



UNIVERSITÉ DE LILLE

THÈSE

Présentée en vue d'obtenir le grade de

DOCTEUR

En

Spécialité : MÉCANIQUE DES MILIEUX FLUIDES

Par

Maël BENLARBI

Doctorat délivré par l'UNIVERSITÉ DE LILLE

Titre de la thèse :

**Effet de la turbulence et de la stratification sur la
dynamique des tourbillons marginaux**

Effect of turbulence and stratification on the dynamics of trailing vortices

Soutenue le 12 décembre 2025 devant le jury d'examen :

PRÉSIDENT DU JURY	Romain MONCHAUX	Professeur	ENSTA, UME
RAPPORTEUR	Paul BILLANT	Directeur de recherche	École Polytechnique, LadHyX
RAPPORTEUR	Jan-Bert FLÓR	Directeur de recherche	CNRS, LEGI
EXAMINATRICE	Julie ALBAGNAC	Maîtresse de conférence	Toulouse INP, IMFT
DIRECTEUR DE THÈSE	Jean-Philippe LAVAL	Directeur de recherche	CNRS, LMFL
CO-DIRECTEUR DE THÈSE	Vincent BRION	Chargé de recherche	ONERA, DAAA
ENCADRANT	Marie COULIOU	Chargée de recherche	ONERA, DAAA
INVITÉ/ENCADRANT	Geoffrey TANGUY	Chargé de recherche	ONERA, LMFL

Thèse préparée dans le laboratoire :

Laboratoire de Mécanique des Fluides de Lille - Kampé de Fériet

ONERA

École Doctorale ENGSYS-632

UNIVERSITÉ DE LILLE

Résumé

LMFL - ONERA
École Doctorale ENSGYS-632

Docteur en mécanique des fluides

Effet de la turbulence et de la stratification sur la dynamique des tourbillons marginaux

par Maël BENLARBI

Cette recherche porte sur la dynamique des tourbillons marginaux générés dans les sillages d'avions. Ces tourbillons sont impliqués dans les enjeux de sécurité aérienne (turbulences de sillage) et de l'impact environnemental de l'aviation civile, du fait de leurs interactions avec les traînées de condensation. L'évolution de ces tourbillons dépend fortement des conditions aérologiques dans l'atmosphère. On s'intéresse plus précisément dans ces travaux à l'influence de turbulence ambiante et de la stratification. Ces deux effets sont ici étudiés par deux travaux distincts, de nature expérimentale, qui constituent, ensemble, l'objet de ce manuscrit.

Pour étudier l'effet de la turbulence, on utilise une expérience dans le tunnel hydrodynamique de l'ONERA Meudon. Un tourbillon marginal est généré par une aile placée dans l'écoulement, à un nombre de Reynolds égal à 5000, et baigné dans des différents niveaux d'intensité de la turbulence amont, obtenus par des grilles de turbulence. Le faible nombre de Reynolds a pour conséquence un comportement particulier du tourbillon, que l'on étudie plus en détail. Des mesures PIV révèlent un effet combiné de l'aérodynamique de l'aile, marquée par un décollement sur l'extrados dû à la faible inertie de l'écoulement, et de la turbulence amont.

Les résultats montrent que l'amplitude du flottement tourbillonnaire augmente avec la distance en aval, mais varie de façon non monotone avec le niveau de turbulence amont. Cette évolution s'explique par la compétition entre les deux effets antagonistes et intriqués : le décollement sur l'aile et la turbulence amont. La turbulence réduit le niveau de décollement, réduisant l'effet de cette dernière sur le mouvement du tourbillon mais augmentant par là même l'effet déstabilisant de la turbulence libre sur le tourbillon, déjà caractérisée dans de nombreuses autres études sur le phénomène de flottement tourbillonnaire. Les deux dynamiques diffèrent aussi au niveau de la fréquence résultant des fluctuations du tourbillon. En l'absence de grille, l'énergie du flottement est concentrée autour d'un nombre de Strouhal basé sur la corde de 0,1. En présence de turbulence générée par grille, cette bande d'énergie se déplace vers des fréquences plus élevées, centrées autour de 0,6.

