions est donc caractéristique de l'absence de signature turbulente :

- la portance évolue d'une valeur établie à une autre sans dépasser la valeur finale,
- la fonction d'admittance traduit l'effet réducteur de dimension des rafales (plus les fluctuations sont rapides, moins leurs dimensions sont importantes, moins elles ont d'influence en terme de traînée).

L'approche quasi-statique, avec la fonction de Sears comme admittance, est parfaitement adaptée. En appliquant la même procédure à des sections de forme rectangulaire, nous allons identifier la forme caractéristique de ces fonctions pour des structures non profilées

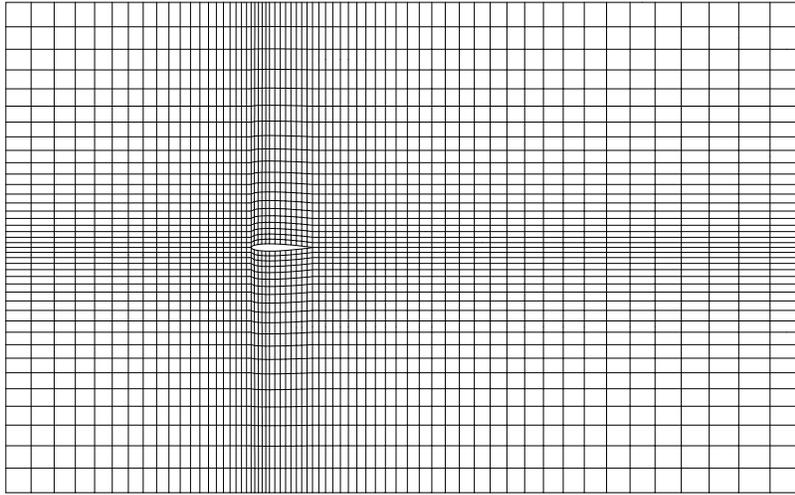


FIG. 5.7 – *Domaine de calcul pour un profil NACA0012*

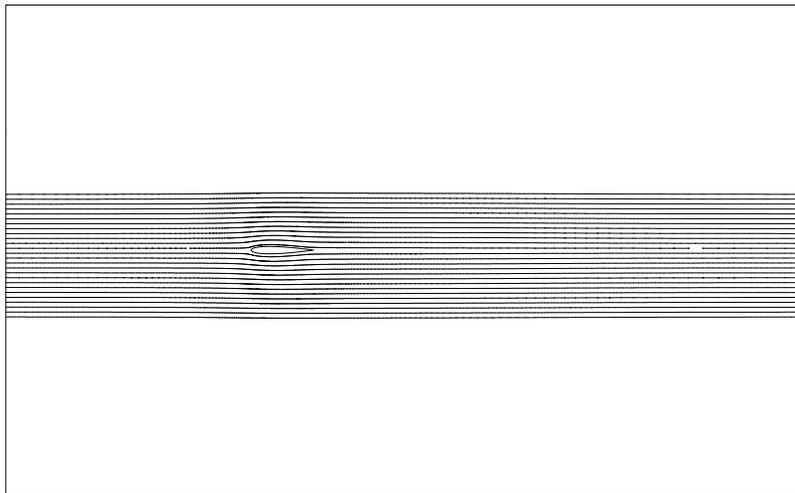


FIG. 5.8 – *Régime établi avant rafale*

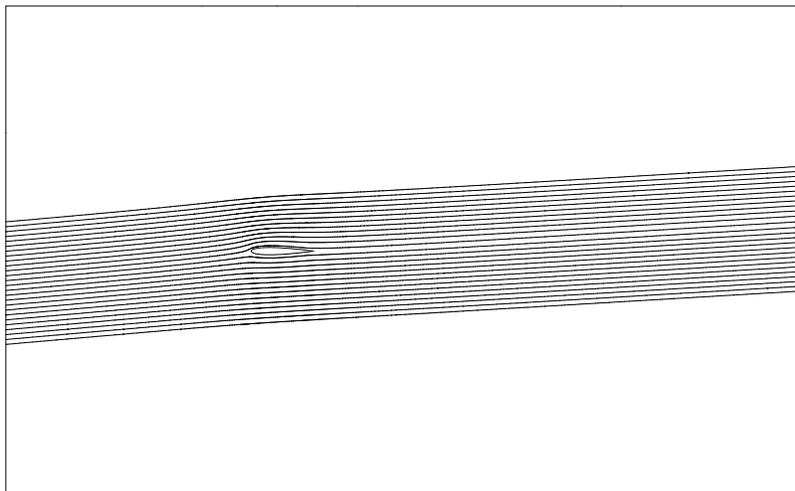


FIG. 5.9 – *Régime établi après rafale*

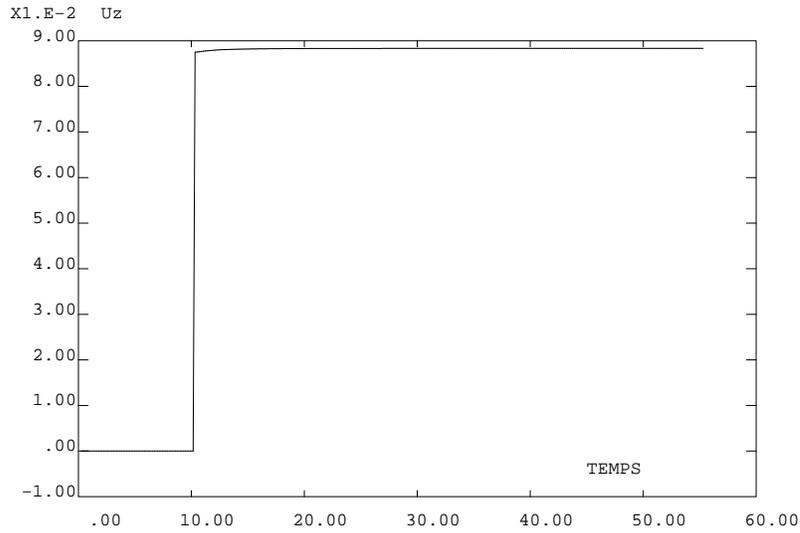


FIG. 5.10 – Rafale de type échelon

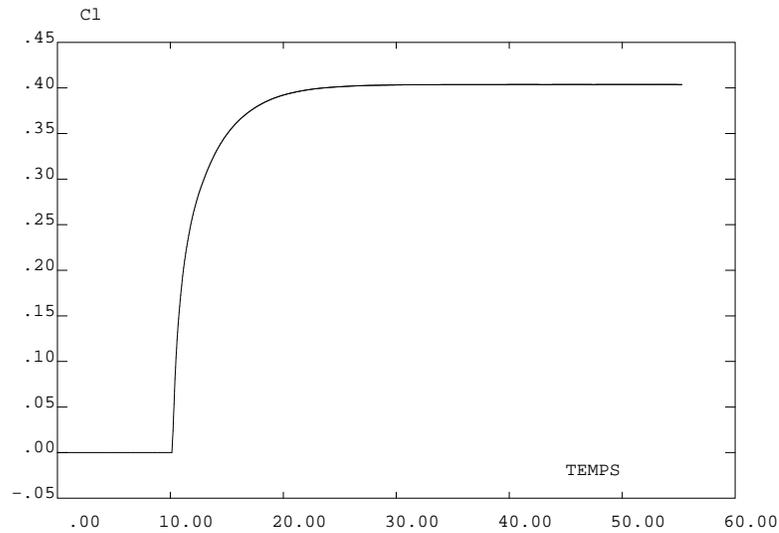


FIG. 5.11 – Réponse indicielle du coefficient de portance

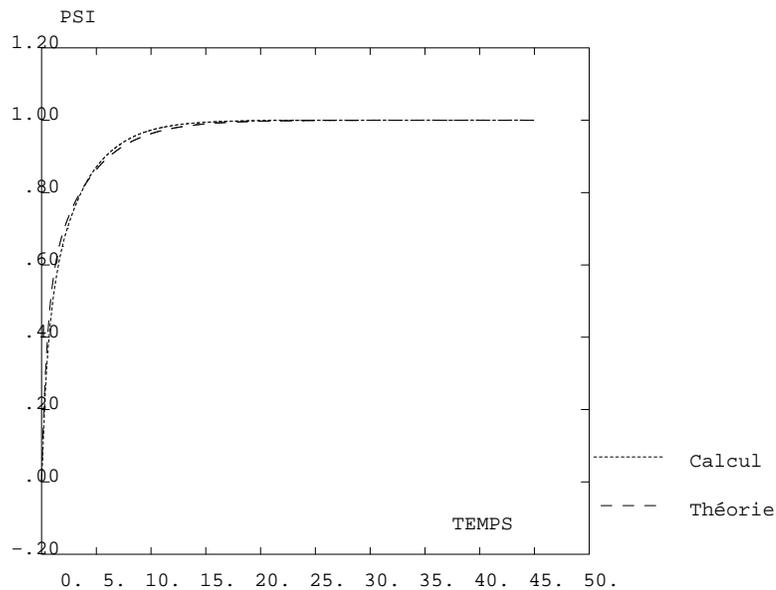


FIG. 5.12 – Estimation de la fonction de Küssner

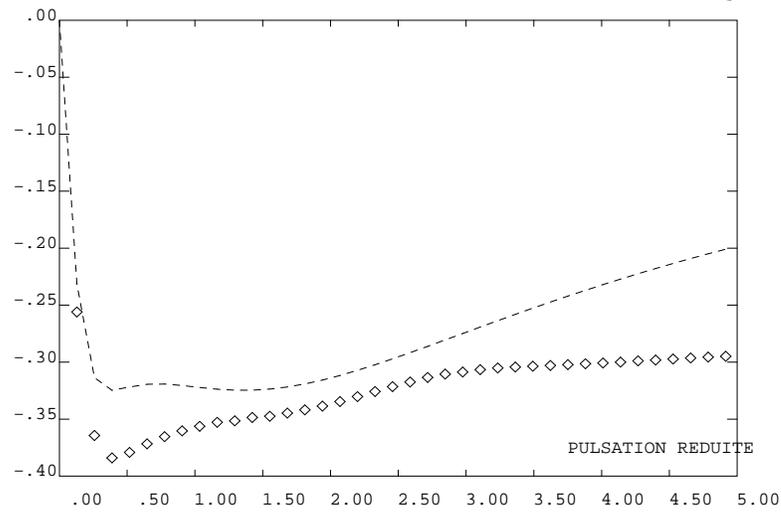


FIG. 5.13 – *Partie réelle de la fonction d'admittance*

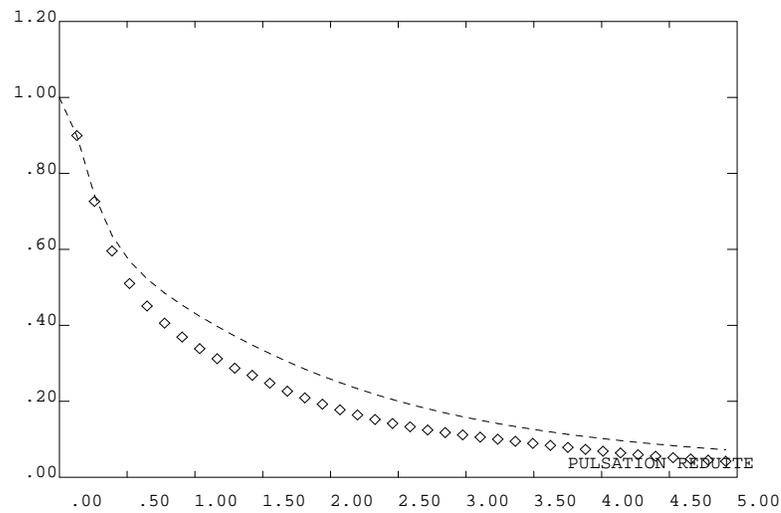


FIG. 5.14 – *Partie imaginaire de la fonction d'admittance*

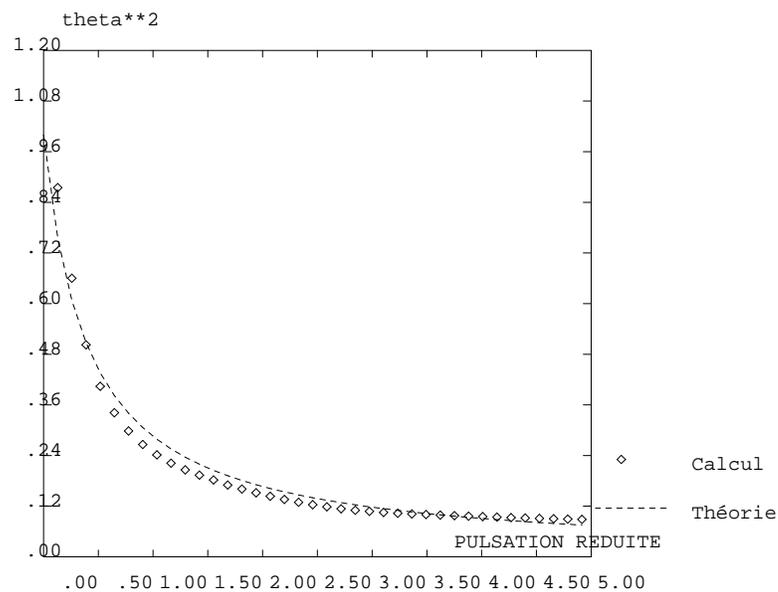


FIG. 5.15 – *Fonction de Sears $|\Theta(k)|^2$*

5.6 Application à des sections rectangulaires

Dans le cas de l'aile, la section est aérodynamiquement profilée, l'écoulement reste attaché et la structure ne génère pas de turbulence. Les efforts turbulents sont uniquement liés aux fluctuations de la vitesse du vent. En calculant l'évolution transitoire de la portance, sous l'effet d'une rafale uniforme, on retrouve les résultats théoriques de Küssner et Sears. Dans le cas des structures non profilées, l'écoulement décolle et la turbulence générée par la structure elle-même modifie les efforts fluctuants. Il faut alors caractériser ce phénomène de façon globale, à l'aide de fonctions d'admittance modifiées.

5.6.1 Sections étudiées

Nous étudions des sections rectangulaires ayant des caractéristiques géométriques (rapport de forme, épaisseur relative) proches de celles de tabliers de ponts.

	Cas n°1	Cas n°2	Cas n°3	Cas n°4
$\frac{C}{H}$	6	8,33	10	12
$\frac{H}{C}$	0,16	0,12	0,10	0,0833

Notons que la section qui possède un rapport de forme de 8,33 a la même épaisseur relative (12%) que l'aile étudiée au paragraphe précédent : ce sont respectivement les "versions" non profilées et profilées de la même section.

5.6.2 Les calculs

Domaines de calcul

Les domaines de calcul sont présentés sur les figures (5.16) à (5.19). Ils sont composés d'éléments de type QUA8 et ont les mêmes dimensions que pour l'aile.

Les équations

La modélisation et le traitement numérique sont identiques au cas de l'aile. Les équations sont résolues sans dimension. Les variables sont adimensionnées par rapport à la longueur de la section C et par rapport à la vitesse de référence U_0 .

Paramètres des calculs

Pour tous les calculs, les mêmes paramètres ont été utilisés :

- Les écoulements sont pleinement turbulents, $Re = 8.10^6$.

- Les premiers calculs, sans rafale, fixent les conditions initiales.
- Les conditions aux limites sont celles du tableau (5.1).
- Une fois un régime permanent atteint, la valeur de la vitesse verticale incidente est brusquement portée de zéro à $\frac{u_{z0}}{U_0} = 0,0875$.

5.6.3 Résultats

Les courbes (5.20) à (5.23) présentent l'évolution du coefficient de portance de chaque section rectangulaire. Dans tous les cas,

- après une période transitoire, la portance atteint un régime permanent et varie de façon périodique (les oscillations sont dues au détachement tourbillonnaire),
- pendant la période transitoire, la portance atteint une valeur de pointe (overshoot), puis chute brusquement pour passer par un minimum.

Sur la figure (5.29), nous avons tracé les fonctions indicielles de l'effet rafale des différentes sections. Pour chaque cas, contrairement à l'aile, on observe un dépassement indiciel (dépassement de la valeur moyenne définitive). *D'après [Scanlan (1993)], ce comportement est caractéristique des structures mal ou non-profilées.* En observant les lignes de courant, on remarque que :

- l'écoulement décolle, au niveau du bord d'attaque, puis se rattache sur les parois inférieures et supérieures (contrairement au cas du cylindre de section carrée, pour lequel il n'y a pas de rattachement),
- un détachement tourbillonnaire intervient au niveau du bord de fuite.

La présence de ce phénomène rend difficile la mise en évidence des régimes transitoires. Aussi, pour cette étude, nous avons filtré les signaux (5.20) à (5.23) à l'aide d'une transformée en ondelettes discrète. Notons que cette technique, grâce à ses propriétés de localité, est un outils parfaitement adapté à l'analyse des phénomènes transitoires et multiéchelles. L'opération de filtrage consiste, dans un premier temps, à décomposer le signal sur plusieurs échelles. Ceci est réalisé à l'aide de l'algorithme pyramidal de S. Mallat décrit par [Ngae (1996)]. On génère ainsi des coefficients d'ondelettes, qui représentent les détails aux différentes échelles, et des coefficients d'échelles qui représentent les variations lentes du signal (tendances). La deuxième phase du filtrage consiste à reconstruire le signal, à partir de ces coefficients, en ignorant les détails aux échelles que l'on souhaite supprimer. Ainsi, en ne conservant que les échelles liés aux transitoires, on obtient les courbes (5.24) à (5.27), débarrassées des fluctuations associées au détachement tourbillonnaire.

Réponses indicielles

Les régimes transitoires sont caractérisés par une constante de temps, qui décrit le temps de réponse aux nouvelles conditions, et par l'amplitude relative des dépassements éventuels de la valeur définitive (dépassements indiciels). Nous avons regroupé dans le tableau (5.2) les

$\frac{H}{C}$	0,16	0,12	0,10	0,08
Temps de réponse	3,13	4,26	5,26	6,20
Valeur de pointe	0,74	0,71	0,68	0,67
Dépassement indiciel	2,70	1,82	1,71	1,67

TAB. 5.2 – Caractéristiques des réponses indicielles

paramètres caractéristiques des réponses transitoires, à savoir les valeurs de pointe, les temps nécessaires pour atteindre le premier pic et les valeurs relatives des dépassements indiciels. On remarque que plus l'épaisseur relative de la section est élevée, *plus le pic de portance est atteint rapidement, plus la valeur de pointe est élevée et plus le dépassement indiciel est important*. En revanche, une fois la valeur maximale atteinte, il semble difficile d'extraire une tendance concernant le retour vers le régime établi. Notons que dans le cas de l'aile il n'y a pas de dépassement indiciel. Par analogie avec la théorie de la dynamique linéaire, on dit que la réponse transitoire est totalement amortie.

Admittances

Les fonctions de transfert (ou admittances) associées aux transitoires précédents sont représentées sur les figures (5.30) à (5.33). Leur module présente un maximum à la pulsation ω_r , analogue à une pulsation de résonance. On remarque, figure (5.34), que

- les fréquences de résonance sont liées aux durées des transitoires : plus le pic de portance est atteint rapidement, plus la pulsation de résonance est élevée,
- les amplitudes de résonance sont proportionnelles aux dépassements indiciels : plus l'amplitude de résonance est forte, plus le dépassement indiciel est important.

Pour qu'une pointe de résonance apparaisse, il faut que le dépassement indiciel soit important. Si ce dépassement est faible (ou inexistant, comme dans le cas de l'aile) la résonance disparaît. A ce niveau, on voit apparaître la principale différence entre les fonctions d'admittances classiques et les fonctions d'admittances modifiés :

- si la structure est profilée, en l'absence de forte signature turbulente, les réponses transitoires ne présentent pas de dépassement indiciel et les fonctions d'admittance ne possèdent pas de pic de résonance,
- si la structure n'est pas profilée, les phénomènes induits par la structure elle-même entraînent un fort dépassement indiciel qui se traduit par la présence d'un maximum de l'amplitude, au niveau des basses fréquences.

En observant de façon plus détaillée les mécanismes qui interviennent lorsqu'une rafale aborde transversalement un obstacle, il doit être possible d'expliquer physiquement ces différences.

5.6.4 Analyse

Sections profilées

D'après la théorie des fluides parfaits, une aile, qui évolue à la vitesse U_0 et qui rencontre une rafale, engendre derrière elle une nappe tourbillonnaire, qui a tendance à s'enrouler en un tourbillon, appelé tourbillon de démarrage. Ce dernier est transporté dans le sillage et s'éloigne rapidement. L'écoulement atteint un nouveau régime stationnaire dès que l'influence de ce tourbillon devient négligeable. Notons que pour chaque nouvelle rafale, un tourbillon de démarrage est produit.

Sections non profilées

Dans le cas des sections non profilées, il n'existe pas de modèle équivalent. L'écoulement incident ne contourne pas les bords tranchants et la couche limite décolle. Les études expérimentales [Okajima (1982), Nakamura et al. (1991)] et numériques [Ozono et al. (1992), Okajima et al. (1992)], qui traitent des écoulements autour de sections rectangulaires, *laissent de côté les régimes transitoires et ne s'intéressent qu'au développement, à long terme, de régimes établis*. Aussi, en l'absence de rafale, ces derniers sont bien connus :

- la couche limite décolle au niveau du bord d'attaque et, lorsque le nombre de Reynolds est important, se rattache sur les parois,
- il se forme alors des poches de décollement desquelles s'échappent des tourbillons,
- ces derniers sont transportés le long des parois, interagissent avec les tourbillons générés au niveau du bord de fuite et forment une allée tourbillonnaire (le même type de comportement est observé sur des sections de tablier de ponts [Lee (1997), Larsen (1997)]).

Peu d'études traitent des phénomènes physiques liés au régime transitoire. Pour un rectangle peu allongé ($\frac{H}{C} = 1,7$), une étude numérique [Davis et Moore (1982)] a montré qu'en aval de l'obstacle se forment des zones de recirculation qui interagissent entre elles pour former le premier tourbillon émis dans le sillage. Ce comportement a également été observé sur un cylindre de section carrée [Lee (1996)]. Dans ce cas, une interaction entre les zones de recirculation et les poches de décollement a été observée.

→ Pour mieux comprendre les phénomènes transitoires qui se produisent en présence d'une rafale uniforme, à haut nombre de Reynolds, nous avons tracé, en différents instants, les lignes de courant des écoulements que nous avons étudiés. *Nous nous sommes particulièrement intéressés aux phénomènes qui interviennent immédiatement après la rencontre avec la rafale*. Nous avons pris comme exemple la section pour laquelle $\frac{H}{C} = 0,12$.