Le second dispositif, développé à l'ONERA Lille, examine l'effet d'une stratification verticale stable sur une paire de tourbillons contrarotatifs générés par deux volets immergés dans une cuve d'eau stratifiée en salinité. L'instabilité de Crow, dont l'étude en milieu stratifié constitue l'objectif principal de ces travaux, est déclenchée par une ondulation sinusoïdale imposée sur les bords de fuite. Cette configuration permet une étude paramétrique pour différentes intensités de stratification, exprimées par la grandeur adimensionnée $N^* = N\tau_0$, où N est la fréquence de Brunt-Väisälä et τ_0 le temps caractéristique des tourbillons. L'évolution des tourbillons est documentée par visualisations par colorant

et mesures PIV dans des plans transverses. Les résultats montrent que la stratification modifie significativement le comportement de la paire de tourbillons. Aux temps courts ($t/\tau_0 \lesssim 2$), la force de flottabilité s'oppose au mouvement descendant, ralentissant la descente. Dans le même temps, la stratification génère une vorticité barocline aux interfaces de densité à la frontière de l'oval de Kelvin, accélérant le rapprochement des tourbillons.   des temps plus longs ($t/\tau_0 \gtrsim 2,5$), l'instabilité de Crow se développe, déformant fortement les axes tourbillonnaires jusqu'à la reconnexion et à la formation d'anneaux. En favorisant ce rapprochement, la stratification intensifie les interactions visqueuses entre les cœurs, entraînant une dissipation accrue de la vorticité et une décroissance accélérée de la circulation et du rayon. Cette accélération renforce aussi le développement de l'instabilité de Crow, augmentant son taux de croissance adimensionné d'environ 44% entre $N^* = 0$ et $N^* = 0,69$.

Abstract

LMFL - ONERA
École Doctorale ENSGYS-632

Doctor in fluids mechanics

Effect of turbulence and stratification on the dynamics of trailing vortices

by Maël BENLARBI

This research focuses on the dynamics of wingtip vortices generated in aircraft wakes. These vortices are involved in issues of flight safety (wake turbulence) and the environmental impact of civil aviation, due to their interactions with condensation trails. The evolution of these vortices strongly depends on the atmospheric conditions, particularly ambient turbulence and stratification. These two effects are investigated here through two distinct experimental studies, which together form the core of this work.

To study the effect of turbulence, an experiment was conducted in the ONERA Meudon water tunnel. A wingtip vortex is generated by a wing placed in the flow at a Reynolds number based on the chord of 5000 and exposed to various levels of upstream turbulence intensity, produced by turbulence grids. The low Reynolds number results in a specific behavior of the vortex, which is analyzed in detail. PIV measurements reveal a combined effect of the wing aerodynamics-characterized by a separation on the upper surface due to the low inertia of the flow-and the incoming turbulence.

The results show that the amplitude of the vortex meandering increases with downstream distance but varies non-monotonically with the level of upstream turbulence. This behavior results from the competition between two coupled and opposite effects : the flow separation on the wing and the incoming turbulence. Turbulence reduces the separation, thus weakening its influence on the vortex motion, but simultaneously enhances the destabilizing effect of free-stream turbulence, as already observed in several studies on vortex meandering. The two dynamics also differ in frequency : without a grid, the energy of the meandering is concentrated around a chord-based Strouhal number of 0.1, whereas in the presence of grid-generated turbulence, it shifts toward higher frequencies around 0.6.

The second experimental setup, developed at ONERA Lille, examines the effect of a stable vertical stratification on the evolution of a counter-rotating vortex pair generated by two flaps immersed in a salt-stratified water tank. The Crow instability, whose development in a stratified environment is the main objective of this study, is triggered in a controlled manner by imposing a sinusoidal perturbation on the flap trailing edges. This configuration enables a parametric study for different stratification intensities, characterized by the dimensionless number $N^* = N\tau_0$, where N is the Brunt-Väisälä frequency and τ_0 the characteristic timescale of the vortex pair. The vortex evolution is documented through dye visualizations and PIV measurements in transverse planes.

The results show that stratification significantly modifies the behavior of the vortex pair. At early times ($t/\tau_0 \lesssim 2$), the buoyancy force opposes the downward motion, slowing the descent. At the same time, stratification generates baroclinic vorticity at density interfaces near the boundary of the Kelvin oval, which accelerates the mutual approach of the vortices. At later times ($t/\tau_0 \gtrsim 2,5$), the Crow instability develops, causing strong deformation of

the vortex axes, followed by vortex reconnection and the formation of vortex rings. By promoting this faster approach, stratification enhances viscous interactions between the vortex cores, leading to increased vorticity dissipation and a faster decay of circulation and core radius. This acceleration also strengthens the development of the Crow instability, increasing its dimensionless growth rate $\alpha \cdot \tau_0$ by about 44% between $N^* = 0$ and $N^* = 0.69$.

Ce travail a bénéficié d'un cofinancement de l'ONERA et de la Région Hauts-de-France.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mes encadrants de thèse, pour m'avoir témoigné leur confiance en acceptant de superviser mes travaux. Leur accompagnement scientifique et humain a été déterminant tout au long de ces années de doctorat. J'exprime toute ma gratitude à mon directeur de thèse **Jean-Philippe Laval**, à mon co-directeur **Vincent Brion**, ainsi qu'à mes encadrants **Marie Couliou** et **Geoffrey Tanguy**. J'ai particulièrement apprécié leur enthousiasme tout au long de ces années, leur accompagnement attentif et leur disponibilité, malgré des emplois du temps toujours très chargés.

Je suis très honoré que ce travail ait été examiné par les membres du jury. Je les remercie pour la qualité de leur lecture et la richesse des échanges qui ont accompagné l'évaluation de ce manuscrit. Je remercie vivement **Julie Albagnac** et **Romain Monchaux** d'avoir accepté d'en être les examinateurs et d'y avoir consacré une attention soutenue. J'adresse également mes sincères remerciements à **Paul Billant** et **Jan-Bert Flór** pour avoir accepté la responsabilité exigeante de rapporteurs.

Au cours de ma thèse, menée entre Meudon et Lille, j'ai eu l'occasion de collaborer avec de nombreuses personnes de l'ONERA et du LMFL. Leur expertise, leur disponibilité et leur sympathie ont grandement facilité le travail collectif et rendu les échanges à la fois stimulants et agréables. Je souhaite remercier tout particulièrement **Alberto Barreter**, **Christophe Cuvier**, **Guillaume Delannoy**, **Jean-Marc Foucault**, **Caroline Goudeau**, **Cédric Illoul**, **Thibault Leudiere**, **Gilles Losfeld**, **Fernando Munoz Bernal**, **Robert Soares Morgadinho** et **Jean-Pierre Tobelli**.

La richesse de ces années de thèse doit beaucoup à celles et ceux avec qui j'ai eu le plaisir de partager les réussites, les doutes et les bons moments de ce parcours. Je souhaite tout particulièrement remercier mes compagnons de laboratoire, meudonnais - **Paul Beaumard**, **Georgios Kasapis**, **Orian Le Bourgeois**, **Sylvain Morilhat**, **Nicolas Rembaut**, **Pierre Saulegot** - ainsi que lillois - **Baptiste Caro**, **Léo Claus**, **Rolando Cruz Marquez**, **Thierno Diallo**, **Thomas Huret**, **Baptiste Isgnard**, **Nathan Langlet**, **Maxence Lorthioir**, **Martin Pierre**, **Pierre-Louis Spsychala** et **Nicolas Vauchel** - pour leur présence, leur aide précieuse et pour les rires partagés qui ont égayé le quotidien du laboratoire.

Le développement des expériences à Lille a conduit à l'organisation d'un stage que j'ai eu la chance de superviser. À l'occasion de ce stage, **Romain Galinié** a grandement contribué à la mise en place et aux réglages du montage expérimental. Travailler avec lui a été un vrai plaisir, grâce à son énergie, son initiative et son humour. Je le remercie tout particulièrement pour son appui sans faille.

Je souhaite également remercier **ma famille** ainsi que **mes amis**, qui se reconnaîtront, pour leur soutien constant tout au long de ces années. Leur présence, leur patience et leurs encouragements m'ont donné la force d'avancer, même dans les moments les plus exigeants. Je pense en particulier à **ma mère** et à **ma sœur**, dont l'attention et la tendresse ont été d'un grand réconfort tout au long de ce parcours. Merci d'avoir toujours été là malgré mes absences prolongées.

À **Charlotte**, un merci tout particulier. Merci pour ta bienveillance, ta patience, ton soutien indéfectible et ta capacité à m'écouter sans jugement. Tu m'as offert de la clarté quand tout devenait flou.

Je tiens enfin à adresser une pensée à **mon père**, qui aurait sans doute été touché de me voir, à ma manière, marcher dans ses pas. Ton absence ne s'est jamais faite sentir avec autant de présence que durant cette thèse.