- Sans rafale, l'écoulement décolle au niveau du bord d'attaque puis se rattache sur les faces supérieures et inférieures formant ainsi des poches de décollement. Au niveau du bord de fuite, l'écoulement décolle à nouveau et, en aval de l'obstacle, se forment deux zones de recirculation,

figure (5.36).

- Lorsque la rafale uniforme vient perturber l'écoulement, figure (5.37), l'angle d'incidence effectif est modifié et la poche de décollement supérieure augmente au détriment de la poche inférieure (en l'absence de rafale, les deux poches sont identiques). Ceci se traduit par une forte croissance de la portance. Cette dernière atteint sa valeur maximale lorsque la poche de décollement et la zone de recirculation fusionnent au niveau du coin supérieur, figure (5.38).

→ D'après nos résultats, plus l'épaisseur relative de la section est importante, plus les poches de décollement et les zones de recirculation sont étendues et donc plus la jonction se fait rapidement. Ceci explique pourquoi plus l'épaisseur relative est importante plus le pic de portance est atteint rapidement.

- Ensuite, le tourbillon supérieur se détache, figure (5.39), et s'éloigne dans le sillage, figure (5.40), tandis que la taille du tourbillon inférieur augmente avant qu'il ne se détache à son tour pour être emporté par l'écoulement. A ce moment, la portance passe par un minimum.

- Passé cette période transitoire, l'écoulement retourne vers un état d'équilibre et un détachement tourbillonnaire régulier s'organise. La poche de décollement supérieure génère un tourbillon, figure (5.42), qui grandit puis se détache, figure (5.43) : à ce moment, la portance atteint son maximum. Alors que ce tourbillon est entraîné dans le sillage, figure (5.44), un tourbillon se forme en aval de l'obstacle, au niveau du coin inférieur, figure (5.45). Ce tourbillon se développe avant d'être entraîné, à son tour, dans le sillage : à ce moment, la portance est minimum. Tandis que ce tourbillon s'éloigne, un nouveau tourbillon, issu de la poche de décollement supérieure, se crée, figure (5.46).

→ Pour comprendre de façon plus précise l'évolution transitoire de la force de portance, il faut observer les distributions de pression sur les faces supérieures et inférieures de l'obstacle :

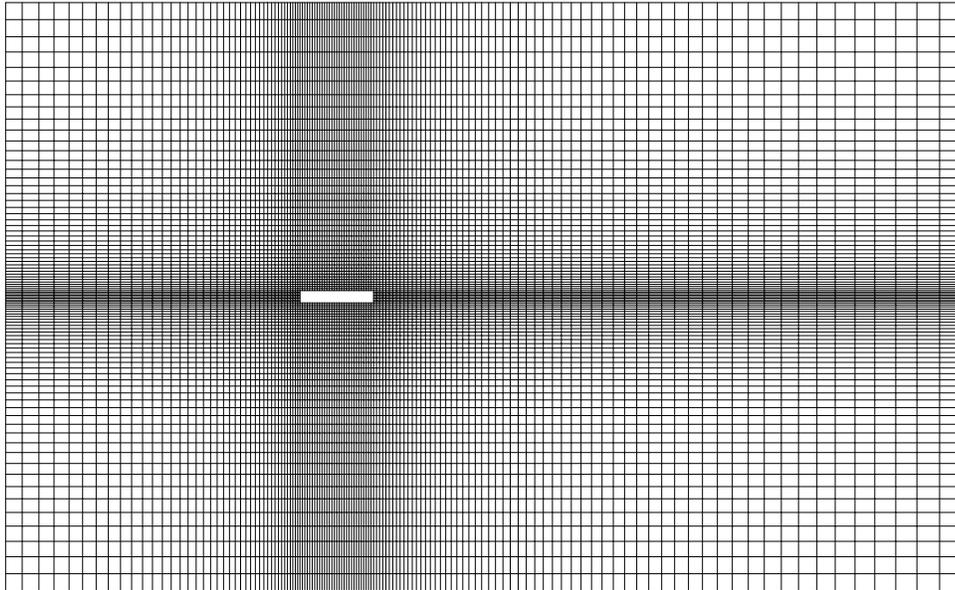
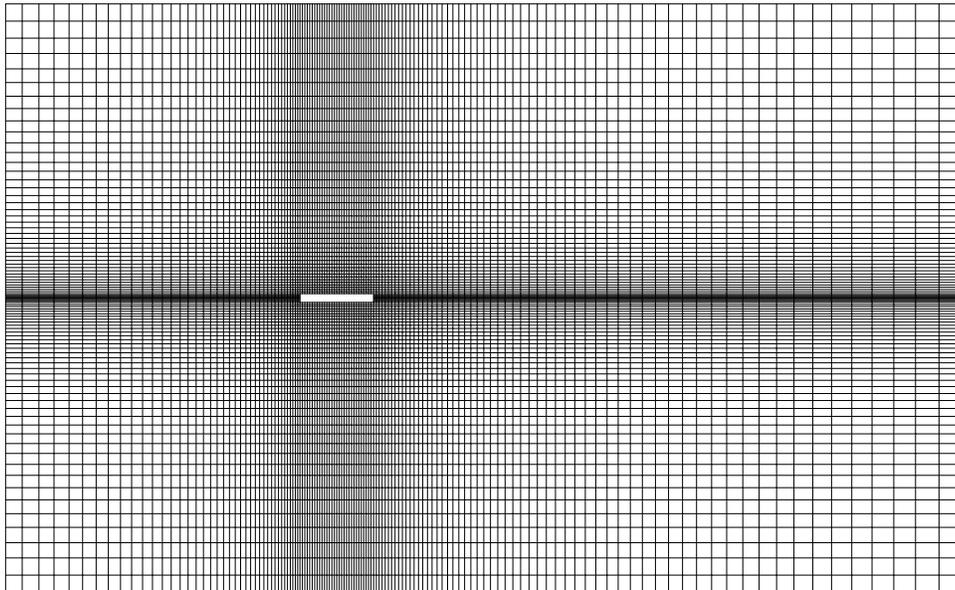
- En l'absence de rafale, figure (5.48), les poches de décollement supérieures et inférieures se développent simultanément, les distributions de pression sont symétriques et la portance est nulle.

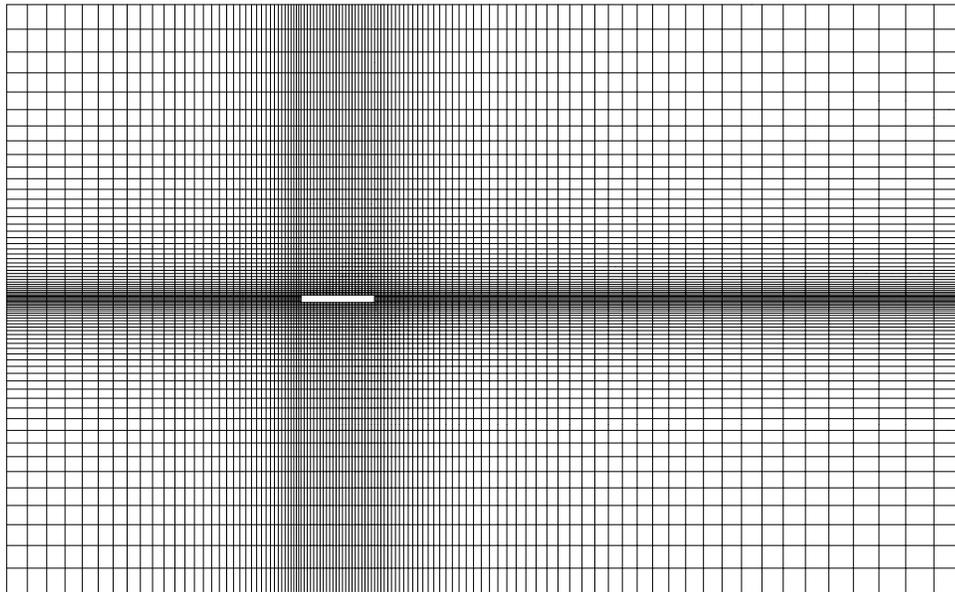
- Avec une rafale, figure (5.49), l'écoulement perd sa symétrie, la poche supérieure se développe, la dépression supérieure se creuse (flèches s'éloignant du profil) : la portance augmente. Cette dernière atteint son maximum, figure (5.50), lors de la jonction entre la poche de décollement et la zone de recirculation : à ce moment, la poche recouvre la totalité de la face supérieure. Ensuite, un tourbillon se détache, la dépression supérieure diminue, figure (5.51), alors que la poche inférieure gagne de l'intensité, figure (5.51), la portance chute.

- Une fois cette période transitoire passée, la répartition de pression dans les zones décollées est sensiblement constante (on retrouve ici un résultat bien connu) et la pression ne varie qu'au voisinage du bord de fuite, où se forment les tourbillons. Aussi, l'importance relative des poches de décollement détermine la valeur moyenne de la force de portance : plus la poche inférieure est importante, moins cette valeur est élevée.

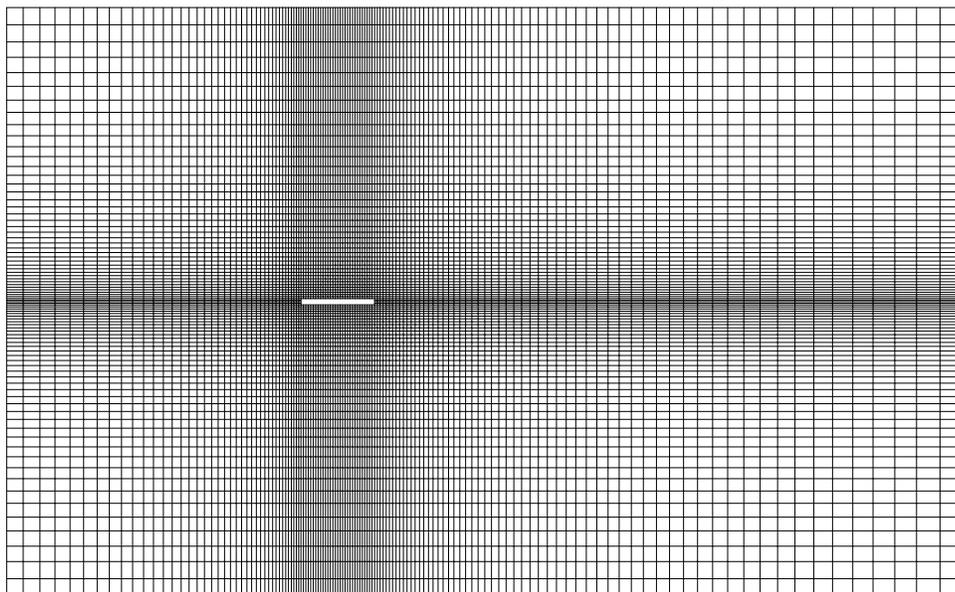
→ Dans le cas des structures profilées, l'écoulement reste attaché, alors que dans le cas des structures non profilées, les perturbations induites au niveau du bord d'attaque se propagent le long de la section et modifient les efforts aérodynamiques. Notons que pour les structures à section rectangulaire, plus l'épaisseur relative est élevée, plus ces perturbations sont importantes.

D'après ces résultats, nous voyons que *la forme des fonctions indicielles (ou des fonctions d'admittance modifiées) de structures non profilées, dépend explicitement de la création de poches de décollement et de la présence de grosses structures tourbillonnaires dans le sillage des obstacles*. Il nous reste maintenant à étudier le cas des tabliers de pont.

FIG. 5.16 – *Domaine de calcul, $\frac{H}{C} = 0,16$* FIG. 5.17 – *Domaine de calcul, $\frac{H}{C} = 0,12$*



GIBI FECIT

FIG. 5.18 – *Domaine de calcul, $\frac{H}{C} = 0,10$* FIG. 5.19 – *Domaine de calcul, $\frac{H}{C} = 0,0833$*