Table des matières

Introduction	20
1 État de l'art	28
1.1 Généralités sur les sillages tourbillonnaires	28
1.1.1 Phases d'évolution	28
1.1.2 Dimensions caractéristiques	29
1.2 Instationnarités et stabilité des tourbillons marginaux	31
1.2.1 Flottement tourbillonnaire	31
1.2.2 Les instabilités coopératives	37
1.3 Impact d'une stratification stable sur les tourbillons marginaux	42
1.3.1 L'environnement atmosphérique	43
1.3.2 Échelles caractéristiques et adimensionnement en milieu stratifié	49
1.3.3 Effets de la stratification sur la cinématique du sillage tourbillonnaire	50
1.3.4 Les effets de la stratification sur la dynamique tridimensionnelle du sillage	54
1.4 Résumé du Chapitre 1	59
2 Effet de la turbulence de grille sur la dynamique d'un tourbillon marginal	61
2.1 L'aérodynamique d'une aile à bas nombre de Reynolds	61
2.1.1 Régimes d'écoulement à bas nombre de Reynolds	61
2.1.2 Interactions entre l'écoulement sur l'aile et le tourbillon marginal	63
2.1.3 Impact de la turbulence de l'écoulement libre sur l'aérodynamique du profil d'aile	64
2.2 Méthodologie expérimentale	65
2.2.1 Description du dispositif dans le tunnel hydrodynamique de l'ONERA Meudon	65
2.2.2 Métrologies	68
2.2.3 Caractérisation de la turbulence de grille	69
2.3 Effet de la turbulence sur l'écoulement autour de l'aile	72
2.3.1 Écoulement moyenné temporellement	72
2.3.2 Écoulement instantané	73
2.3.3 Structures cohérentes de l'écoulement	75
2.4 Effet de la turbulence sur les caractéristiques du tourbillon marginal	78
2.4.1 Tourbillon moyenné temporellement	78
2.4.2 Tourbillon recentré puis moyenné temporellement	79
2.5 Effet de la turbulence sur la dynamique du tourbillon marginal	84
2.5.1 Mouvement de la position du centre du tourbillon	84
2.5.2 Analyse POD	88
2.6 Résumé du Chapitre 2	91

3	Génération de tourbillons longitudinaux contra-rotatifs dans un fluide stratifié linéairement	92
3.1	Choix du fluide et du générateur de tourbillons	92
3.1.1	Choix du fluide de travail	92
3.1.2	Choix du générateur de tourbillons	93
3.1.3	Géométrie du système	94
3.2	Cinématique du générateur de tourbillons	97
3.2.1	Mécanisme	97
3.2.2	Loi de commande	99
3.2.3	Trajectoire des volets	100
3.3	Méthodes de diagnostic de l'écoulement	103
3.3.1	Mesures dans des plans perpendiculaires à l'axe des tourbillons . .	103
3.3.2	Visualisation dans des plans parallèles aux axes des tourbillons . .	107
3.4	Évaluation des effets de bord sur la dynamique tourbillonnaire	110
3.4.1	Effets des extrémités des volets	110
3.4.2	Influence du miroir de fond et de la profondeur d'immersion des volets	111
3.5	Caractérisation des tourbillons	114
3.5.1	Méthodologie	114
3.5.2	Caractéristiques en l'absence de stratification	117
3.6	Génération d'un milieu stratifié linéairement	123
3.6.1	Dispositif	124
3.6.2	Caractérisation	125
3.6.3	Spécificités métrologiques induites par la stratification : la correction d'indice optique	128
3.7	Conditions d'essai et protocole expérimental	133
3.8	Résumé du Chapitre 3	134
4	Impact d'une stratification linéaire verticale sur la dynamique d'une paire de tourbillons horizontaux	135
4.1	Visualisations des tourbillons	135
4.1.1	Descente des tourbillons	136
4.1.2	Croissance des instabilité coopératives	136
4.1.3	Formation d'anneaux tourbillonnaires	138
4.1.4	Évolution des anneaux tourbillonnaires	140
4.1.5	Formation d'un sillage secondaire	142
4.2	Évaluation de l'influence de la stratification	144
4.2.1	Cinématique de la paire de tourbillons	144
4.2.2	Propriétés des tourbillons	148
4.3	Influence de la stratification sur l'instabilité de Crow	158
4.3.1	Caractérisation de l'instabilité de Crow en milieu homogène	158
4.3.2	Effet de la stratification sur le taux de croissance et l'inclinaison de l'instabilité de Crow	161
4.4	Résumé du Chapitre 4	164
5	Conclusions et perspectives	166
A	Influence de l'amplitude de la perturbation sinusoïdale sur la dynamique de la paire de tourbillons en présence de stratification	175

Notations

Les quantités en gras correspondent à des grandeurs vectorielles.