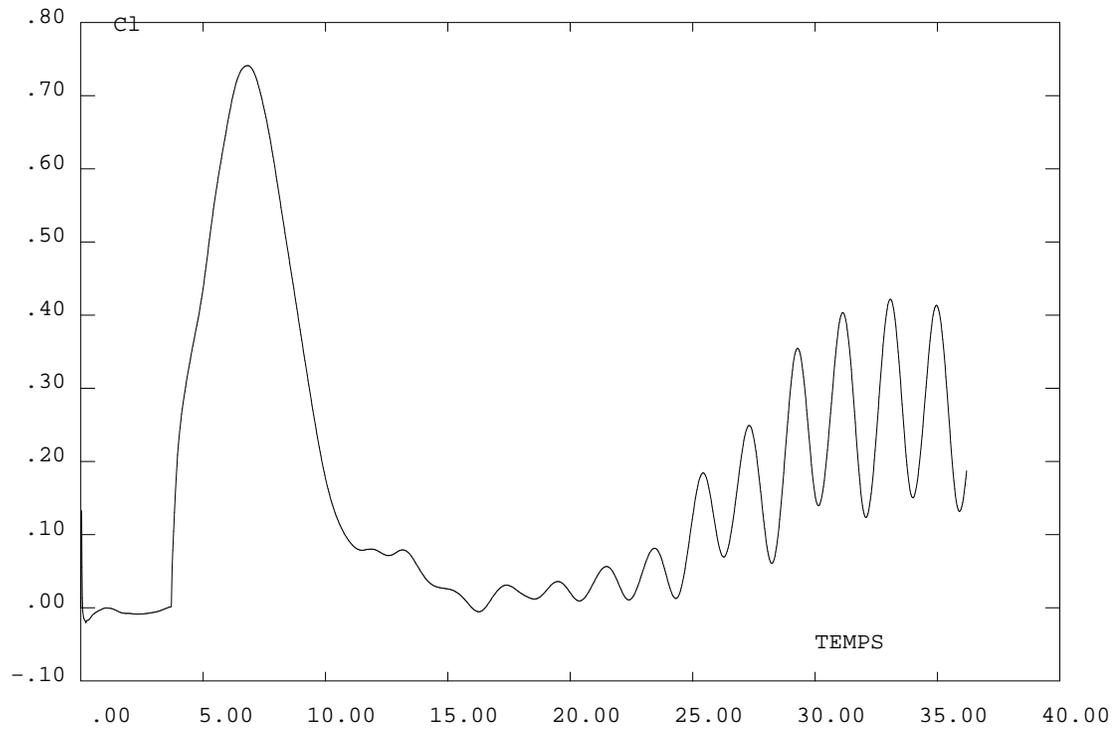


FIG. 5.20 – Evolution du coefficient de portance pour $\frac{H}{C} = 0,16$

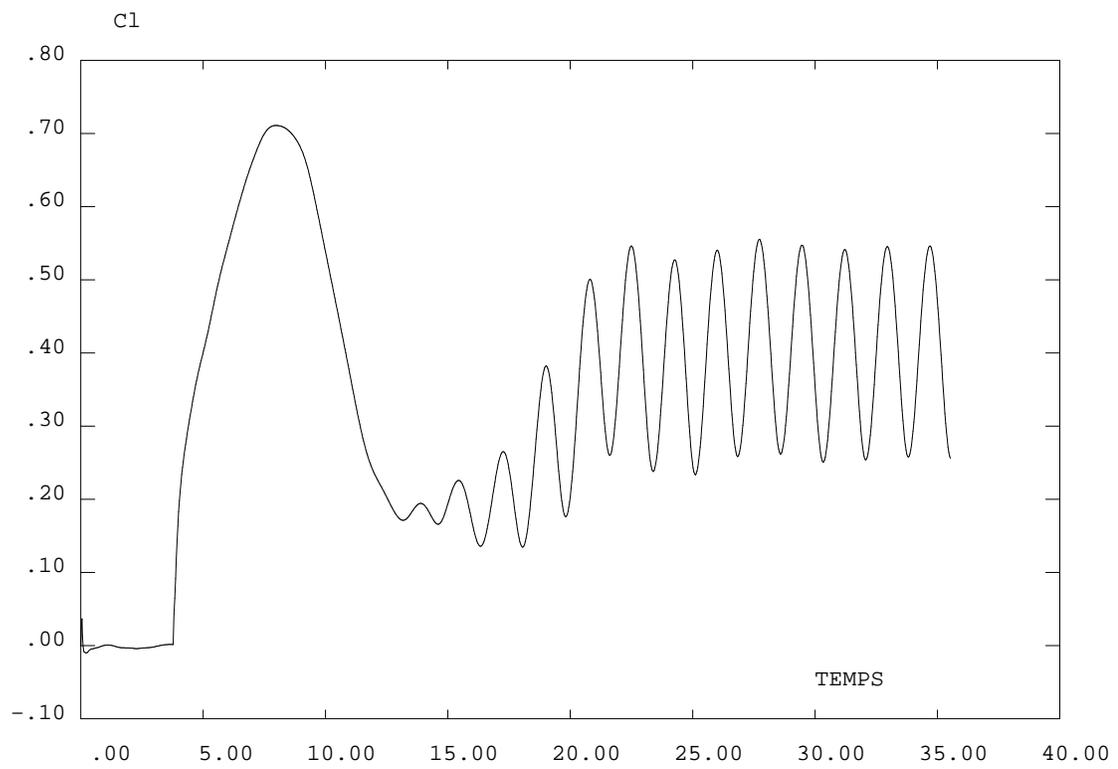


FIG. 5.21 – Evolution du coefficient de portance pour $\frac{H}{C} = 0,012$

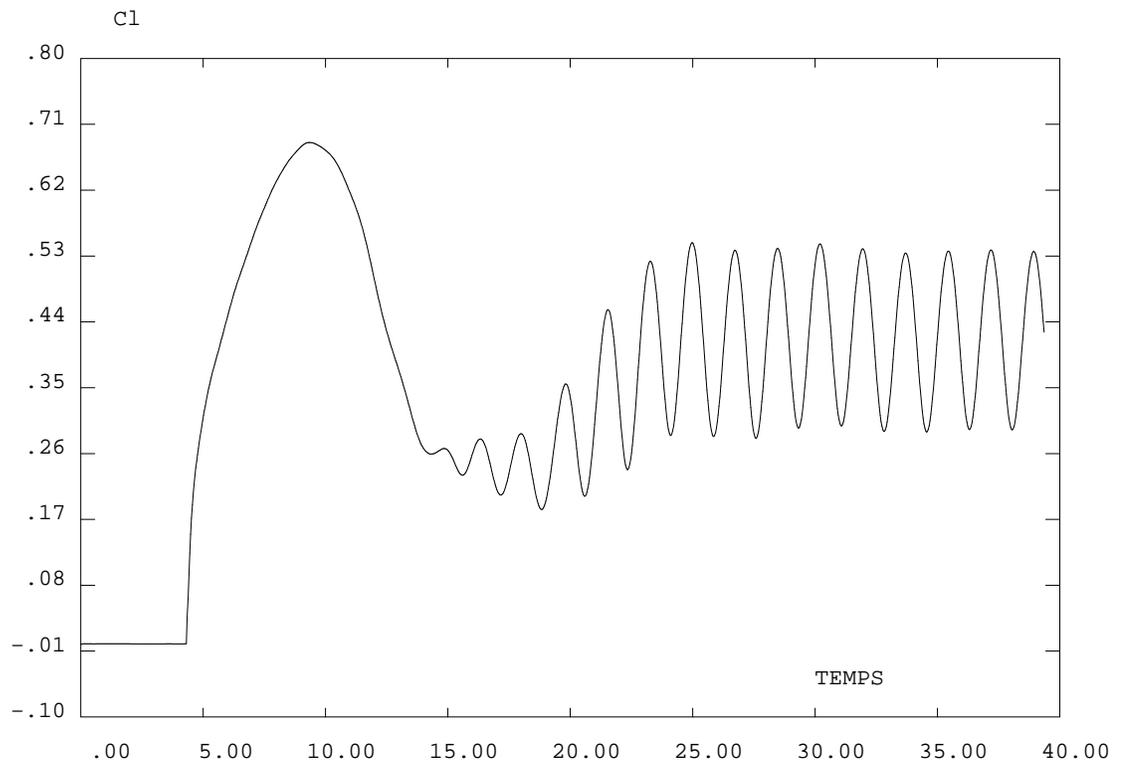


FIG. 5.22 – Evolution du coefficient de portance pour $\frac{H}{C} = 0,10$

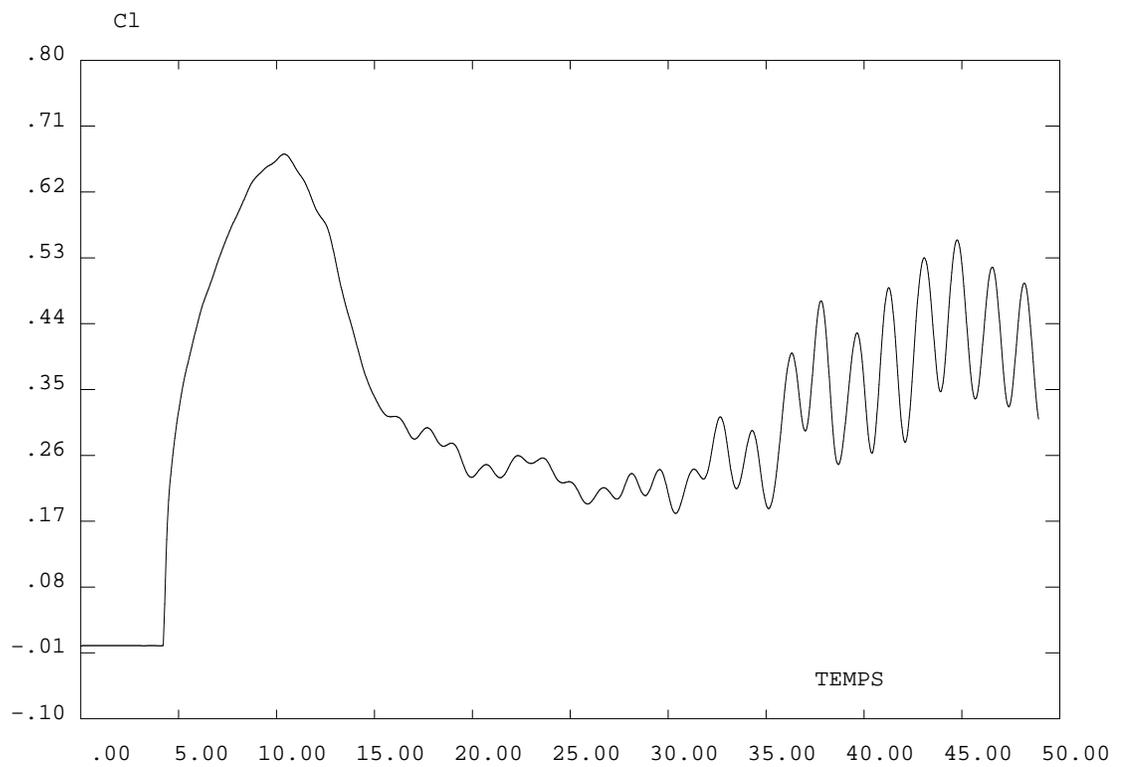


FIG. 5.23 – Evolution du coefficient de portance pour $\frac{H}{C} = 0,0833$

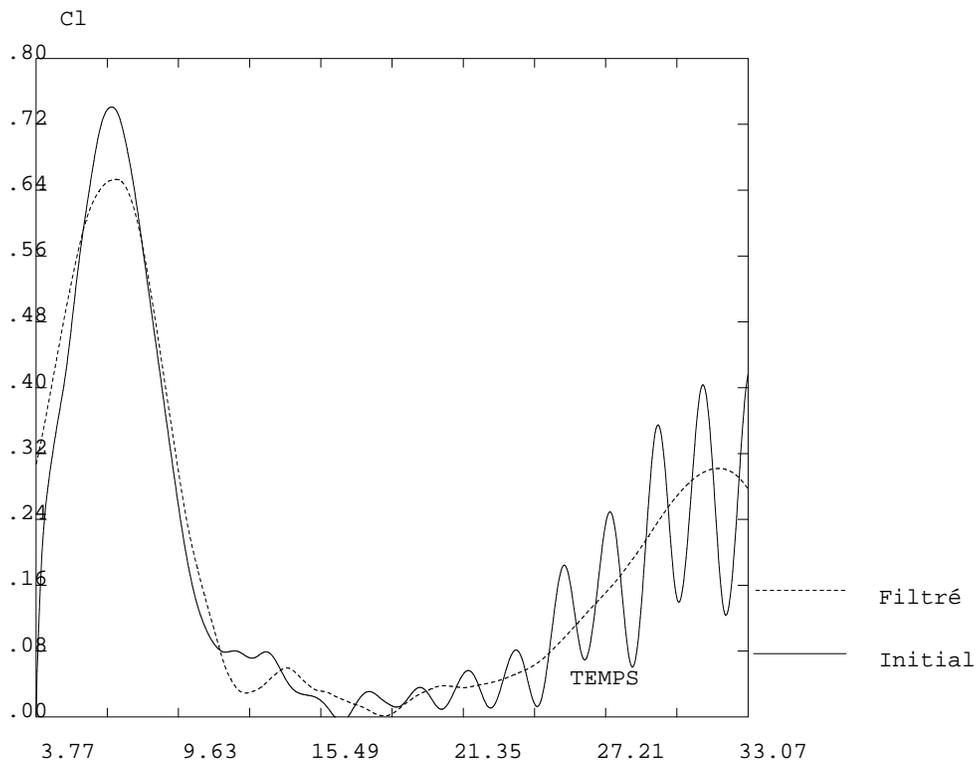


FIG. 5.24 – Régime transitoire filtré pour $\frac{H}{C} = 0,16$

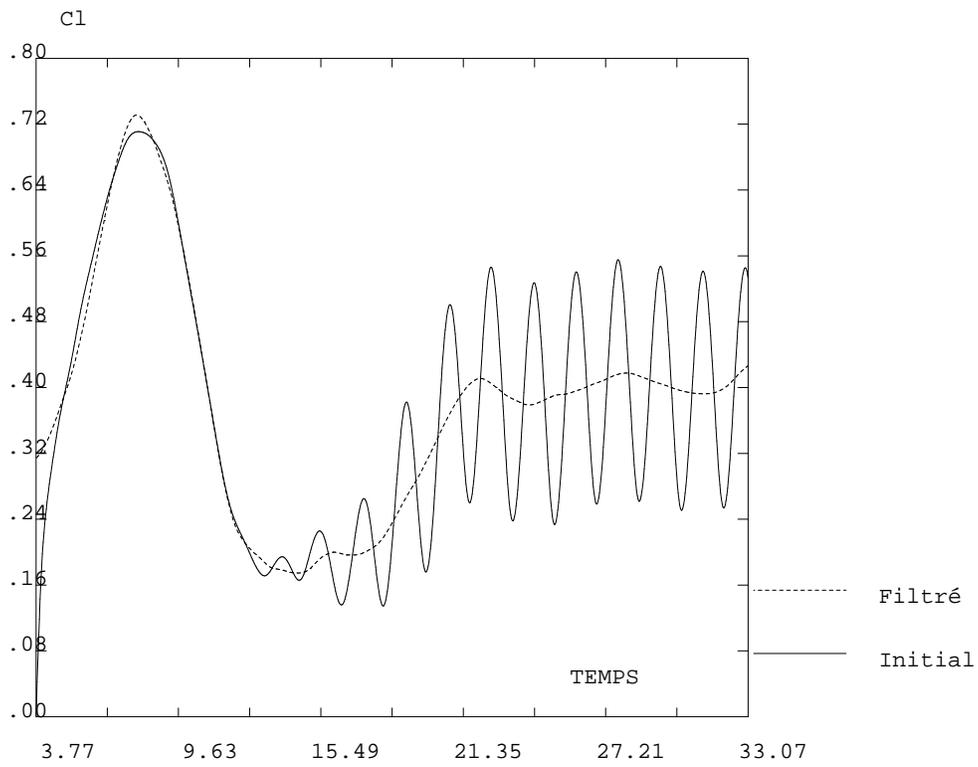


FIG. 5.25 – Régime transitoire filtré pour $\frac{H}{C} = 0,012$

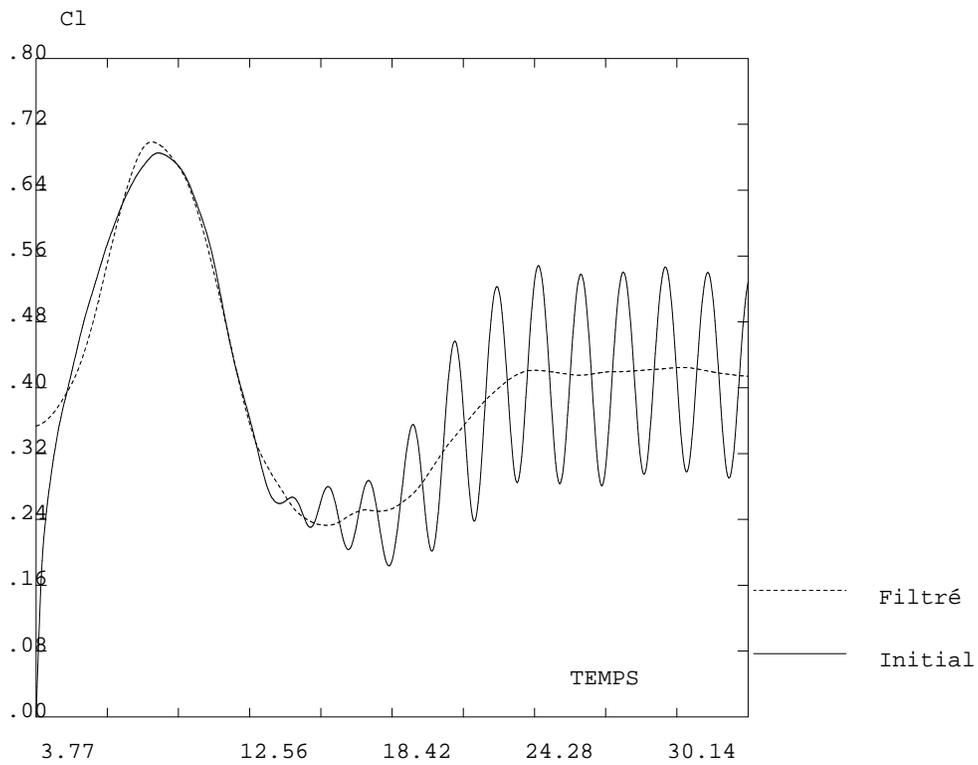


FIG. 5.26 – Régime transitoire filtré pour $\frac{H}{C} = 0,10$

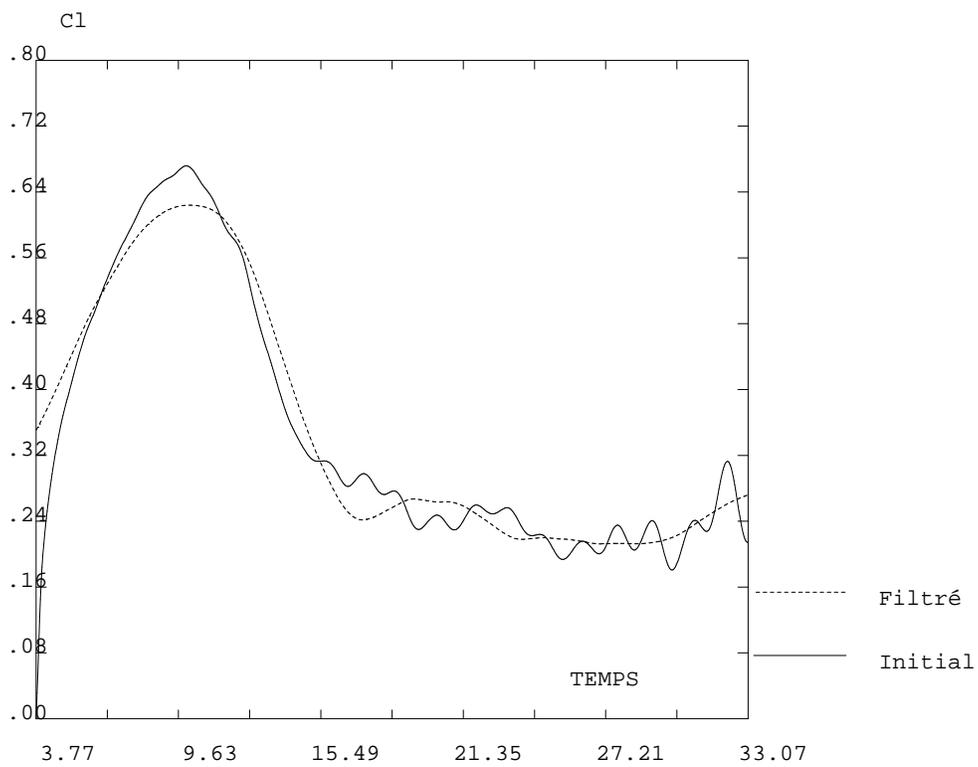


FIG. 5.27 – Régime transitoire filtré pour $\frac{H}{C} = 0,0833$

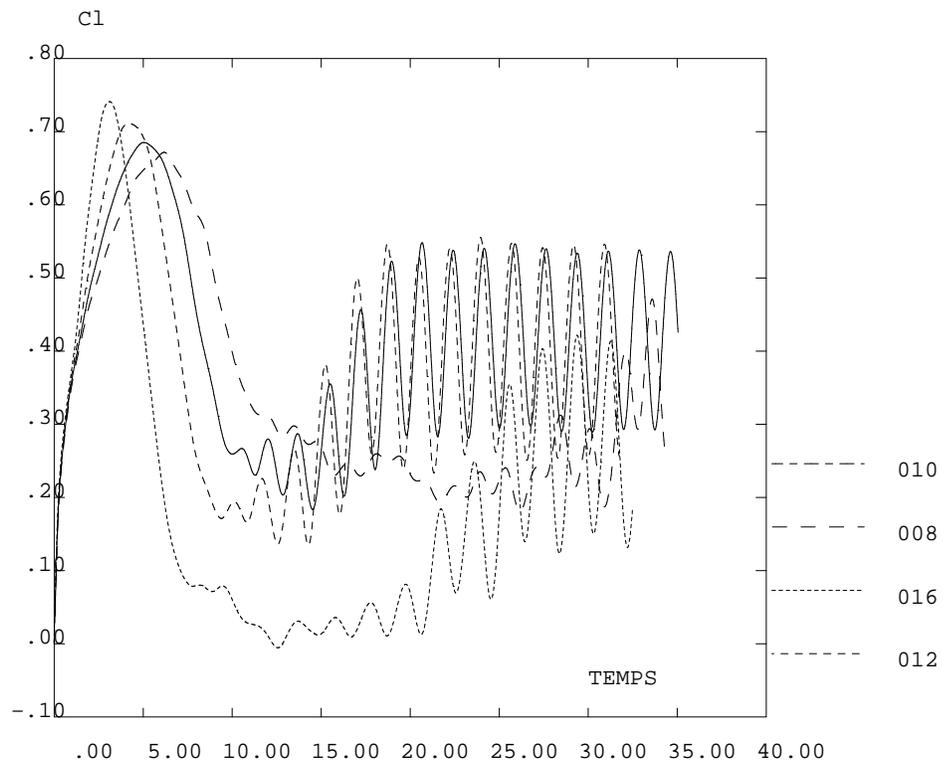


FIG. 5.28 – Coefficients de portance, comparaison

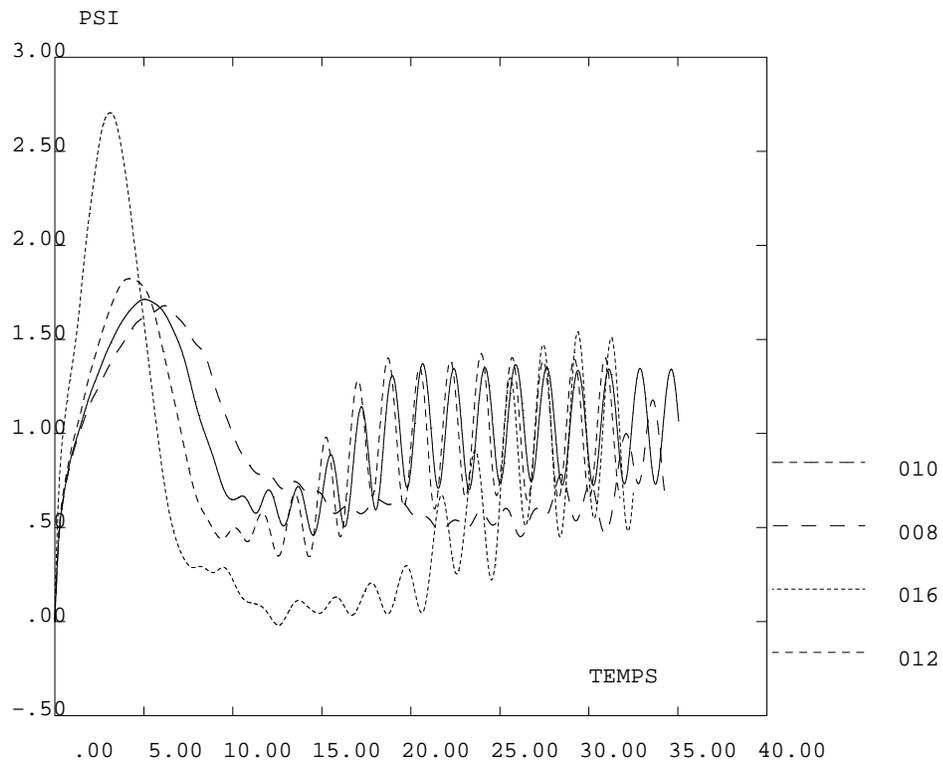


FIG. 5.29 – Fonctions indicielles de l'effet rafale, comparaison

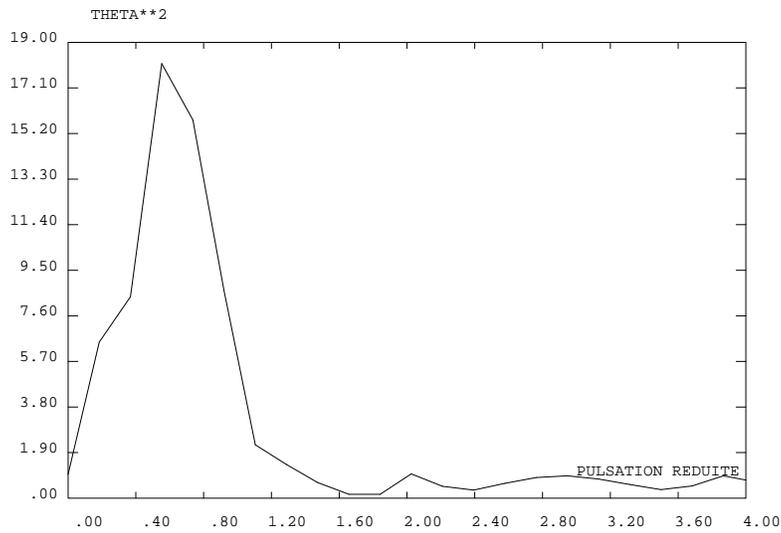


FIG. 5.30 – Admittance modifiée pour $\frac{H}{C} = 0,16$

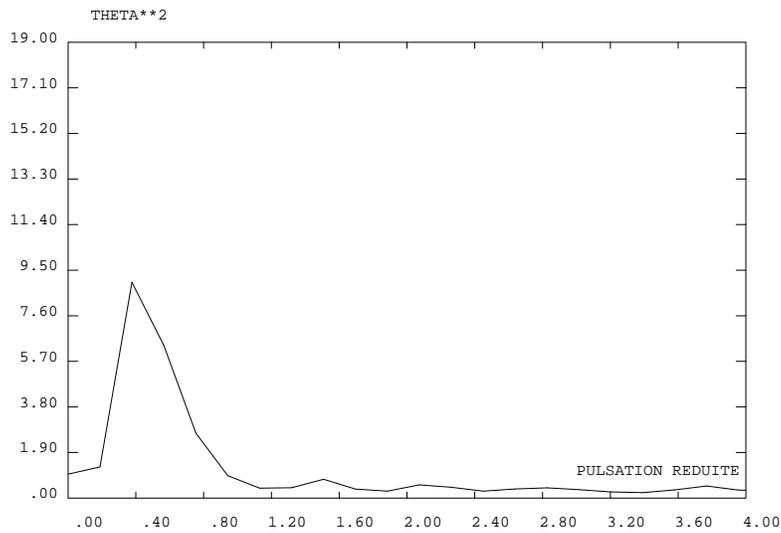


FIG. 5.31 – Admittance modifiée pour $\frac{H}{C} = 0,12$

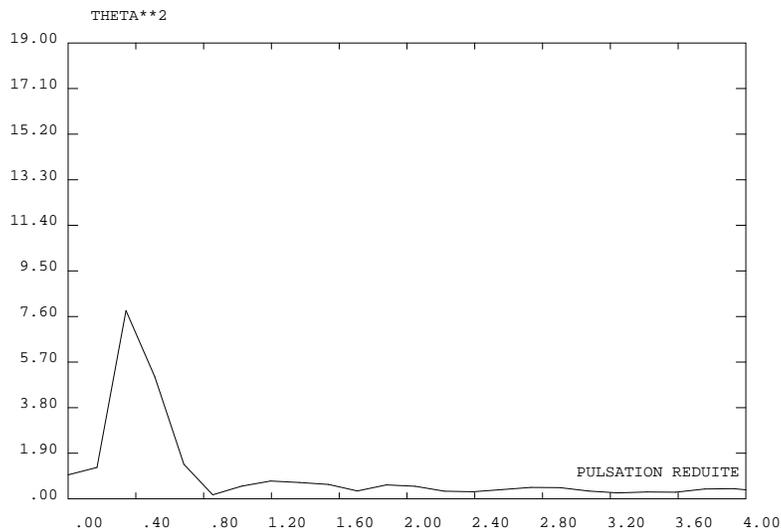


FIG. 5.32 – Admittance modifiée pour $\frac{H}{C} = 0,10$

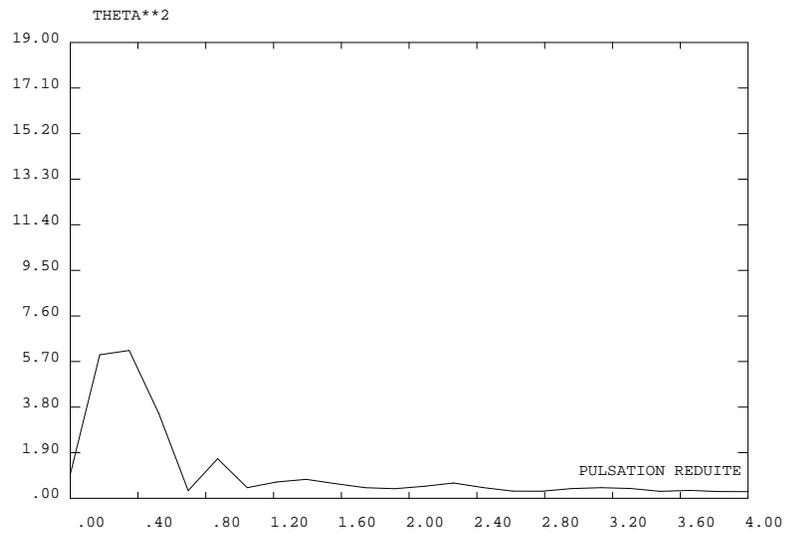


FIG. 5.33 – Admittance modifiée pour $\frac{H}{C} = 0,08$

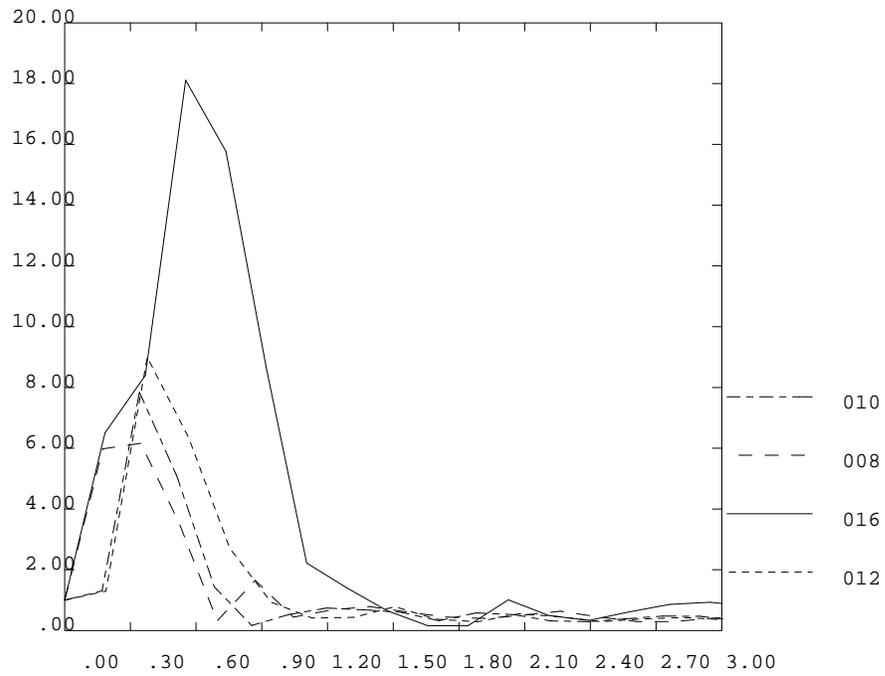


FIG. 5.34 – Fonctions d'admittance modifiées, comparaison

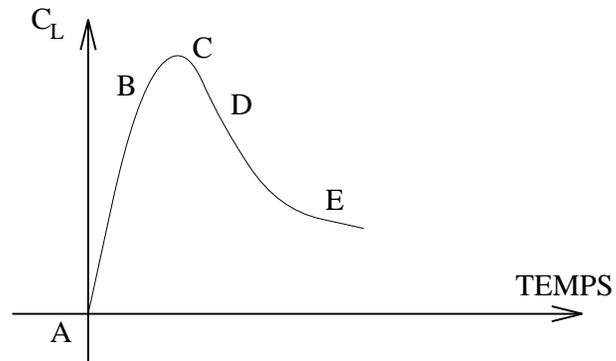


FIG. 5.35 – Localisation des figures vis à vis de l'évolution transitoire de la portance

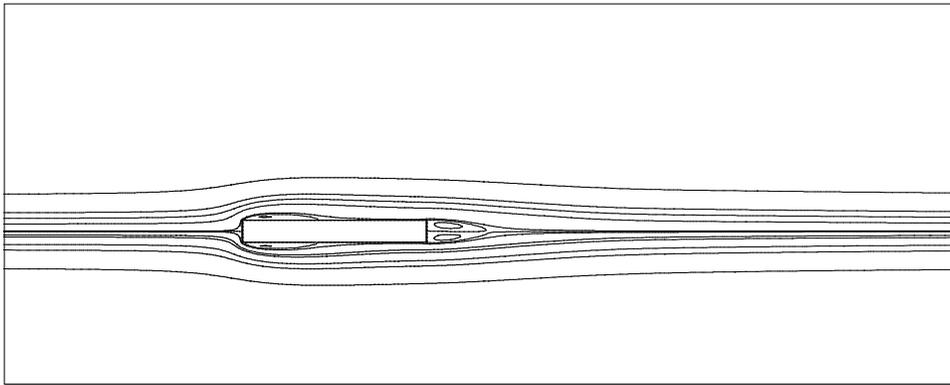


FIG. 5.36 – (A) Lignes de courant pour $\frac{H}{C} = 0,12$

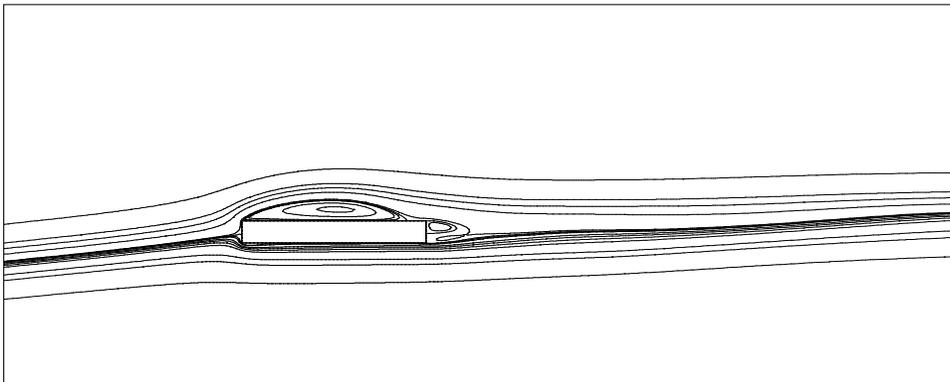
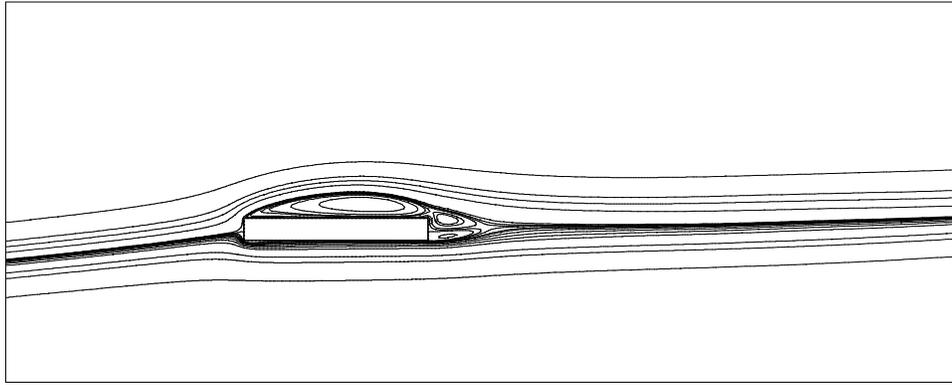
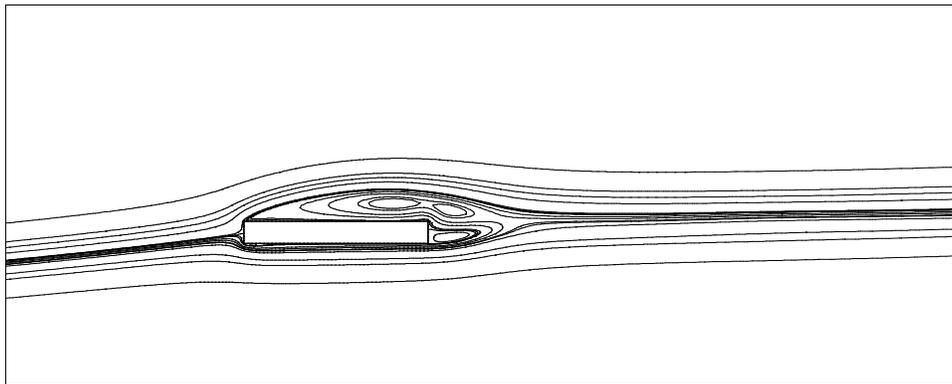
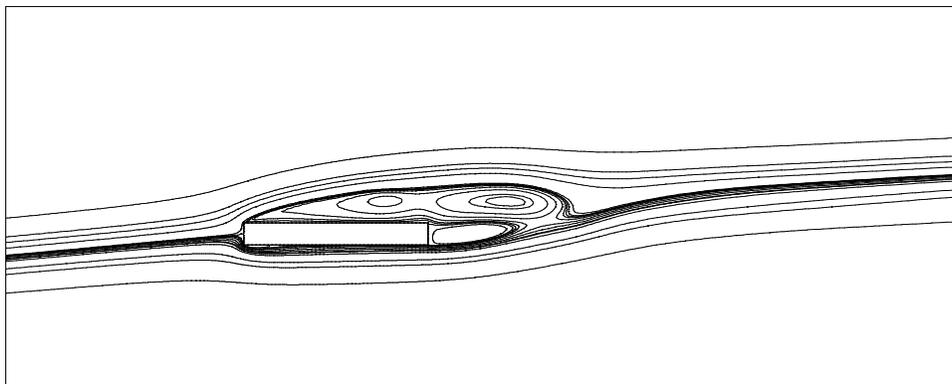


FIG. 5.37 – (B) Lignes de courant pour $\frac{H}{C} = 0,12$

FIG. 5.38 – (C) Lignes de courant pour $\frac{H}{C} = 0,12$ FIG. 5.39 – (D) Lignes de courant pour $\frac{H}{C} = 0,12$ FIG. 5.40 – (E) Lignes de courant pour $\frac{H}{C} = 0,12$

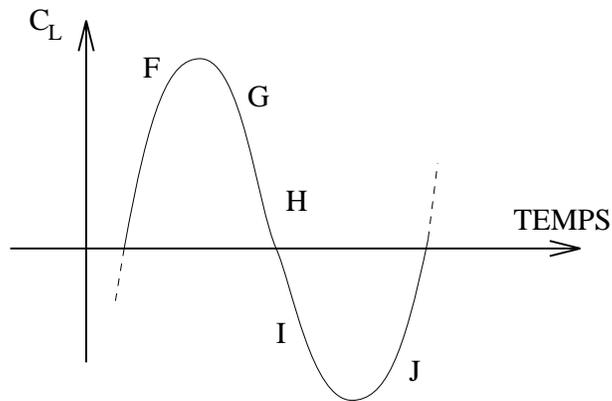


FIG. 5.41 – Localisation des figures vis à vis de l'évolution périodique de la portance

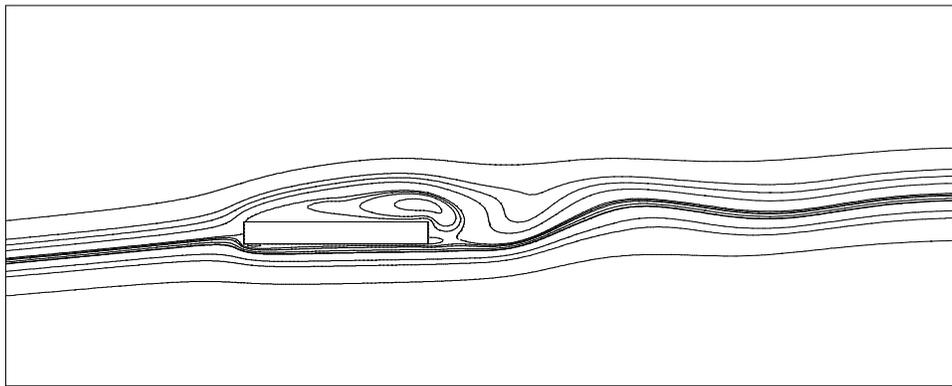


FIG. 5.42 – (F) Lignes de courant pour $\frac{H}{C} = 0,12$

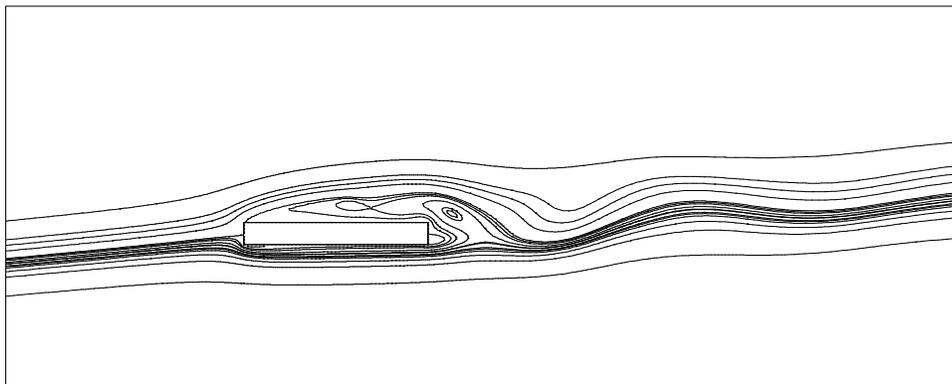
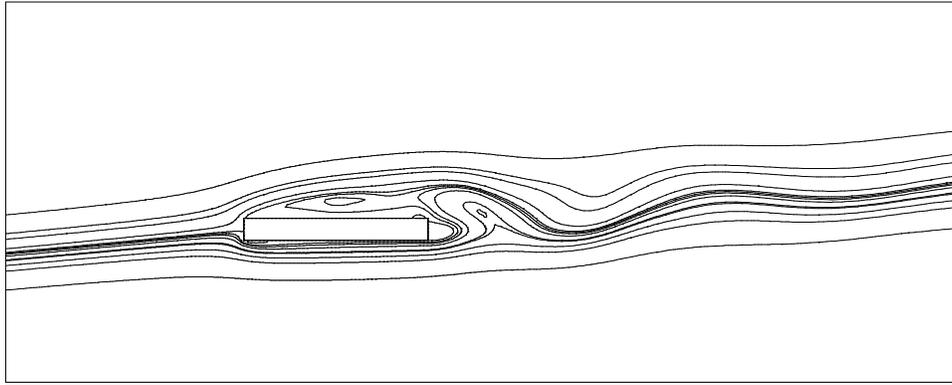
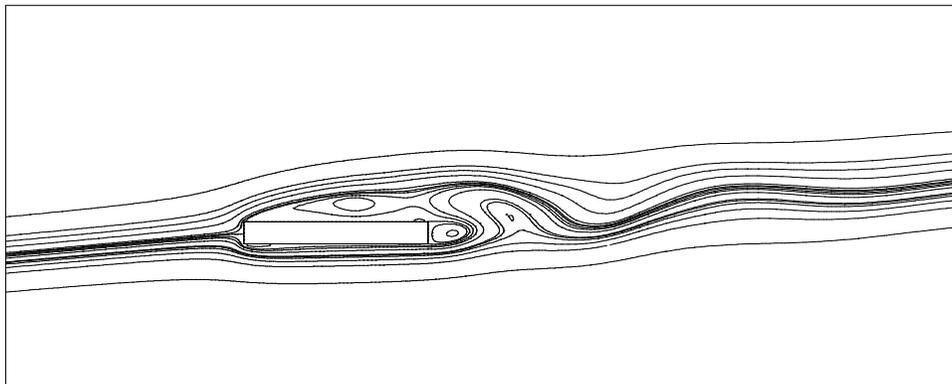
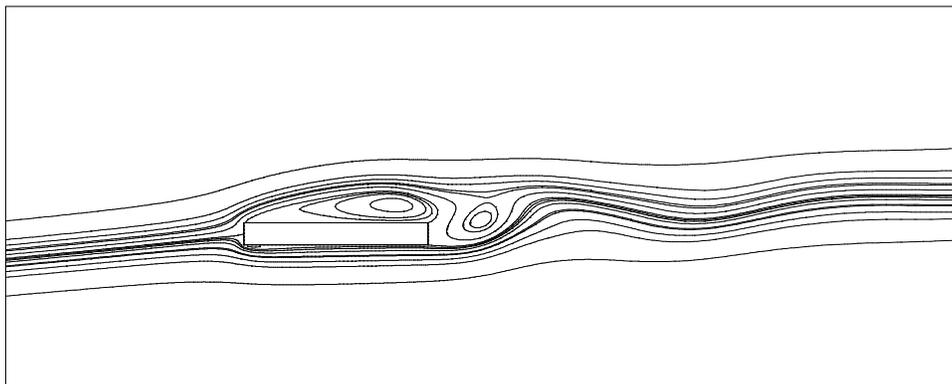


FIG. 5.43 – (G) Lignes de courant pour $\frac{H}{C} = 0,12$

FIG. 5.44 – (H) Lignes de courant pour $\frac{H}{C} = 0,12$ FIG. 5.45 – (I) Lignes de courant pour $\frac{H}{C} = 0,12$ FIG. 5.46 – (J) Lignes de courant pour $\frac{H}{C} = 0,12$

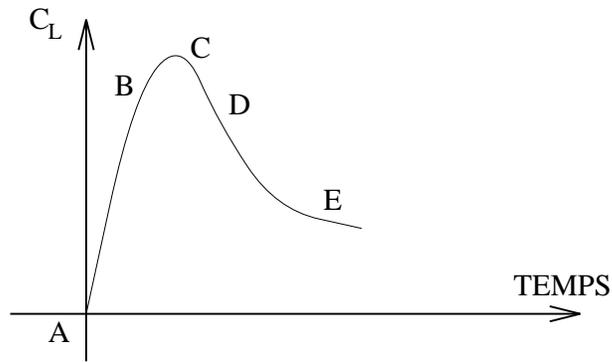


FIG. 5.47 – Localisation des figures vis à vis de l'évolution transitoire de la portance

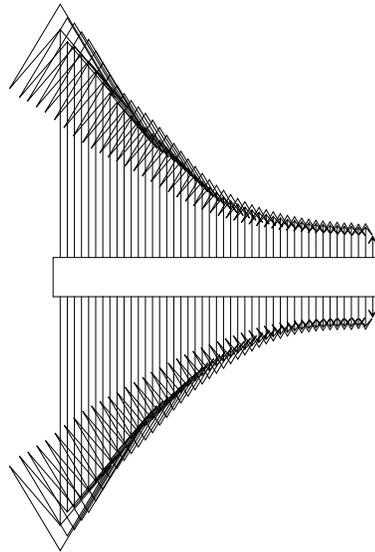


FIG. 5.48 – (A) Champ de pression pour $\frac{H}{C} = 0,12$

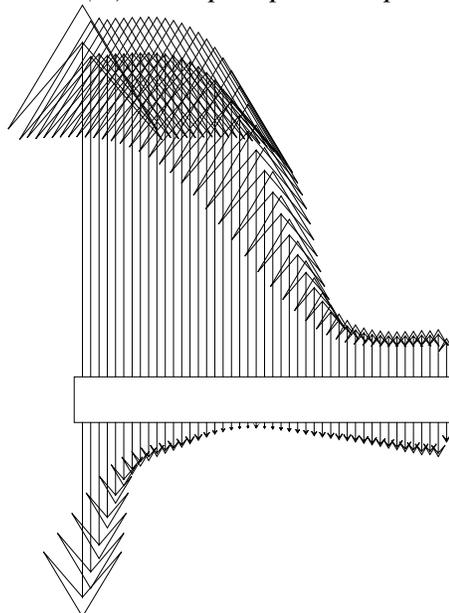


FIG. 5.49 – (B) Champ de pression pour $\frac{H}{C} = 0,12$

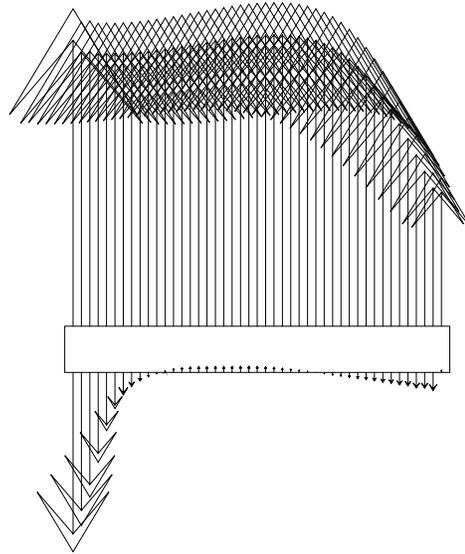


FIG. 5.50 – (C) *Champ de pression pour $\frac{H}{C} = 0,12$*

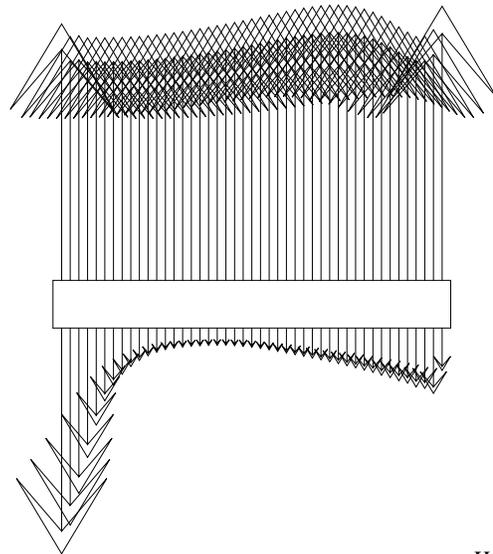


FIG. 5.51 – (D) *Champ de pression pour $\frac{H}{C} = 0,12$*

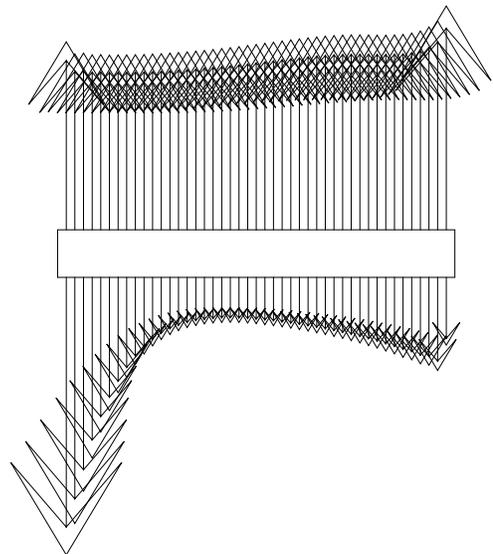


FIG. 5.52 – (E) *Champ de pression pour $\frac{H}{C} = 0,12$*

5.7 Application à des tabliers de pont

Après avoir analysé le comportement d'un corps parfaitement profilé (une aile d'avion) et celui de corps non profilés (sections rectangulaires), nous étudions dans ce paragraphe deux sections de tablier de pont. La première représente la partie centrale du tablier du pont de Normandie, la seconde est une section de référence, possédant une forme relativement proche du tablier du pont suspendu de Høga Kusten [Larose et al. (1997)]. Ces deux tabliers ont une section fermée, en forme de caisson, qui leur confère une rigidité suffisante en torsion. Leur profil aérodynamique, étudié pour réduire au maximum les forces excitatrices du vent, est caractéristique des ponts modernes.

5.7.1 Sections étudiées

La travée centrale du Pont de Normandie, représentée figure (5.53), est un caisson métallique de 3m de haut et de 23m de large une fois la corniche mise en place [Virlogeux et al. (1994)]. La seconde section, représentée figure (5.55), a une forme similaire mais possède des avant-becs triangulaires, étudiés pour partager l'écoulement de l'air [Larsen et Walther (1998)]. Les épaisseurs relatives de ces sections sont données dans le tableau suivant.

	Pont de Normandie	Seconde Section
$\frac{H}{C}$	0,13	0,14

5.7.2 Les calculs

Domaines de calcul

Les domaines de calcul, composés d'éléments de type QUA8, sont présentés sur les figures (5.54) et (5.56). Nous avons conservé les dimensions utilisées pour les calculs précédents.

Les équations

La modélisation et les traitements numériques sont identiques aux cas précédents. Les équations sont résolues sans dimension. Les variables sont adimensionnées par rapport à la longueur de la section et par rapport à la vitesse de référence, U_0 , prise en amont du domaine.