(x, y, z)	Coordonnées cartésiennes, respectivement selon les directions de l'écoulement, de l'envergure et verticale.	m
(u, v, w)	Composantes de vitesse en projection cartésienne.	$m.s^{-1}$
(r, θ, x)	Coordonnées polaires dans le repère centré sur le tourbillon, respectivement radiale, azimutale et axiale.	m
(u_r, u_θ, u_x)	Composantes de vitesse en projection polaire centrée sur le tourbillon.	$m.s^{-1}$
\mathbf{u}	Champ de vitesse.	$m.s^{-1}$
U_0	Vitesse axiale de l'écoulement libre.	$m.s^{-1}$
\bar{u}	Vitesse axiale moyennée temporellement.	$m.s^{-1}$
u_{rms}	Écart quadratique moyen des fluctuations de vitesse axiale.	$m.s^{-1}$
$\boldsymbol{\omega}$	Champ de vortacité.	s^{-1}
ω_x	Champ de vortacité axial.	s^{-1}
ω_y	Champ de vortacité transverse.	s^{-1}
p	Champ de pression.	Pa
T	Champ de température.	K
Θ	Champ de température potentielle.	K
N	Fréquence de Brunt-Väisälä.	s^{-1}
\mathbf{g}	Champ de gravité.	$m.s^{-2}$
ρ	Masse volumique du fluide.	$kg.m^{-3}$
μ	Viscosité dynamique du fluide.	$Pa.s$
ν	Viscosité cinématique du fluide.	$m^2.s^{-1}$
γ	Conductivité du fluide.	Sm^{-1}
b	Espacement entre les tourbillons.	m
a	Rayon de dispersion d'un tourbillon.	m
r^*	Rayon de vitesse azimutale maximale d'un tourbillon.	m
u_θ^*	Vitesse azimutale maximale d'un tourbillon.	m/s
Γ	Circulation d'un tourbillon	$m^2.s^{-1}$.
Γ^*	Circulation d'un tourbillon basé sur u_θ^* et $\Gamma^* = 2\pi$ ($\Gamma^* = 2\pi r^* u_\theta^*$)	$m^2.s^{-1}$.
W	Vitesse de descente des tourbillons.	$m.s^{-1}$
τ	Temps caractéristique de la paire de tourbillons.	s

$\tau_{\text{retournement}}$	Temps de rotation du tourbillon basé sur a et Γ .	s
τ_*	Temps de rotation du tourbillon basé sur r^* et Γ^* .	s
τ_{strat}	Temps caractéristique associé à la stratification.	s
c	Longueur de la corde de l'aile.	m
b_w	Envergure de l'aile.	m
AR	Rapport d'aspect de l'aile.	
α	Angle d'incidence de l'aile.	$^\circ$
M	Taille de maille des grilles.	m
e	Épaisseur des barreaux des grilles.	m
d	Profondeur des barreaux des grilles.	m
T_u	Taux de turbulence.	
L_x	Longueur intégrale axiale.	m
η	Longueur de Kolmogorov.	m
\mathbf{x}_c	Position du centre du tourbillon.	m
y_c, z_c	Coordonnées de la position du centre du tourbillon dans le plan de mesure.	m
σ_y, σ_z	Amplitudes du flottement tourbillonnaire selon y et z .	m
σ	Amplitude totale du flottement tourbillonnaire ($\sigma \approx \sqrt{\sigma_y^2 + \sigma_z^2}$).	m
ϕ_y, ϕ_z	Densité spectrale de puissance des séries temporelles $y_c(t)$ et $z_c(t)$.	m^2/Hz
Ψ_i	Mode POD spatial i .	
λ_i	Valeur propre associée au mode POD i .	
a_i	Coefficient temporel associé au mode POD i .	
S	Longueur des volets.	m
B	Espacement entre les volets.	m
θ	Position angulaire des volets.	$^\circ$
$\dot{\theta}$	Vitesse angulaire des volets.	$^\circ s^{-1}$
$V_{\text{éject}}$	Vitesse d'éjection du fluide à la sortie des volets.	$m.s^{-1}$
λ	Longueur d'onde de l'instabilité de Crow.	m
β	Angle d'inclinaison des tourbillons par rapport au plan (xy) .	$^\circ$
d	Amplitude de l'instabilité de Crow.	m
α	Taux de croissance de l'instabilité de Crow.	$^\circ$
$Re_c = \frac{U_0 c}{\nu}$	Nombre de Reynolds basé sur la corde.	
$Re_\Gamma = \Gamma/\nu$	Nombre de Reynolds basé sur la circulation.	
$St_c = \frac{f c}{U_0}$	Nombre de Strouhal basé sur la corde.	
$St_{r^*} = \frac{f r^*}{U_0}$	Nombre de Strouhal basé sur r^* .	
$N^* = N\tau_0$	Fréquence de Brunt-Väisälä adimensionnée.	
\mathcal{S}	Nombre de Stokes.	