Paramètres des calculs

Les mêmes paramètres que pour les calculs précédents ont été utilisés :

- Les écoulements sont pleinement turbulents, $Re = 8.10^6$.
- Les conditions initiales sont fixées par un calcul préalable, sans rafale.
- Les conditions aux limites sont celles du tableau (5.1).

- Une fois un régime permanent atteint, une rafale uniforme est modélisée en portant brusquement la valeur de la vitesse verticale incidente de la valeur zéro à la valeur $\frac{u_{z0}}{U_0} = 0,0875$.

5.7.3 Résultats et analyses

En observant les lignes de courant, représentées sur les figures (5.57) à (5.60), on remarque que de petites zones de décollement se forment au niveau des faces supérieures des deux sections. En présence de rafales, ces zones se développent mais ne recouvrent pas la totalité des faces supérieures. On remarque également deux zones de recirculation à l'arrière de la seconde section.

→ Dans les deux cas, l'allure générale des écoulements se trouve peu perturbée par les rafales uniformes.

Les évolutions transitoires de la portance des deux sections sont présentées sur les courbes (5.61) et (5.62). Notons que dans le cas du pont de Normandie, la portance avant la rafale est négative. En effet, cette section a été étudiée pour que le trajet des lignes de courant passant en dessous soit allongé. Ainsi, en cas de vent fort, la portance "plaque" le tablier vers le bas et la tension des haubans qui en résulte tend à rigidifier l'ouvrage.

- Pendant la période transitoire, avant d'atteindre la valeur établie, la portance passe par un maximum.
- Le dépassement indiciel est faible et on observe de légères oscillations, dues à un détachement tourbillonnaire. Ce phénomène est plus marqué pour la seconde section.

Aussi, par mesure de précaution, pour calculer la transformée de Fourier du transitoire, nous avons filtré les résultats. Les fonctions indicielles obtenues sont représentées sur la figure (5.63), les admittances sur la figure (5.64).

- Pour le pont de Normandie, l'admittance présente un pic au niveau des basses fréquences puis décroît pour atteindre une valeur constante, légèrement inférieure à l'unité.
- Pour la seconde section, après être passée par un maximum, la fonction décroît d'une façon similaire à la fonction de Sears.
- Dans les deux cas, les admittances restent supérieures à la fonction de Sears.
- Notons que l'on observe quelques oscillations dues aux phénomènes de Gibbs évoqués au paragraphe 5.4.3.

Aux vues des résultats obtenus sur les sections rectangulaires, la faible extension des zones de décollement explique le faible dépassement indiciel et la forme des fonctions d'admittance.

Le comportement des sections de tablier de pont est différent de celui des ailes d'avion, sans pour autant correspondre à celui des sections rectangulaires :

- les portances passent par un maximum avant d'atteindre leur valeur définitive, mais les dépassements indiciels sont peu élevés.

- les fonctions d'admittance sont supérieures à la fonction de Sears, mais les pics de résonance restent faibles.

Ce comportement est caractéristique d'une faible signature turbulente. Dans ce cas, l'approche quasi-statique peut être utilisée. Cependant, les résultats montrent que la fonction de Sears sous-estime l'admittance. Aussi, la valeur unité semble mieux adaptée.

En résumé

En calculant les fonctions indicielles de l'effet rafale de différents types de section, nous avons mis en évidence plusieurs comportements, représentés sur la figure (5.65).

- Dans le cas d'une aile d'avion :

- La portance évolue d'une valeur établie à une autre sans dépasser la valeur finale.
- La fonction d'admittance décroît lorsque la fréquence réduite augmente.

- Dans le cas de section rectangulaire :

- Pendant la période transitoire, la portance atteint une valeur de pointe (overshoot), puis chute brusquement, passe par un minimum, avant d'atteindre la valeur établie.
- Les fonctions d'admittance présentent un pic de résonance. Les fréquences de résonance sont liées aux durées des transitoires et les amplitudes sont proportionnelles aux dépassements indiciels.

- Dans le cas des tabliers de pont :

- la portance évolue d'une valeur établie à une autre en passant par un maximum, légèrement supérieur à la valeur définitive.
- La fonction d'admittance reste proche de l'unité ou décroît tout en restant supérieure à la fonction de Sears.

A partir de ces résultats, il est possible d'identifier la présence de signature turbulente et de déterminer les limitations de l'approche quasi-statique :

- L'absence de dépassement indiciel traduit l'absence de signature turbulente. Dans ce cas, l'approche quasi-statique est valable avec la fonction de Sears comme admittance.
- Tout dépassement indiciel traduit la présence de signature turbulente. Aussi, dès que l'on s'éloigne du cas idéal de l'aile, la fonction de Sears n'est plus valable. Pour les sections de pont aérodynamiquement profilées, pour lesquelles la signature turbulente reste faible, la valeur unité semble mieux adaptée.
- En présence de forts dépassements indiciels, les effets de la signature turbulente ne peuvent plus être ignorés. Dans ce cas, seule une approche globale permet de modéliser de façon "simple" les efforts aérodynamiques. Cette approche s'appuie sur l'utilisation des fonctions d'admittance modifiées telles que nous les avons calculées.

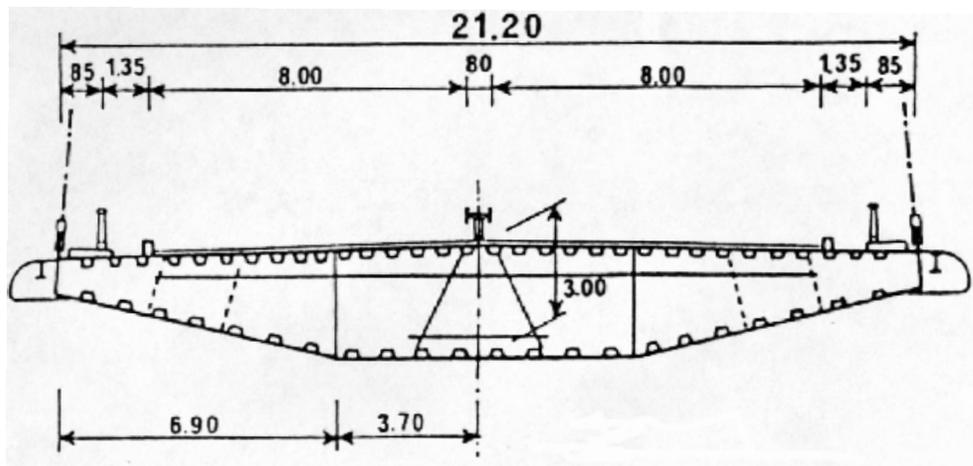


FIG. 5.53 – Section du pont de Normandie

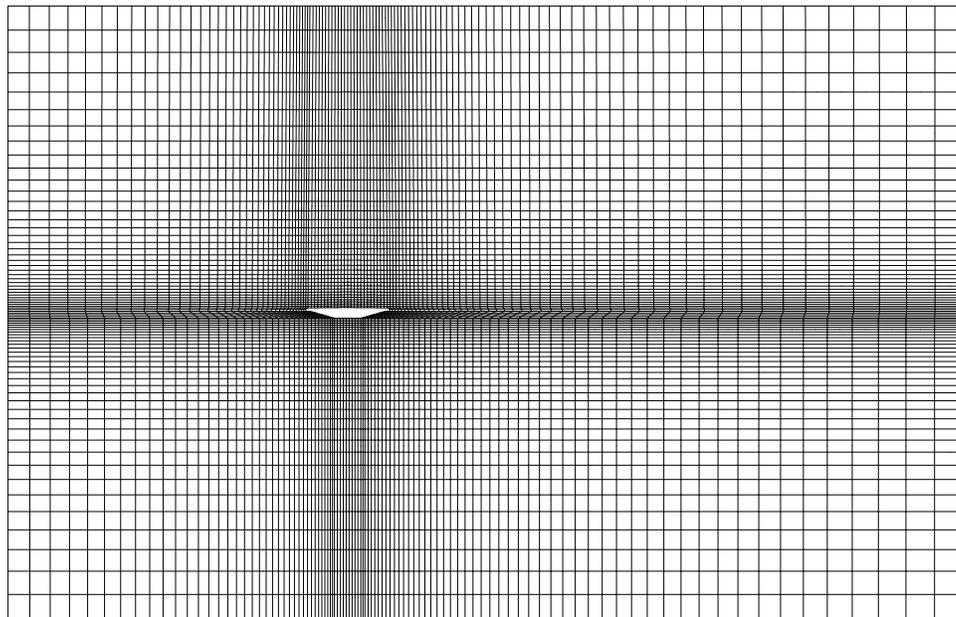
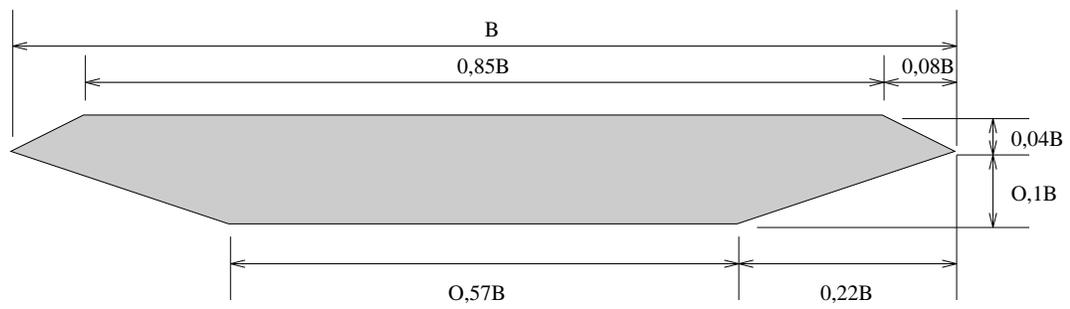
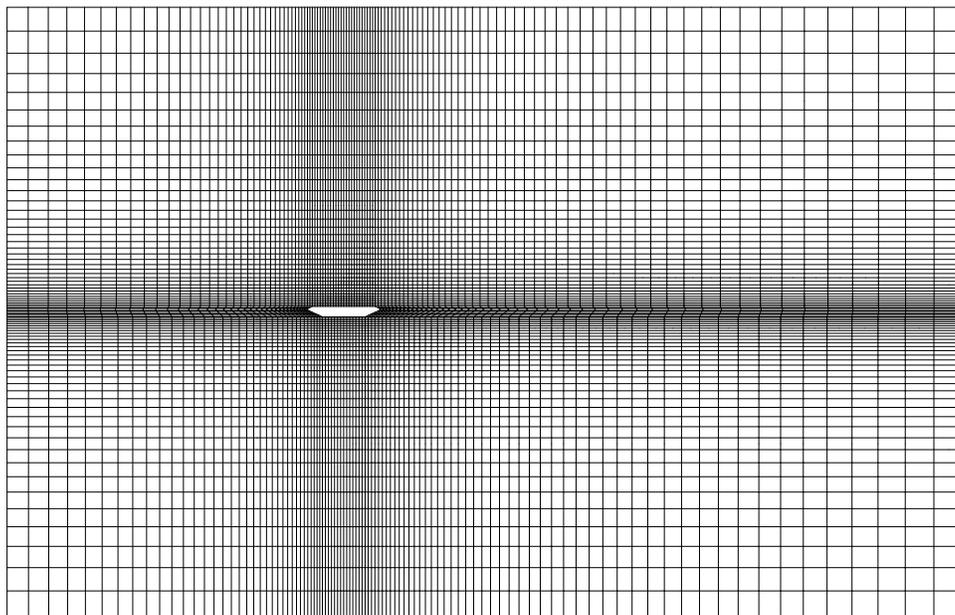


FIG. 5.54 – Domaine de calcul, pont de Normandie

FIG. 5.55 – *Seconde section*FIG. 5.56 – *Domaine de calcul, seconde section*

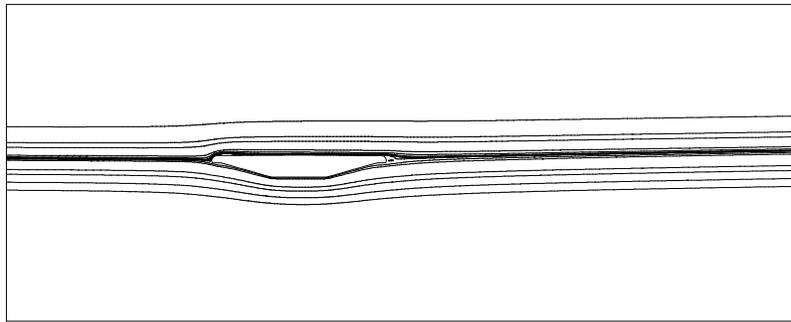


FIG. 5.57 – Pont de Normandie, régime établi avant rafale

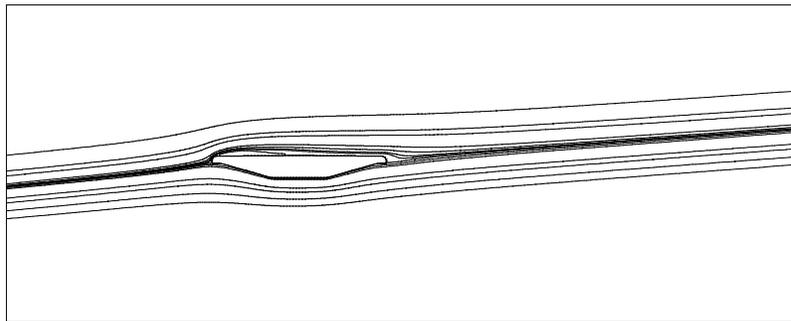


FIG. 5.58 – Pont de Normandie, régime établi après rafale

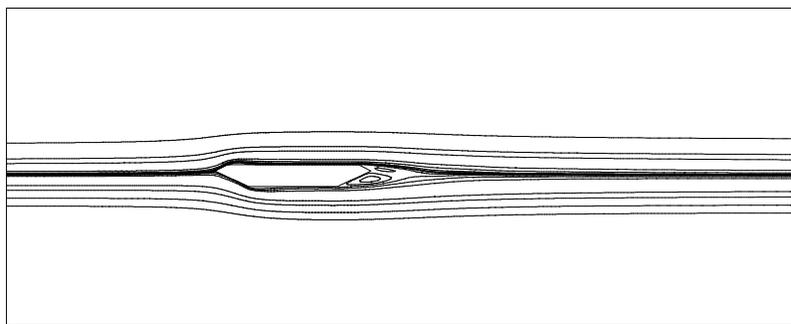


FIG. 5.59 – Seconde section, régime établi avant rafale

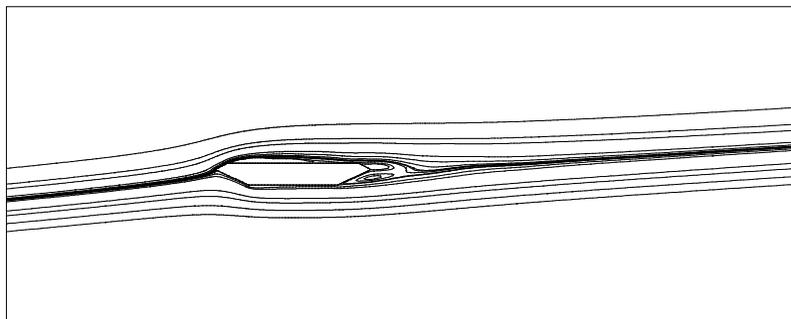


FIG. 5.60 – Seconde section, régime établi après rafale

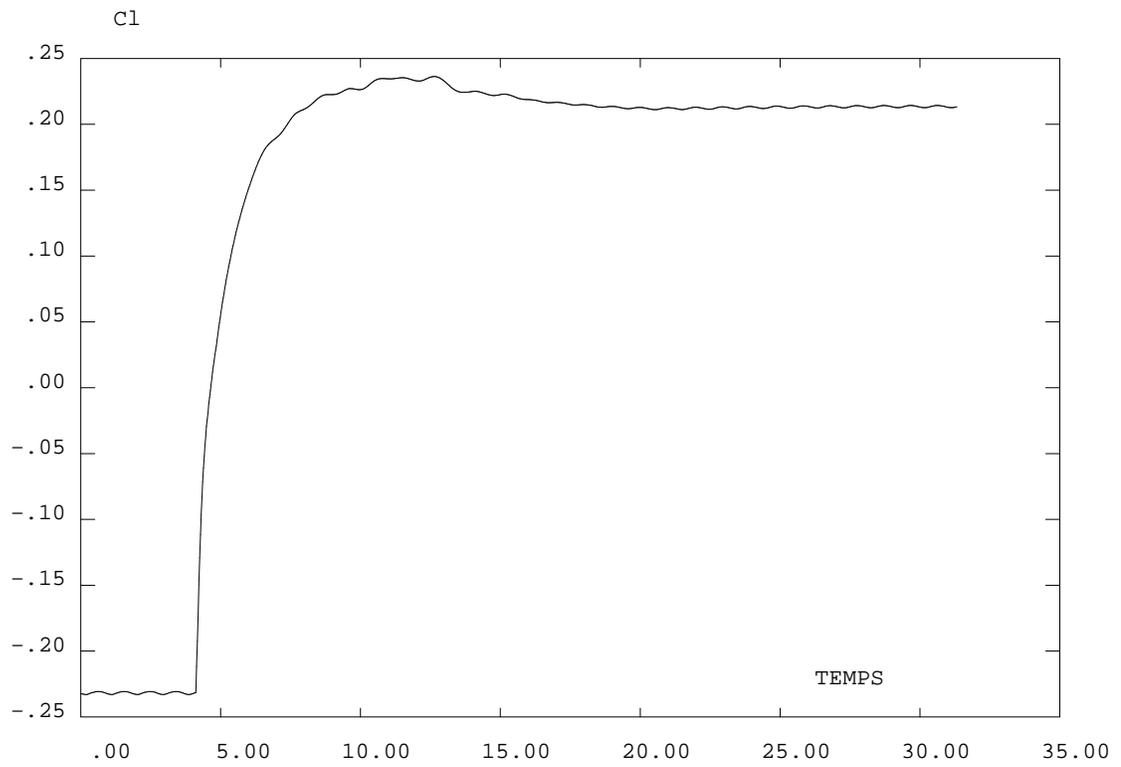


FIG. 5.61 – Evolution du coefficient de portance pour le pont de Normandie

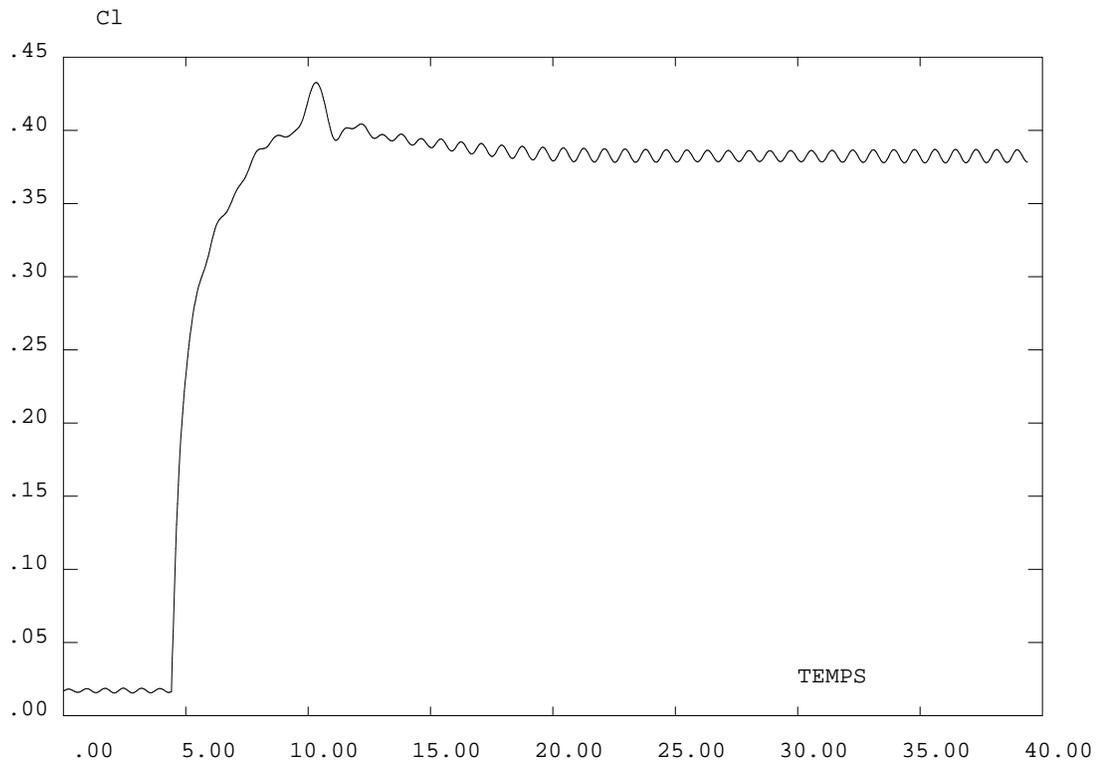


FIG. 5.62 – Evolution du coefficient de portance pour la seconde section

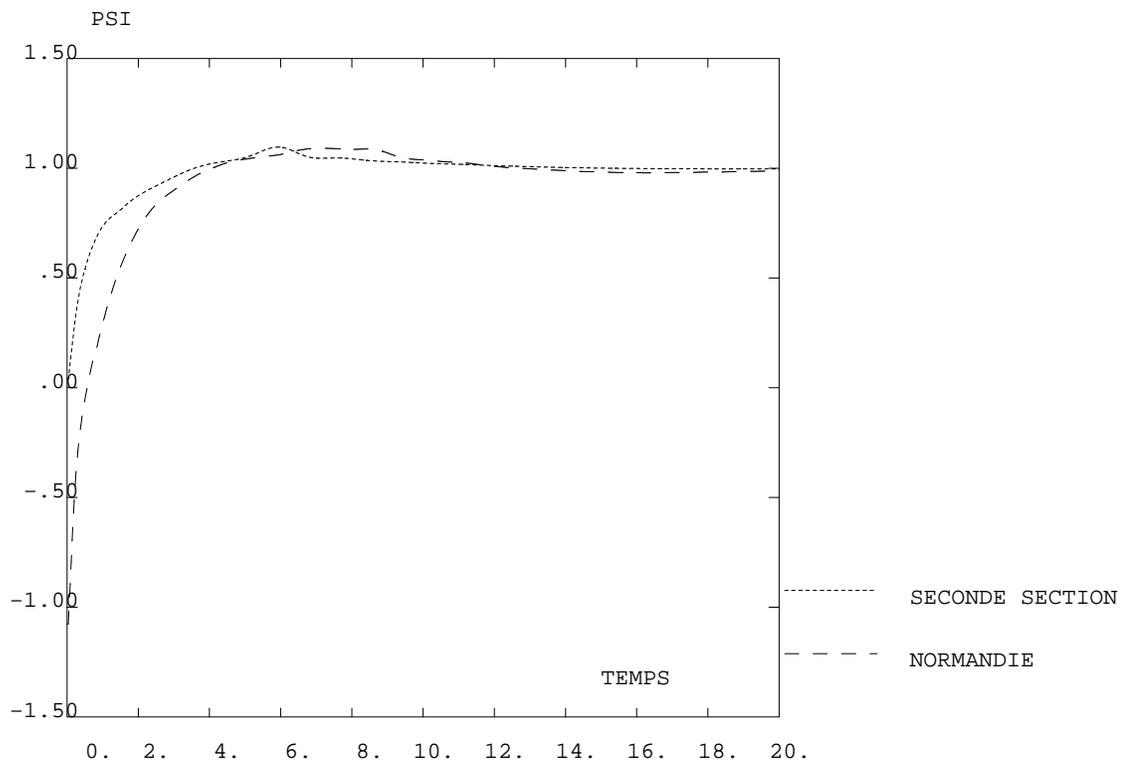


FIG. 5.63 – Fonctions indicielles des tabliers de pont

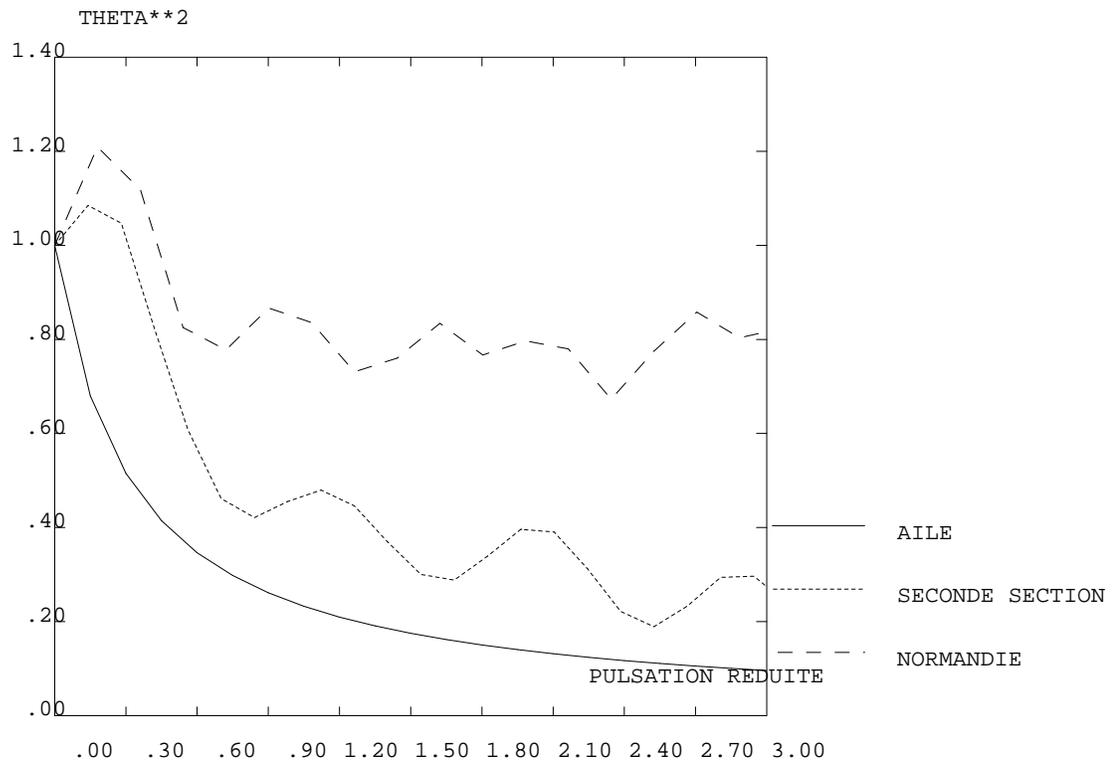


FIG. 5.64 – Fonctions d'admittance aérodynamique des tabliers de pont

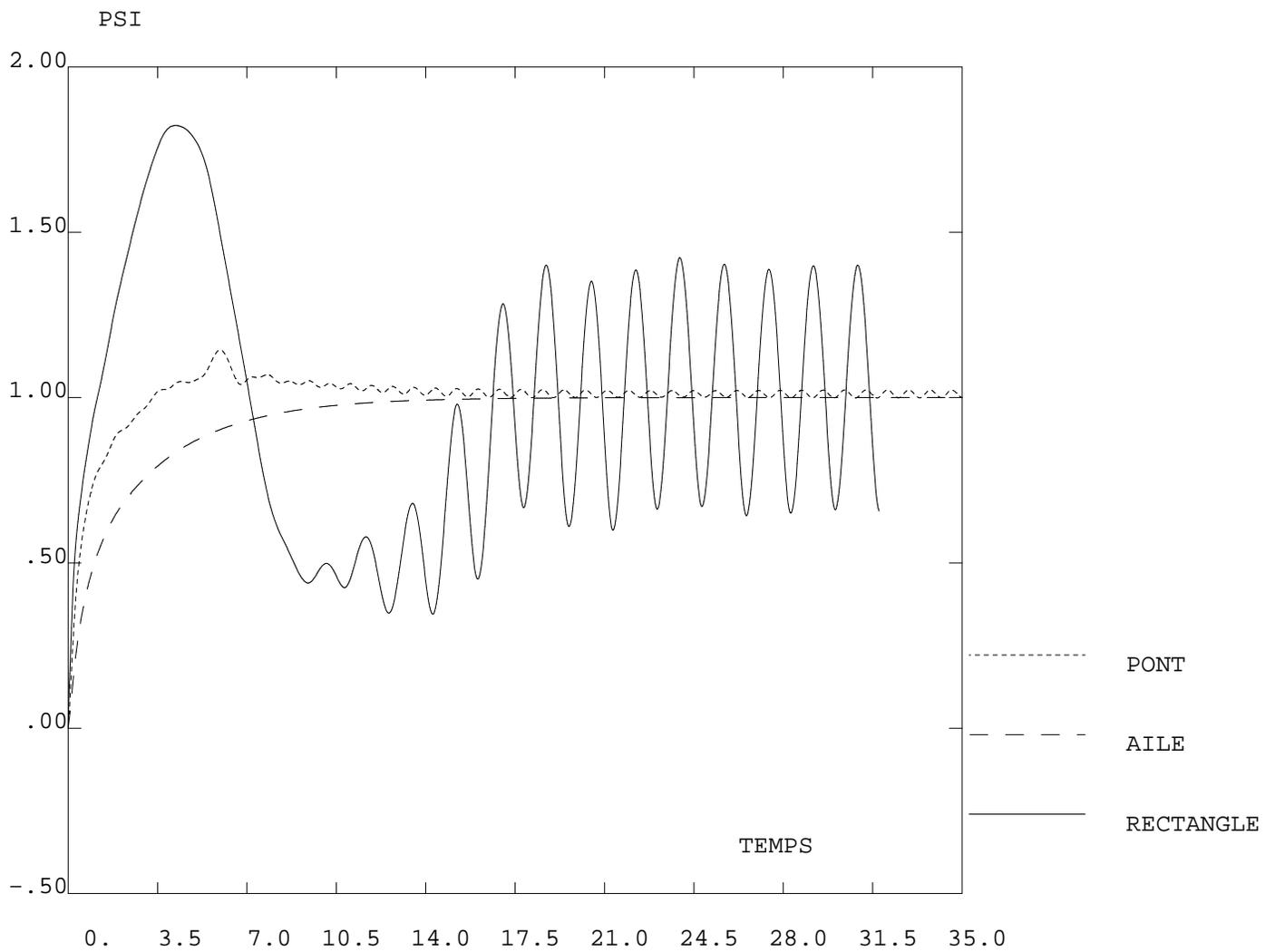


FIG. 5.65 – Fonctions indicielles de l'effet rafale des différentes sections étudiées

Conclusion

Les efforts turbulents qui s'exercent sur une structure aérodynamiquement profilée sont liés aux fluctuations de la vitesse du vent. Pour les représenter on utilise un modèle quasi-statique, corrigé par des fonctions d'admittance aérodynamique. En l'absence de signature turbulente (turbulence générée par la structure elle-même), ces fonctions ont une forme caractéristique qui traduit l'effet réducteur de dimension des rafales. Dans le cas d'une aile d'avion, "corps aérodynamique profilé de référence", cette fonction est la fonction de Sears.

Si la structure n'est pas profilée, les effets de la turbulence générée par la structure elle-même modifient les efforts turbulents, le modèle quasi-statique n'est plus adapté et il faut adopter une approche globale pour prendre en compte à la fois les fluctuations de vitesse du vent et la signature turbulente. Aussi [Singh (1997)] propose d'utiliser des fonctions d'admittance modifiées. Pour identifier ces fonctions, nous nous sommes inspirés d'une technique de calcul proposée par [Brar et al. (1996)]. Cette dernière consiste à modéliser, à l'aide du modèle RNG $k - \varepsilon$, l'évolution transitoire de la portance sous l'action d'une rafale uniforme. Pour cela, on porte brusquement la valeur de la vitesse verticale incidente de la valeur zéro à une autre valeur constante (rafale de type échelon). On obtient ainsi la réponse indicielle de l'effet rafale dont la transformée de Fourier donne la fonction d'admittance aérodynamique. Notons que, faute de résultats de référence, nous n'avons pas appliqué cette approche au moment.

Pour valider cette technique, nous l'avons appliquée à un profil d'aile NACA0012. Lorsque le profil rencontre une rafale, la portance évolue brusquement, mais l'écoulement reste attaché aux parois. L'évolution, en fonction du temps, du coefficient de portance normalisé est très proche de la courbe théorique de Küssner. En calculant sa transformée de Fourier rapide on obtient un résultat en bon accord avec la fonction de Sears. Ceci nous montre que la méthode permet le calcul des fonctions indicielles de l'effet rafale et donc des fonctions d'admittance aérodynamique.

Appliquée à des sections rectangulaires, cette méthode met en évidence d'importantes différences entre sections profilées et non profilées. En effet, dans le second cas, pendant la période transitoire, la portance atteint une valeur maximale largement supérieure à la valeur définitive (dépassement indiciel). Plus l'épaisseur relative de la section est élevée, plus ce pic de portance est atteint rapidement et plus le dépassement indiciel est important. Au niveau des fonctions d'admittance, ceci se traduit par la présence d'une pulsation de résonance. Plus le dépassement indiciel est important plus l'amplitude de résonance est forte. En fait, la forme de ces fonctions dépend explicitement de la formation de poches de décollement et de la présence de grosses structures tourbillonnaires en aval de l'obstacle :

- Dans le cas de l'aile d'avion, l'écoulement ne décolle pas, la signature turbulente est inexistante et le tourbillon de démarrage ne reste pas attaché : la réponse transitoire de la portance ne présente pas de dépassement indiciel, la fonction d'admittance a une forme caractéristique donnée par la fonction de Sears.
- Pour les sections rectangulaires non profilées, la signature turbulente est importante, l'écoulement décolle au niveau des arêtes vives, des poches de recirculation se forment, des tourbillons s'échappent et interagissent entre eux : on observe de forts dépassements indiciels (overshoots), ce qui se traduit par la présence de pics de résonance au niveau de

la fonction d'admittance.

- Pour les tabliers de ponts, la signature turbulente reste faible, les phénomènes de décollement et d'échappement tourbillonnaire restent limités : les dépassement indicels sont faibles et l'admittance reste proche de l'unité, avec une légère pointe de résonance au niveau des basses fréquences.

Conclusion générale

Les travaux effectués dans le cadre de cette thèse ont concerné la modélisation numérique du vent et l'étude de son action sur les constructions. L'analyse bidimensionnelle développée dans ce mémoire a permis d'identifier les principaux phénomènes mis en cause lorsque le vent aborde transversalement une structure élancée.

Synthèse des travaux réalisés

Notre premier objectif était d'acquérir, au travers d'une revue bibliographique, une connaissance du phénomène vent. Aussi, nous avons vu que dans la couche limite atmosphérique, qui est la partie de l'atmosphère située juste au dessus de la surface terrestre, le vent est un écoulement d'air turbulent, incompressible, constitué, à l'échelle micrométéorologique, de tourbillons de tailles différentes emportés par le mouvement d'ensemble. Dans la couche de surface, qui est la partie inférieure de la couche limite atmosphérique et dans laquelle l'activité humaine est confinée, on représente la vitesse du vent par un vecteur, constitué d'une partie moyenne déterministe et d'une partie turbulente aléatoire, et on admet que les vitesses du vent sont suffisamment élevées pour que les effets de la turbulence d'origine thermique soient négligeables devant ceux de la turbulence d'origine mécanique. Sous cette hypothèse (atmosphère neutre), les caractéristiques du vent ne sont liées qu'aux caractéristiques aérodynamiques des sites étudiés. Pour déterminer de façon précise toutes les caractéristiques statistiques du vent, il est donc possible d'utiliser des modèles de variation empiriques. Pour cela, les principaux paramètres à prendre en compte sont la rugosité des sols, la topographie, la présence d'obstacles naturels et artificiels.

Lors de l'étude bibliographique, nous avons également analysé les modèles qui permettent de déterminer les caractéristiques des efforts turbulents, connaissant les caractéristiques du vent. Nous avons décrit le modèle quasi-statique, qui permet de relier les efforts aérodynamiques aux caractéristiques des fluctuations de vitesse du vent, à l'aide des coefficients aérodynamiques stationnaires mesurés en soufflerie, et nous nous sommes intéressé aux méthodes issues de l'aéronautique, qui permettent de prendre en compte l'instationnarité des efforts aérodynamiques. Nous avons noté que ces méthodes, qui font appel aux notions de fonctions indicielles et de fonctions d'admittance, ne permettent pas de prendre en compte l'influence de la turbulence générée par la structure elle-même. Signalons que dans cette étude, nous n'avons pas traité le couplage aéroélastique entre le vent et les structures. Nous reviendrons sur ce point dans la partie consacrée aux perspectives.

L'originalité de ce travail réside dans l'étude des éventuels apports d'une approche basée sur la mécanique des fluides numérique. En effet, ces dernières années, la modélisation numérique s'est imposée comme un complément aux approches traditionnelles : le vent étant un écoulement d'air turbulent, on le décrit à l'aide de la théorie générale des écoulements turbulents et, pour étudier son action sur les ouvrages de génie civil, on résout numériquement les équations de Navier-Stokes en présence de turbulence. La partie de notre travail qui s'inscrit dans ce domaine a consisté à rechercher un modèle numérique, peu coûteux en temps de calcul, capable à la fois de prédéterminer la variation du vent en fonction de la nature de l'environnement proche, de représenter des écoulements atmosphériques autour d'ouvrages, et d'estimer les efforts instationnaires exercés par le vent. En suivant ces critères, la technique de résolution la plus adaptée à nos besoins reste la modélisation statistique. En effet, malgré l'augmentation de la puissance des calculateurs, des méthodes plus élaborées, comme la simulation des grandes échelles, restent coûteuses en temps de calcul. Aussi le modèle RNG $k - \epsilon$, qui prend en compte l'universalité des petites échelles de la turbulence, est apparu comme une bonne alternative. Ce modèle, simple d'utilisation, convient à un grand nombre d'écoulements et a déjà été utilisé avec succès dans un certain nombre d'écoulements complexes. Il fournit un bon compromis entre fiabilité, complexité et performance et donne la possibilité de calculer directement, en plus du champ moyen, certaines grosses structures organisées. Il corrige les principaux défauts du modèle standard, ce qui le rend particulièrement performant dans la modélisation d'écoulements instationnaires, détachés ou recirculants. Pour prendre explicitement en compte les effets des sols, nous avons associé le modèle RNG $k - \epsilon$ à un modèle de fonction de paroi basé sur la notion de longueur de rugosité. Ce modèle, qui s'inspire des lois de paroi rugueuse, permet de prendre en compte les effets induits par la présence d'un sol ou d'une paroi. Pour cela, la contrainte de cisaillement, qui agit sur l'écoulement, est calculée en fonction de la vitesse de frottement et de la vitesse tangentielle obtenue sur les premières mailles du domaine.

Pour mener à bien cette étude, nous avons implanté ces modèles dans le code de calcul par éléments finis CASTEM 2000, développé par le CEA à Saclay. Nous avons apporté d'importantes modifications au programme afin d'obtenir un outil capable de représenter des écoulements turbulents, instationnaires, sur des terrains rugueux, tels que ceux rencontrés dans la couche limite atmosphérique. Dans la version actuelle, les équations de Navier-Stokes moyennées sont discrétisées par une méthode d'éléments-finis et résolues par un algorithme semi-implicite (implicite sur la pression et explicite sur les autres variables), conditionnellement stable, mais particulièrement bien adapté aux calculs d'écoulements transitoires. Les fonctionnalités du code nous permettent notamment de discrétiser des géométries complexes et d'utiliser, comme conditions aux limites, sur les frontières du domaine de calcul, des données expérimentales ou des valeurs issues de modèles de variation empiriques.

Pour valider ce choix, nous avons procédé à différents essais. Pour cela, nous avons utilisé trois écoulements de référence faisant intervenir les principaux phénomènes rencontrés lorsque le vent, dans les basses couches de l'atmosphère, aborde transversalement un obstacle. Le premier, un écoulement autour d'un obstacle topographique, fait intervenir les mécanismes physiques rencontrés lorsque se développe une zone de recirculation. Le second, un écoulement

autour d'un cylindre de section carrée, illustre l'impact d'un écoulement sur un corps, la formation d'une zone de sillage et le développement de grosses structures tourbillonnaires organisées. Le troisième, un écoulement au dessus d'un changement de rugosité, montre l'utilité des lois de paroi rugueuse. A ce niveau, nous avons mis en évidence quelques points importants :

- Les résultats que nous obtenons avec CASTEM correspondent à ceux proposés dans la littérature, sur des maillages similaires (pour un modèle donné, les différences observées proviennent principalement des modèles de fonctions de paroi utilisés).
- Ces résultats montrent une nette dépendance vis-à-vis du modèle employé : avec le modèle RNG, tous nos calculs sont en accord qualitatif avec les résultats expérimentaux, et à chaque fois la structure de l'écoulement est retrouvée. L'accord quantitatif, globalement satisfaisant, est cependant moins bon que celui des modèles du second ordre ou de techniques plus élaborées comme la LES (mais ces derniers nécessitent des ressources informatiques importantes, sans commune mesure avec les nôtres).
- Aussi, à complexité égale, le modèle RNG apparaît beaucoup plus adapté que le modèle standard pour la modélisation d'écoulements recirculants ou détachés. En effet, en présence d'obstacles, les modèles de turbulence basés sur la notion de viscosité turbulente ont tendance à générer des contraintes turbulentes trop importantes et à surestimer la production d'énergie turbulente. Le modèle RNG, moins diffusif, limite ces effets et donne de bien meilleurs résultats que le modèle standard, sans modifier la convergence ni augmenter le temps de calcul. Associé à un modèle de fonction de paroi rugueuse, il donne de bons résultats. Le modèle RNG permet donc d'obtenir un bon compromis entre précision et temps de calcul.

Au vu de ces résultats, obtenus sur ces cas-tests significatifs, nous pensons que le modèle RNG, tel que nous l'avons actuellement programmé dans CASTEM, est adapté à la modélisation de la turbulence atmosphérique dans l'environnement proche d'un ouvrage d'art. C'est pourquoi nous l'avons utilisé pour étudier les efforts aérodynamiques exercés par un écoulement transversal turbulent (le vent) sur une structure non profilée. Dans ce cas, les effets de la turbulence générée par la structure elle-même sont extrêmement importants et l'approche quasi-statique n'est plus adaptée.

Pour illustrer ceci, nous avons modélisé numériquement la rencontre de différentes sections avec une rafale uniforme. Ces calculs nous ont permis d'identifier plusieurs types de réponses indicielles. Nous avons d'abord étudié un profil d'aile NACA0012, "corps aérodynamique profilé de référence". Dans ce cas, l'écoulement reste attaché aux parois et la portance évolue brusquement vers un nouvel état d'équilibre : on retrouve les résultats théoriques de Küssner et Sears. Appliquée à des sections rectangulaires, cette méthode met en évidence d'importantes différences entre sections profilées et non profilées. En effet, dans le second cas, pendant la période transitoire, *la portance atteint une valeur maximale largement supérieure à la valeur définitive (dépassement indiciel)*. Plus l'épaisseur relative de la section est élevée, plus ce pic de portance est atteint rapidement et plus le dépassement indiciel est important. Au niveau des fonctions d'admittance, ceci se traduit par la présence d'une pulsation de résonance. Plus le dépassement indiciel est important plus l'amplitude de résonance est forte. Après avoir

examiné les principaux phénomènes rencontrés lorsqu'une rafale uniforme aborde transversalement un obstacle, nous avons montré que *la forme de ces fonctions dépend explicitement de la formation de poches de décollement et de la présence de grosses structures tourbillonnaires en aval de l'obstacle* :

- Dans le cas des sections profilées, lorsque l'écoulement ne décolle pas, il n'y a pas de signature turbulente, la réponse transitoire de la portance ne présente pas de dépassement indiciel (réponse hyperamortie), la fonction d'admittance traduit l'effet réducteur de dimension des rafales (on retrouve numériquement les résultats théoriques de Küssner et Sears).
- Pour les sections non profilées, l'écoulement décolle, la signature turbulente est importante, des poches de recirculation se forment, des tourbillons s'échappent, la réponse transitoire de la portance présente des dépassements indiciels, ce qui se traduit, au niveau de la fonction d'admittance, par la présence d'une pulsation de résonance.

Nous avons ensuite étudié deux tabliers de pont ayant une section fermée, en forme de caisson. Dans ce cas, la portance évolue d'une valeur établie à une autre en passant par un maximum, légèrement supérieur à la valeur définitive et la fonction d'admittance reste supérieure à la fonction de Sears. *Ce comportement est différent de celui des ailes d'avion sans pour autant correspondre à celui des sections rectangulaires.* Il s'explique par la faible extension des zones de décollement. Aussi, à l'aide d'une approche basée sur la mécanique des fluides numérique, nous avons mis en évidence les limitations de l'approche quasi-statique, couramment utilisée pour représenter l'action du vent sur les structures de génie civil. Sans signature turbulente, cette approche est valable avec la fonction de Sears comme admittance. *Dès que l'on s'éloigne du cas idéal de l'aile, cette fonction n'est plus adaptée.* Pour les sections de pont aérodynamiquement profilées, la valeur unité semble convenir. En revanche, en présence de forte signature turbulente, seule une approche globale permet de modéliser de façon "simple" les efforts aérodynamiques. Cette approche s'appuie sur l'utilisation de fonctions d'admittance modifiées.

Réflexions pour des recherches futures

Aujourd'hui, l'étude numérique de l'action du vent sur les structures (Computational Wind Engineering) est une discipline à part entière dont le but est de représenter numériquement le vent à l'aide de techniques issues de la mécanique des fluides numérique. Au travers ce travail, nous pensons avoir illustré les apports de cette nouvelle discipline pour la conception d'ouvrages de génie civil. Cependant, nous n'avons traité ici que des formes géométriquement simples. Pour des structures plus complexes (un tablier et ses équipements, par exemple), une approche "tout numérique" est hors de portée et seules des approches mixtes, s'appuyant sur les complémentarités calculs / essais en soufflerie, permettront de faire évoluer les processus de conception.

Nous disposons d'un outil capable de représenter l'évolution transitoire d'écoulements turbulents autour de sections non profilées. Cet outil permet également de prendre en compte le cisaillement induit par les sols. Une étude de l'influence des sols sur les efforts aérodynamiques

est donc parfaitement envisageable. Il serait tout aussi intéressant d'étudier d'autres formes géométriques et d'autres types de rafales. A ce sujet, nous avons entamé une étude portant sur l'interaction entre une "rafale tourbillonnaire" et un obstacle. Pour cela, nous introduisons dans l'écoulement incident une perturbation supplémentaire, sous la forme d'une grosse structure tourbillonnaire, transportée par l'écoulement moyen.

En dépit de son application courante pour le calcul d'écoulements industriels, le schéma numérique utilisé actuellement par CASTEM est perfectible. *Aussi, un nouvel algorithme, basé sur une méthode de projection, est en cours d'implémentation. Pour l'instant, il permet de résoudre efficacement les équations de Navier-Stokes à faible Mach et apporte un gain de temps appréciable.*

Un autre point important, à partir duquel notre travail pourrait se poursuivre, concerne la modélisation des efforts aéroélastiques. Dans ce travail, nous n'avons pas considéré le couplage entre le vent et les mouvements de la structure. Or, l'étude conjointe des forces aéroélastiques et turbulentes est de plus en plus souvent envisagée. Aussi une perspective intéressante de notre travail serait de prendre en compte les mouvements vibratoires des structures. Une ébauche de solution que nous pouvons établir consisterait à utiliser la méthode de calcul proposée par [Renou (1998)]. Cette dernière, mise en oeuvre dans CASTEM, est "basée sur le développement au premier ordre des conditions aux limites en vitesses et permet d'utiliser un domaine fluide fixe tout au long d'un calcul dynamique, évitant ainsi les difficultés liées aux déformations du maillage". Cette méthode, validée pour l'instant sur des cas-tests laminaires, peut être utilisée dans le cadre d'une modélisation $k - \epsilon$.

Annexe A

Estimation de la vitesse du vent

A.1 Echelle Beaufort

Au niveau de la surface terrestre, l'échelle Beaufort donne un certain nombre d'indications sur les manifestations du vent et sur les sensations ressenties par l'être humain en fonction de la vitesse du vent. On peut ainsi, sans anémomètre, évaluer rapidement la vitesse du vent.

Force	Appellation	Vitesses du vent (m/s)	Caractéristiques
0	Calme	<0,5	Pas de vent, la fumée s'élève verticalement.
1	Très légère brise	0,5 - 1,5	Pas de vent notable, la fumée est déviée.
2	Légère brise	1,5 - 3	Les visages ressentent la sensation de vent, les feuilles bruissent.
3	Petite brise	3 - 4,5	Les feuilles et les petites branches sont en mouvement permanent, le vent déploie les drapeaux, les cheveux sont dérangés.
4	Jolie brise	4,5 - 7	La poussière et les papiers se soulèvent, les branches s'agitent, les cheveux sont décoiffés.
5	Bonne brise	7 - 9	Les petits arbres et les feuilles oscillent, la marche est légèrement perturbée.

Force	Appellation	Vitesse du vent (m/s)	Caractéristiques
6	Vent frais	9 - 11	Les grosses branches se mettent en mouvement, les parapluies sont utilisés avec peine, la marche devient instable.
7	Grand frais	11 - 14	Les arbres sont totalement en mouvement, on éprouve de grosses difficultés à marcher contre le vent.
8	Coup de vent	14 - 17	Les branches d'arbres se cassent, la marche est difficile et dangereuse.
9	Fort coup de vent	17 - 20	Risque d'être projeté à terre sous l'effet des bourrasques.
10	Tempête	20 - 25	Arbres déracinés, importants dommages aux habitations.
11/12	Violente tempête, Ouragan	> 25	Très rarement observé à l'intérieur des terres, très gros ravages.

TAB. A.1 – *Echelle Beaufort, d'après [Grandemer et Guyot (1976)]*

Les estimations de la vitesse sont données à 2 mètres au dessus du sol.

Annexe B

Théorie de Kolmogorov

B.1 Cascade énergétique

Considérons un écoulement turbulent, à grand nombre de Reynolds, pleinement établi, caractérisé par une certaine géométrie (obstacle, canal, grille) de longueur L et par une vitesse moyenne U . Une analyse spectrale montre que les tailles, vitesses et fréquences des tourbillons qui composent cet écoulement couvrent une gamme étendue de valeurs : on observe de grosses structures énergétiques, stockant l'essentiel de l'énergie cinétique, et des structures dissipatives, de plus petites tailles, qui transforment l'énergie en chaleur.

- Les grosses structures sont caractérisées par une échelle de vitesse v_k et par une échelle de longueur l_k (ou de nombre d'onde $l = \kappa^{-1}$)
- Les petites structures dissipatives sont caractérisées par une échelle de vitesse v_ε et par une échelle de longueur l_ε .

La séparation entre ces structures est d'autant plus nette que le nombre de Reynolds augmente. Le lien entre les deux s'effectue au travers d'un ensemble de structures intermédiaires qui assurent un transfert continu d'énergie cinétique des grands tourbillons vers les petits (dans le sens des nombres d'onde croissant). Ce transfert porte le nom de cascade énergétique, ou de cascade de Kolmogorov.

B.2 Première hypothèse

A la "source" de la cascade on trouve les tourbillons énergétiques qui ont, en moyenne, les mêmes échelles de temps que l'écoulement moyen

$$\tau_k = \frac{l_k}{v_k} = \frac{L}{U}$$

Pour les valeurs croissantes de κ , les caractéristiques des tourbillons, κ^{-1} et $\tau(\kappa)$, deviennent de plus en plus petites. L'idée du mathématicien russe Kolmogorov (1941) est d'admettre *qu'il existe un nombre d'onde κ_{eq} au-delà duquel la turbulence est homogène, isotrope et indépendante des conditions aux limites qui définissent l'écoulement moyen et qui contrôlent les structures énergétiques.* Dans ce domaine, où la turbulence est en équilibre, la turbulence ne peut

dépendre que des paramètres physiques qui ont un sens localement (par équilibre on entend indépendance vis à vis des conditions initiales). Outre les échelles locales d'espace (κ^{-1}) et de temps ($\tau(\kappa)$), ces paramètres sont le taux de dissipation d'énergie ε et la viscosité moléculaire ν . Cette hypothèse constitue la première hypothèse de Kolmogorov.

B.3 Seconde hypothèse

La dissipation atteint son maximum au niveau des petits tourbillons de taille l_ε . Si le nombre de Reynolds est assez grand, assez loin de ce maximum, la dissipation devient négligeable devant le flux d'énergie cinétique. L'influence de la viscosité est alors négligeable et le seul paramètre à prendre en compte est ε . Ceci est réalisé pour des tailles de tourbillons telles que $l_\varepsilon \ll l \ll l_k$. *La turbulence, dans ce domaine, est alors statistiquement indépendante, à la fois du domaine des tourbillons transportant l'énergie et du domaine de dissipation intense, et ne dépend que du taux de dissipation.* C'est la seconde hypothèse de Kolmogorov. Le sous domaine dans lequel elle s'applique s'appelle *le sous domaine inertiel*. Des considérations dimensionnelles permettent de préciser la forme du spectre dans ce sous domaine :

$$[E(\kappa)] = [L]^3[T]^{-2} \quad [\kappa] = [L]^{-1} \quad [\varepsilon] = [L]^2[T]^{-1}$$

compte tenu des dimensions données ci dessus, la seule loi possible est

$$E(\kappa) = C_K \kappa^{-5/3} \varepsilon^{2/3}$$

où C_K est une constante, appelée constante de Kolmogorov. La validité de cette hypothèse et l'existence du sous domaine inertiel ont été vérifiées dans la couche limite atmosphérique [Poggi (1977)].

Annexe C

Compléments sur l'approche quasi-statique

C.1 Prise en compte des mouvements propres de la structure

En suivant l'approche quasi-statique, il est possible d'obtenir une approximation des forces auto-entretenues. Pour cela, on introduit la vitesse longitudinale \dot{p} , la vitesse verticale \dot{h} et la vitesse de rotation $\dot{\theta}_y$, de la structure (les notations font référence à la figure (1.7)), ainsi l'angle d'incidence effectif devient

$$\alpha \simeq \frac{u_z(t) - \dot{h} - \frac{B}{2}\dot{\theta}_y}{U}$$

et la vitesse relative du vent :

$$\vec{v}(t)^2 \simeq U^2 + 2U[u_x(t) - \dot{p}]$$

En introduisant ces expressions dans la relation (1.8), un troisième terme, fonction des mouvements propres de la structure, apparaît

$$-\frac{1}{2}\rho U B \left\{ \begin{array}{l} 2C_d(\alpha_0)\dot{p} + \frac{dC_d}{d\alpha}(\alpha_0)(\dot{h} + \frac{B}{2}\dot{\theta}_y) \\ 2C_l(\alpha_0)\dot{p} + \frac{dC_l}{d\alpha}(\alpha_0)(\dot{h} + \frac{B}{2}\dot{\theta}_y) \\ 2BC_m(\alpha_0)\dot{p} + B\frac{dC_m}{d\alpha}(\alpha_0)(\dot{h} + \frac{B}{2}\dot{\theta}_y) \end{array} \right\}$$

Il traduit l'amortissement aérodynamique de la structure [Attou (1994), Jutila et al. (1994)].

C.2 Prise en compte de l'inclinaison de la structure

Dans le cas où la structure décrit un angle β avec l'horizontale, voir figure (C.1), la projection de la vitesse du vent sur l'axe \vec{Z} est :

$$\zeta(t) = u_z(t)\cos\beta + u_y(t)\sin\beta$$

Quand on exprime les forces aérodynamiques dans un repère lié à la structure, il faut remplacer le terme $u_z(t)$ par le terme $\zeta(t)$, ce qui fait apparaître un couplage entre la turbulence verticale et la turbulence latérale.

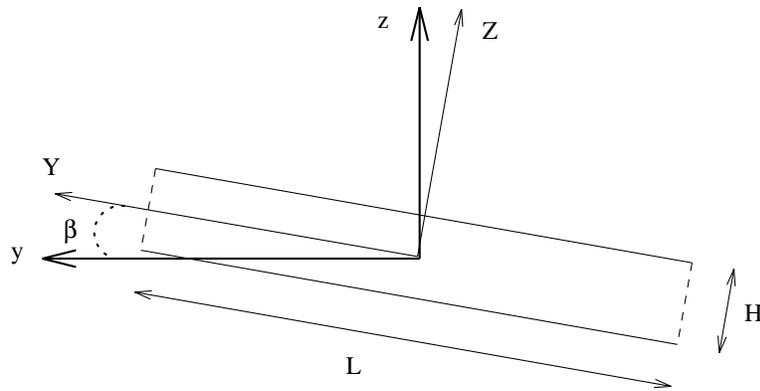
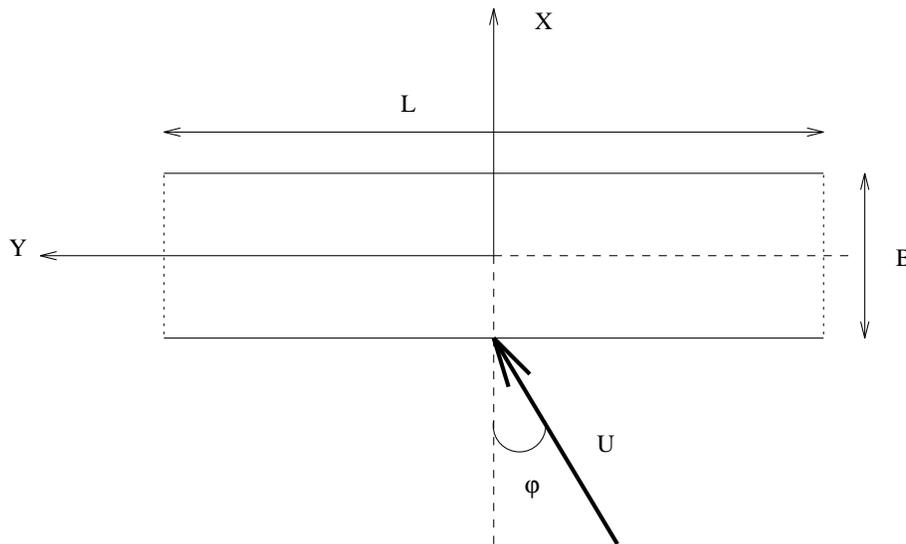


FIG. C.1 – Inclinaison de la structure

C.3 Prise en compte d'une attaque oblique

Les expressions précédentes ne sont valables que si le vent moyen est normal à la structure. Si il forme un angle φ avec la normale à l'ouvrage, voir figure (C.2), [Biétry (1988)] montre que les forces exercées sur la structure sont équivalentes à celles exercées par un vent normal moyen, de vitesse $U \cos\varphi$, et d'incidence $\frac{\alpha}{\cos\varphi}$.

FIG. C.2 – Attaque oblique d'angle φ

Annexe D

Etude de la convergence

D.1 Convergence en temps

Pour s'assurer de la convergence des calculs en temps, on trace l'évolution de

$$\log \|v^{n+1} - v^n\|_{L_\infty}$$

en fonction du nombre d'itération. Si on recherche une solution stationnaire, on considère que cette dernière est obtenue si les résidus sont réduits de plus de 7 ordres de grandeur.

D.2 Convergence en maillage

Pour vérifier la convergence en maillage, on doit s'assurer que la solution obtenue sur un maillage à $N_x \times N_z$ éléments, ϕ_N ($N = \sqrt{N_x \times N_z}$), tend vers une valeur de référence en suivant une loi en h^α , où h est l'échelle de maille et α l'ordre de convergence du schéma. Puisque nos maillages ne sont pas uniformes, la loi sera plutôt en $1/N^\alpha$. Aussi, dans un premier temps, il faut déterminer l'ordre de convergence α . Pour cela, les valeurs obtenues sur différents maillages ($N_1, \frac{N_1}{2}, N_2, \frac{N_2}{2}$) doivent être extrapolées, grâce à l'extrapolation de Richardson, de la façon suivante :

$$\begin{aligned}\phi_{N_1} &= \phi_r + CN_1^{-\alpha} \\ \phi_{N_2} &= \phi_r + CN_2^{-\alpha} \\ \phi_{\frac{N_1}{2}} &= \phi_r + C\left(\frac{N_1}{2}\right)^{-\alpha} \\ \phi_{\frac{N_2}{2}} &= \phi_r + C\left(\frac{N_2}{2}\right)^{-\alpha}\end{aligned}$$

où ϕ_r est la solution de référence. On a alors :

$$\frac{\phi_{\frac{N_2}{2}} - \phi_{N_2}}{\phi_{\frac{N_1}{2}} - \phi_{N_1}} = \left(\frac{N_2}{N_1}\right)^{-\alpha} \quad \text{soit} \quad \alpha = \frac{\ln\left(\frac{\phi_{\frac{N_2}{2}} - \phi_{N_2}}{\phi_{\frac{N_1}{2}} - \phi_{N_1}}\right)}{\ln\left(\frac{N_1}{N_2}\right)}$$

En effectuant l'extrapolation de Richardson sur trois maillages ($N, \frac{N}{2}, \frac{N}{4}$), on trouve :

$$\alpha = \frac{\ln\left(\frac{\phi_{\frac{N}{4}} - \phi_{\frac{N}{2}}}{\phi_{\frac{N}{2}} - \phi_N}\right)}{\ln 2}$$

Puis, pour trouver la constante C , on écrit :

$$\phi_N - \phi_{\frac{N}{2}} = CN^{-\alpha} - C\left(\frac{N}{2}\right)^{-\alpha} = CN^{-\alpha}(1 - 2^\alpha)$$

soit

$$C = \frac{\phi_N - \phi_{\frac{N}{2}}}{N^{-\alpha}(1 - 2^\alpha)}$$

Enfin, on trouve la valeur extrapolée de référence par :

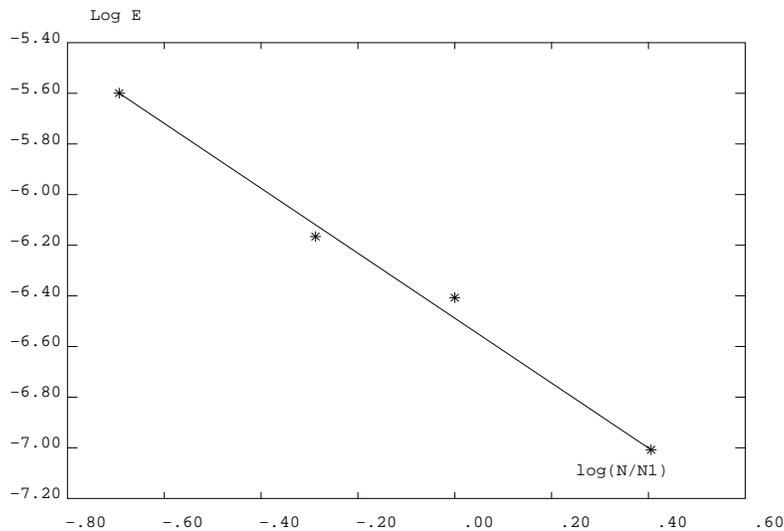
$$\phi_r = \phi_N - CN^{-\alpha} = \phi_N + \frac{\phi_N - \phi_{\frac{N}{2}}}{2^\alpha - 1}$$

Nous avons effectué cette analyse sur le cas de la colline. Dans la pratique, on peut utiliser trois maillages $(N, \frac{N}{2}, \frac{N}{4})$ mais, pour que le maillage $N/4$ soit dans le domaine asymptotique (ce domaine, également appelé zone de convergence en maillage, est l'intervalle d'échelle de maille à partir duquel la pente des erreurs, en échelle logarithmique, est l'ordre de précision du schéma), il faut que le maillage N soit très fin. Nous avons donc réalisé une étude avec 4 maillages $(N1, \frac{N1}{2})$ et $(N2, \frac{N2}{2})$ avec $N2 = \frac{3}{2}N1$ et $N1 = \sqrt{4 \times 40 \times 174}$. Nous avons utilisé le champ de vitesse verticale obtenu avec le modèle RNG et calculé l'erreur en norme L_2 . On trouve

$$\alpha = 1,26$$

Nous avons ensuite calculé la solution de référence et vérifié, sur chaque grille, que l'erreur est du type :

$$\ln(\phi_N - \phi_r) = \ln C - \alpha \ln N$$



Références

Almeida G.P., Durao D.F.G., Heitor M.V. ; 1992, *Wake flows behind two dimensional model hills*, Exp. Thermal and Fluid Science, 7, p.87

Atkinson B.W. ; 1995, *Introduction to the fluid mechanics of meso-scale flow fields*, Diffusion and transport of pollutants in atmospheric mesoscale flow fields, ERCOFTAC series, Edited by A.G. Gyr and F.S. Rys, Kluwer Academic Publishers

Attou M. ; 1994, *Réponse dynamique des structures élancées à la turbulence du vent*, Thèse de doctorat de l'Université de Nantes - Ecole Centrale de Nantes

Axisa F. ; 1995, *Excitations aléatoires dues aux écoulements*, Notes de cours du D.E.A. de Mécanique des Solides et des Structures, Université Paris VI - INSTN

Beliveau J.C., Vaicatis R., Shinozuka M.; 1977, *Motion of a suspension bridge subject to wind loads*, Journal of the structural division, No 103(6)

Biétry J., Chauvin A. ; 1988, *Etude au vent turbulent du pont de Normandie*, Projet d'exécution du pont de Normandie, Chambre de commerce et d'industrie du Havre

Biétry J. ; 1995, *Actions du vent*, Notes de cours de climatologie, aérodynamique et effet du vent sur les constructions, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées - CSTB

Biétry J., Grillaud G. ; 1994, *Wind Studies for the Normandy Bridge*, Actes de la conférence "Ponts suspendus et à haubans", Association Française de Construction, Deauville, France

Blackadar A.K. ; 1997, *Turbulence and diffusion in the atmosphere*, Springer

Blevins R.D. ; 1995, *Vortex-Structure interaction*, Fluid Vortices, Edited by Green S.I., Kluwer Academic Publishers

Bradley E. F. ; 1968, *A micrometeorological study of velocity profiles and surface drag in the region modified by a change in surface roughness*, Quart. J. Roy. Met. Soc., No 94

Brar P.S., Raul R., Scanlan R.H. ; 1996, *Numerical calculation of flutter derivatives via indicial functions*, Journal of Fluids and Structures, 10, pp. 337-351

Brown R.A. ; 1991, *Fluid mechanics of the atmosphere*, Academic press

Burman J. ; 1995, *Simulation of the boundary layer in a neutrally stratified atmosphere using Phoenix*, The Phoenix journal of computational fluid dynamics, Vol 8, No 2

- Carrie-Ayme N. ; 1987, *Analyse des effets du vent sur les structures baties, constructions basses et structures élancées*, Thèse de doctorat de l'Université de Nantes - ENSM Nantes
- Connel J.R. ; 1988, *A primer of turbulence at the wind turbine rotor*, Solar Energy Vol 41, No 3
- Cousteix J. ; 1989, *Aérodynamique, turbulence et couche limite*, Cepadues-Editions
- Costes J.P. ; 1996, *Simulations numériques des écoulements atmosphériques sur sols fortement hétérogènes*, Thèse de doctorat de l'Université de Nantes - Ecole Centrale de Nantes
- Davenport A.G. ; 1962, *Buffeting of a suspension bridge by storm wind*, Journal of the structural division, ASCE, 88, pp. 233-268
- Davenport A.G. ; 1993, *Analyses des études des effets du vent sur le pont de Normandie*, Annales de L'ITBTP, No 516
- Davis R.W., Moore E.F. ; 1982, *A numerical study of vortex shedding from rectangles*, J. Fluid Mech., vol 116, pp. 475-506
- Dat R. ; 1995 *Sur les mécanismes de couplage écoulement-structure*, Revue Française de Mécanique, No 1995-1
- Detering H.W., Etling D. ; 1985, *Application of the $E - \epsilon$ turbulence model to the atmospheric boundary layer*, Boundary-Layer Meteorology, Vol 33, pp. 113-133
- Duchene-Marullaz P., Sacré C. ; 1984, *Traitement statistique des données de vent pour la détermination de l'énergie produite par les systèmes éoliens*, Actes du colloque "Météorologie et énergie renouvelables", Valbonne, France
- Duyenkerke P.G. ; 1987, *Application of the $E - \epsilon$ turbulence closure model to the neutral and stable atmospheric boundary layer*, Journal of the Atmospheric Sciences, Vol 45, No 5
- Franke R., Rodi W. ; 1993, *Calculation of vortex shedding past a square cylinder with various turbulence models*, Turbulent Shear Flows 8, Springer-Verlat
- Fujita T.T. ; 1981, *Tornadoes and downburst in the context of generalized planetary scales*, Journal of the Atmospheric Sciences, Vol 38. No 8
- Garratt J.R. ; 1992, *The atmospheric boundary layer*, Cambridge University Press
- Gadilhe A.Y., Fleury B.A. ; 1989, *Wind pressure coefficients : a comparaison between Phoenixics and wind tunnel results*, The Phoenixics journal of computational fluid dynamics, Vol 2, No 2
- Gibert R.J. ; 1988, *Vibration des structures, interactions avec les fluides, sources d'excitation aléatoires*, Eyrolles
- Grandemer J., Guyot A. ; 1976, *Intégration du phénomène vent dans la conception du milieu bati*, CSTB
- Grandemer J., Guyot A. ; 1981, *La protection contre le vent*, CSTB
- Grandemer J., Barnaud G., Biétry J. ; 1980, *Aérodynamique*, REEF Volume II, CSTB

Gresho P.M., Chan S.T., Lee R.L., Upson C.D.; 1984, *A modified finite element method for solving the time-dependent, incompressible Navier-Stokes equations. Part I: Theory*, Int. J. Meth. Fluids, Vol4, pp. 557-598

Grillaud G., Chauvin A., Biétry J.; 1992, *Comportement dynamique d'un pont à haubans dans une turbulence de sillage*, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 41-44, pp. 1181-1189

Ha Minh H.; 1999, *La modélisation statistique de la turbulence : ses capacités et ses limitations* C. R. Acad. Sci. Paris, t. 327, Série II, pp. 343-358

Hirsch C.; 1988, *Numerical computation of internal and external flows, volume 1*, John Wiley & Sons

Holton J.R.; 1979, *An Introduction to Dynamic Meteorology*, Academic Press

Hughes T.J.R., Mallet M., Mizukami A.; 1986 *A New Finite Element Formulation for Computational Fluid Dynamics II. Beyond SUPG*, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 54, pp. 341-355

Hughes T.J.R., Jansen K.; 1993, *Finite elements methods in wind engineering*, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 46&47, pp. 297-313

Hunt J.C.R.; 1992, *Developments in computational modelling of turbulents flows*, Numerical simulation of unsteady flows and transition to turbulence, Edited by Pironeau et al., Cambridge University Press

Hussain A.K.K.F., Reynolds W.C.; 1972, *The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow*, Journal of fluid mechanics, vol 52, pp. 609-638

Jutila A., Kiviluoma R., Salokangas L.; 1994, *Response analysis of long-span bridges for turbulent wind*, Actes de la conférence "Ponts suspendus et à haubans", Association Française de Construction, Deauville, France

Kaimal J.C., Finnigan J.J.; 1994, *Atmospheric Boundary Layer Flows*, Oxford University Press

Kechkar N., Silvester D.; 1992, *Analysis of locally stabilized mixed finite element methods for the Stokes problem*, Mathematics of computation, Vol 58, No 197, pp. 1-10

Knight D.D., Murray B.T.; 1981, *Therical investigation of interaction and coalescence of large scale structure in the turbulent mixing layer*, Internationnal conference on the role of coherent structures in modelling turbulence and mixing, Lecture notes in physics (136), Springer

Lakehal D.; 1994, *Simulation numérique d'un écoulement turbulent autour de batiments de formes courbes*, Thèse de doctorat de l'Université de Nantes - Ecole Centrale de Nantes

Larose G.L., Livesey F.M.; 1997, *Performance of streamlined bridge decks in relation to the aerodynamics of a flat plate*, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 69-71, pp. 851-860

Larose G.L., Tanaka H., Gimsing N.J., Dyrbye C.; 1997, *Direct measurement of buffeting forces on bridge decks*, Proceedings of the 2nd European & African Conference of Wind Engineering, Genova, Italy, June 22-26

- Larsen A. ; 1997, *Advances in aeroelastic analyses of suspension cable stayed bridges*, Proceedings of the 2nd European & African Conference of Wind Engineering, Genova, Italy, June 22-26
- Larsen A. ; 1998, *Discrete vortex simulation of flow around five generic bridge deck sections*, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 77-78, pp. 591-602
- Launder B.E., Spalding D.B. ; 1972, *Mathematical models of turbulence*, Academic Press
- Launder B.E., Spalding D.B. ; 1974, *The numerical computation of turbulent flows*, Comput. Meth. appl. Mech. Engng., 3 pp. 269-289
- Launder B.E., Reynolds W.C., Rodi W. ; 1984, *La simulation des modèles de turbulence et leurs applications, volume 2*, Editions Eyrolles
- Lee S. ; 1997, *Unsteady aerodynamic force prediction on a square cylinder using $k - \epsilon$ turbulence models*, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 67&68, pp. 79-90
- Lee S. ; 1997, *Prediction of vortex-induced wind loading on long-span bridges*, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., 67&68, pp. 267-278
- Lee T.S., Tan R.S., Xu X.P. ; 1996, *Numerical study of the early stages of impulsively started unsteady laminar flow past a square cylinder*, Int. J. Nun. Meth. Heat Fluid Flow, Vol 6, No 8, pp. 53-70
- Lesieur M. ; 1997, *Turbulence in fluids*, Kluwer Academic Publishers
- Levi Alvares S. ; 1991, *Simulation numérique des écoulements urbains à l'échelle d'une rue à l'aide d'un modèle $k-\epsilon$* , Thèse de doctorat de l'Université de Nantes - Ecole Centrale de Nantes
- Levi-Alvares, S., Sini J.F. ; 1992, *Simulation of diffusion within an urban street canyon*, J. Wind Engineering, 82, pp. 114-119
- Lin Y.K., Ariaratnam S.T. ; 1980, *Stability of bridge Motion in turbulent Winds*, Journal of structural mechanics, No 8(1)
- Lin Y.K., Li Q.C. ; 1993, *New stochastic theory for bridges stability in turbulent flow*, Journal of Engineering Mechanics, Vol 119, No 1
- Liston G.E., Brown R.L., Dent J. ; 1993, *Application of the $E-\epsilon$ turbulence closure model to separated atmospheric surface-layer flows*, Boundary-Layer Meteorology, No 66
- Lyn D.A., Einav S., Rodi W., Park J.H. ; 1995 *A Laser-Doppler-Velocimetry study of ensemble-averaged characteristics of the turbulent near weak of a square cylinder*, J. Fluid Mech., 304, 285
- Lumley J.L., Panofsky H.S. ; 1964, *The structure of atmospheric turbulence*, John Wiley and Sons
- Maceri F., Bruno D., Leonardi A. ; 1990, *Aerodynamic behavior of long-span cable-stayed bridges*, Microcomputers in civil engineering, Vol 5, No 2

- Magnaud J.P. ; 1996, *Discrétisation des équations de Navier-Stokes par la méthode des éléments finis*, CEA-Saclay
- Maurizi A. ; 1997, *Comparaison of tree versions of the k - ϵ closure model in simulation of turbulent flows over 2-d valleys*, Proceedings of the 2nd European & African Conference of Wind Engineering, Genova, Italy, June 22-26
- McLean I., Gartshore I. ; 1992 *Spanwise correlations of pressure on a rigid square section cylinder*, J. Wind Eng., 41-44, 779
- Moeng C.H., Wyngaard J.C. ; 1989, *Evaluation of turbulent transport and dissipation closures in second order modeling*, Journal of the Atmospheric Sciences, Vol 46 No 14
- Mohammadi B., Pironneau O. ; 1994, *Analysis of the k - ϵ turbulence model*, Masson
- Monavon A. ; 1998, *Echelles de la turbulence*, Projet de publication
- Monin A.S., Yaglom A.M. ; 1971, *Statistical Fluid Mechanics Volume 1 : Mechanics of turbulence*, The MIT press
- Moulinec C. ; 1996, *Contribution à la simulation numérique d'écoulements tridimensionnels sur des géométries complexes*, Thèse de doctorat de l'Université de Nantes - Ecole Centrale de Nantes
- Murakami S., Mochida A., Tominga Y. ; 1995, *Numerical simulation of turbulent diffusion in cities*, Wind climate in cities, NATO ASI Series, Kluwer Academic Publishers
- Murakami S. ; 1997, *Overview of turbulence models applied in CWE-97*, Proceedings of the 2nd European & African Conference of Wind Engineering, Genova, Italy, June 22-26
- Nakamura Y., Ohya Y., Tsuruta H. ; 1991, *Experiments on vortex shedding from flat plates with square leading and trailing edges*, J. Fluid Mech., vol 222, pp. 437-447
- Ngae P. ; 1996, *Analyse des champs instables en convection naturelle, décompositions en échelles*, Thèse de doctorat de l'Université d'Evry Val d'Essonne
- Nieuwstat F.T.M., Mason P.J., Moeng C.H., Schumann U. ; 1993, *Large eddy simulation of the convective boundary layer : a comparison of four computer codes*, Turbulent Shear Flows 8, Springer-Verlat
- Noguès P. ; 1995, *Prédétermination d'écoulements turbulents de type sillage instationnaire 2D et autour de configurations 3D de sous marin à géométrie quelconque*, Thèse de doctorat de l'Institut National Polytechnique de Toulouse
- Okajima A. ; 1982, *Strouhal numbers of rectangular cylinders*, J. Fluid Mech., vol 123, pp. 379-398
- Okajima A., Ueno H., Sakai H. ; 1992, *Numerical simulation of laminar and turbulent flows around rectangular cylinders*, Int. J. Meth. Fluids, Vol 15, pp. 999-1012
- Orszag S.A., Yaghot V. ; 1993, *Renormalization group modeling and turbulence simulation*, Near-Wall Turbulent Flows, Edited by So R.M.C., Speziale C.G., Launder B.E., Elsevier

- Orszag S.A., Starolesky I., Flannery W.S., Zhang Y. ; 1996, *Introduction to renormalisation group modeling of turbulence*, Simulation and Modeling of Turbulent Flows, Edited by Gatski B., Yousuff Hussaini M., Lumley J.L., Oxford University Press
- Ozono S., Ohya Y., Nakamura Y., Nakaruma R. ; 1992, *Stepwise increase in the Strouhal number for flows around flat plates*, Int. J. Meth. Fluids, Vol 15, pp. 1025-1036
- Padet J. ; 1990, *Fluides en écoulement, méthodes et modèles*, Masson
- Paillère H., Dabbène F. ; 1997, *Initiation à la simulation numérique en mécanique des fluides à l'aide de CASTEM 2000, recueil d'exemples commentés*, Rapport CEA/DMT 97/308
- Panofsky H.A., Dutton J.A. ; 1984, *Atmospheric turbulence, models and method for engineering applications*, John Wiley and Sons
- Patron-Solares A. ; 1998, *Modélisation numérique de la tenue au vent des ponts souples*, Thèse de doctorat de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussée
- Patron-Solares A., Crémona C. ; 1997, *Buffeting analysis of large bridges under gusty wind considering aeroelastic forces and non-classical damping*, Proceedings of the 2nd European & African Conference of Wind Engineering, Genova, Italy, June 22-26
- Pielke R.A. et al. ; 1995, *Atmospheric vortices*, Fluid Vortices, Edited by Green S.I., Kluwer Academic Publishers
- Poggi A. ; 1977, *Introduction à la micrométéorologie*, Masson
- Rao K.S., Wyngaard J.C., Coté O.R. ; 1974, *The structure of the two dimensional internal boundary layer over a sudden change of surface roughness*, Journal of the Atmospheric Sciences, Vol 31
- Rebuffet P. ; 1969, *Aérodynamique expérimentale*, Dunod
- Renou J.Y. ; 1998, *Une méthode eulérienne pour le calcul numérique de forces fluide-élastiques* Thèse de doctorat de l'université Paris VI
- Reynolds A.J. ; 1974, *Turbulent flows in Engineering*, John Wiley and Sons
- Rodi W., Bonnin J.C., Buchal T. Editors ; 1995, *ERCOFTAC workshop on data bases and testing of calculation methods for turbulent flows*, Fourth ERCOFTAC-IAHX workshop on refined flow modelling, Karlsruhe, Germany
- Rodi W. ; 1995, *Introduction to the numerical simulation approaches in wind engineering*, Wind climate in cities, NATO ASI Series, Kluwer Academic Publishers
- Rodi W. ; 1995, *Simulation of flow past buildings with statistical turbulence models*, Wind climate in cities, NATO ASI Series, Kluwer Academic Publishers
- Rodi W., Ferziger J.H., Breuer M., Pourquié M. ; 1997, *Status of Large Eddy Simulation Results of a Workshop*, ASME J. Fluid Engng., 119(2), pp. 248-262

- Rosen A., Sheinman Y. ; 1996, *The power fluctuation of a wind turbine*, J. Wind Eng. Ind. Aerodyn., Vol 59
- Sacré C. ; 1995, *Climatologie*, Notes de cours de climatologie, aérodynamique et effet du vent sur les constructions, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées - CSTB
- Sagaut P. ; 1998, *Introduction à la simulation des grandes échelles pour les écoulements de fluide incompressible*, Springer
- Scanlan R.H. ; 1978, *The action of flexible bridges under wind. Volume I: flutter theory*, Journal of sound and vibration, No 60(2),
- Scanlan R.H. ; 1978, *The action of flexible bridges under wind. Volume II: buffeting theory*, Journal of sound and vibration, No 60(2)
- Scanlan R.H. ; 1993, *Problematics in formulation of wind-force models for bridges decks*, Journal of Engineering Mechanics, Vol 119, No 7
- Scanlan R.H. ; 1995, *Liens méthodologiques entre l'aéroélasticité des corps allongés en génie civil et l'aéroélasticité des avions*, Revue Française de Mécanique, No 1995-1
- Schiestel R. ; 1993, *Modélisation et simulation des écoulements turbulents*, Hermes
- Schlichting H. ; 1979, *Boundary layer theory*, Mc Graw-Hill
- Shir C.C. ; 1971, *A numerical computation of air flow over a sudden change of surface roughness*, Journal of the Atmospheric Sciences, Vol 29
- Singh L. ; 1997, *Experimental determination of aeroelastic and aerodynamic parameters of long-span bridges*, PhD dissertation, Johns Hopkins University, Baltimore (USA)
- Simiu E., Scanlan R.H. ; 1986, *Wind effects on structures, second edition*, John Wiley and Sons
- Smith L.M., Reynolds W.C. ; 1992, *On the Yaghot-Orszag renormalization group method for deriving turbulence statistics and models*, Phys. fluids A, Vol 4, pp. 364-390
- Soize C. ; 1977, *Calcul des structures à barres soumises au vent aléatoire*, Constructions Métalliques, No 1-1977
- Soize C., Kree P. ; 1983, *Mécanique aléatoire*, Dunod
- Speziale C.G. ; 1996, *Modeling of turbulent transport equations*, Simulation and Modeling of Turbulent Flows, Edited by B. Gatski, M. Yousuff Hussaini, J.L. Lumley, Oxford University Press
- Stull R.B. ; 1988, *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*, Kluwer Academic Publishers
- Sullivan P.P., McWilliams J.C., Moeng C.H. ; 1994, *A subgrid-scale model for large-eddy simulation of planetary boundary-layer flows*, Boundary-Layer Meteorology, No 71
- Szechenyi E. ; 1975, *Modèle mathématique du mouvement vibratoire engendré par un échappement tourbillonnaire*, Recherche Aérospatiale, No 1975-5

Szechenyi E. ; 1995, *Sur L'aéroélasticité des structures du génie civil. Etudes en France*, Revue Française de Mécanique, No 1995-1

Tennekes H. ; 1973, *The logarithmic wind profile*, Journal of the Atmospheric Sciences, Vol 30, pp. 234-238

Tennekes H., Lumley J.L. ; 1972, *A first course in turbulence*, The MIT Press

Turbelin G., Porcher G., Gibert R.J. ; 1996, *Motion of a 2 degree of freedom structure in the presence of a fluidelastic force*, 1996 ASME Pressure Vessels & Piping Conference, July 21-26 1996, Montreal, Canada

Turbelin G., Zydownick F. ; 1998, *Modélisation d'un jet circulaire en milieu semi-infini. Comparaison des modèles k- ϵ standard et Rng k- ϵ* , Rapport CEA/DMT.SEMT/TTMF/RT/98-04/A, CEA Saclay

Turbelin G. ; 1999, *Modélisation de la turbulence atmosphérique en vue de l'étude de l'action du vent sur les structures. Choix d'un modèle de turbulence*, 14^{ème} congrès français de mécanique, 29 août - 3 septembre, Toulouse, France

Van Driest R.H. ; 1956, *On turbulent flow near a wall*, Journal of the Aeronautical Sciences (Nov. 1956)

Virlogeux M. ; 1994, *Design of the Normandie Bridge*, Actes de la conférence "Ponts suspendus et à haubans", Association Française de Construction, Deauville, France

Wieringa J. ; 1993, *Representative roughness parameters for homogeneous terrain*, Boundary-Layer Meteorology, Vol 63, pp. 323-363

Yakhot V., Orszag S.A. ; 1986, *Renormalization group analysis of turbulence. I: Basic theory*, J. Sci. Comput., Vol 1, pp. 3-51

Yakhot V., Orszag S.A., Thangam S., Gatski T.B., Speziale C.G. ; 1992, *Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique*, Phys. fluids A, Vol 4, No 7, pp. 1510-1520

Yakhot V., Smith L.M. ; 1992, *The renormalization group, the ϵ -expansion and derivation of turbulence models*, J. Sci. Comput., Vol 7, pp. 35-61

Zhang C.X. ; 1991, *Simulation numérique d'écoulements turbulents autour d'un obstacle*, Thèse de doctorat de l'Université de Nantes - Ecole Centrale de Nantes

Résumé

L'objectif de notre travail de thèse est de modéliser numériquement la turbulence atmosphérique afin d'étudier l'action aérodynamique du vent sur les ouvrages de génie civil. L'analyse développée est bidimensionnelle et doit permettre d'identifier les principaux mécanismes qui interviennent lorsque le vent aborde transversalement une structure élancée, non profilée. L'approche consiste à assimiler le vent à un écoulement de fluide incompressible régi, dans la couche limite atmosphérique, par les équations de Navier-Stokes et à représenter la turbulence à l'aide d'un modèle du premier ordre, de type k-epsilon. Les principaux paramètres pris en compte sont la rugosité des sols, la topographie, la présence d'obstacles et le développement de grosses structures tourbillonnaires. Le problème est traité avec le code de calcul par éléments finis CASTEM 2000, dans lequel des procédures spécifiques, telles des fonctions de paroi rugueuse, ont été implantées. Des calculs de validation montrent que le modèle k-epsilon standard est incapable de modéliser des écoulements instationnaires sur des sites non homogènes, en présence de tourbillons organisés, alors que le modèle RNG k-epsilon, plus élaboré, est adapté à ce type d'écoulements complexes. Ce dernier modèle est donc utilisé pour étudier les phénomènes rencontrés lorsqu'une rafale aborde une structure élancée. Pour cela, les fonctions indicielles de l'effet rafale de différentes sections sont calculées. Plusieurs comportements sont identifiés. Une relation est établie entre la forme de ces fonctions et la création de poches de décollement ou de grosses structures tourbillonnaires dans le sillage de l'obstacle. Dans le cas des sections non profilées, les limitations de l'approche quasi-statique sont mises en évidence. Dans ce cas, on suggère de prendre en compte les effets de la turbulence générée par la structure elle-même, au travers de fonctions d'admittance modifiées.

Abstract

The aim of this thesis is to compute atmospheric turbulent flows in order to study aerodynamic effects induced by the wind on civil engineering structures. A two-dimensional analysis has been carried out to provide a description of the phenomena involved when the wind acts on a bluff body elongated in the across wind direction. In the discussion, the wind has been assumed as an incompressible turbulent flow governed, in the atmospheric boundary layer, by the Navier-Stokes equations. The turbulent stresses have been determined by a first order turbulence model. The key parameters that have been taken into accounts are the surface roughness, the topography, the obstructions and the development of large-scale organized vortices. The computational procedure has been performed with a finite-element software, CASTEM 2000, in which some uncommon methodology, like rough wall-functions, have been incorporated. Validation tests have been performed. The results show that the standard k-epsilon turbulence model is unable to simulate unsteady flows over changing terrains, with organized vortices. The more sophisticated RNG k-epsilon model appears to be more adapted to this kind of complex flows. Therefore, the latter model has been used to improve analytic formulations of buffeting forces. Indicial lift responses of structures penetrating (or enveloped by) a sharp edged gust have been calculated. It has been found that the form of these functions is strongly dependent on both the creation of separation bubbles and the formation of vortices in the wake of the body. For the bluff sections, the limitations of the existing quasi-steady formulation, commonly used in buffeting analysis, are pointed out. In this case, a new approach is suggested which includes, through modified admittance functions, the turbulence induced by the structure itself.

Mots clefs

Vent - Action du vent sur les structures - Couche limite atmosphérique - Turbulence atmosphérique - Modèles de turbulence - RNG k-epsilon - Méthode des éléments finis