Notations associées à une grandeur générique g

g^{rec}	Grandeur associée au plan de reconnexion.
g^{sep}	Grandeur associée au plan de séparation.
g_-	Grandeur associée au tourbillon gauche ($y < 0$).
g_+	Grandeur associée au tourbillon droit ($y > 0$).

g_0	Grandeur prise à l'instant $t = t_0$.
\bar{g}	Moyenne temporelle de g - ou - moyenne entre g^{rec} et g^{sep} .
g'	Fluctuation de g .
\hat{g}	Moyenne de g après recentrage de chaque champ sur le centre de son tourbillon.
$\langle g \rangle$	Moyenne azimutale de g .

Table des figures

2	Visualisation d'un tourbillon marginal à l'extrémité d'une aile rectangulaire dans un tunnel hydrodynamique.	20
3	Schéma illustrant les effets d'un sillage tourbillonnaire sur un avion suiveur en fonction de sa position relative aux tourbillons. (BREITSAMTER 2011) . . .	21
4	Estimations des contributions de l'aviation mondiale au forçage climatique entre 1940 et 2018. LEE <i>et al.</i> 2021	23
5	Évolution de la stratification de l'atmosphère avec l'altitude au cours d'une année. MINAMIHARA <i>et al.</i> 2018	24
6	Évolution d'une traînée de condensation (LEWELLEN <i>et al.</i> 2014).	25
1.1	Représentation schématique de l'évolution d'un sillage d'avion en phase de croisière (adapté de PAOLI <i>et al.</i> (2016)).	29
1.2	Visualisation du flottement d'un tourbillon marginalensemencé par de la fumée (BÖLLE 2024).	32
1.3	Contour de vorticité axiale du premier mode POD calculé à partir de données PIV (d'après DGHIM <i>et al.</i> (2021)).	33
1.4	Principales données expérimentales disponibles dans la littérature sur le flottement tourbillonnaire.	35
1.5	Amplitude du flottement adimensionnée conformément à la méthode proposée par VAN JAARVELD <i>et al.</i> (2011).	36
1.6	Spectres associés aux fluctuations du mouvement du centre d'un tourbillon pour des écoulements libres d'intensité turbulente croissante (d'après BAILEY, PENTELOW <i>et al.</i> (2018))	37
1.7	Évolution d'une paire de tourbillons soumise à l'instabilité de Crow observée expérimentalement dans une cuve à eau (adapté de LEWEKE & WILLIAMSON (2011)).	39
1.8	Taux de croissance adimensionné $\alpha\tau_0$ de l'instabilité de Crow mesuré expérimentalement par LEWEKE & WILLIAMSON (2011).	39
1.9	Taux de croissance de l'instabilité elliptique pour une paire de tourbillons gaussiens co-rotatifs (LEWEKE, LE DIZÈS <i>et al.</i> 2016).	40
1.10	Influence du rapport a/b sur le nombre de Reynolds critique où la paire devient instable (LEWEKE, LE DIZÈS <i>et al.</i> 2016).	40
1.11	Visualisations de l'instabilité elliptique dans une cuve à eau (LEWEKE & WILLIAMSON 1998).	41
1.12	Visualisation des effets combinés des instabilités coopératives dans une cuve à eau dans le plan (xy) (d'après LEWEKE, LE DIZÈS <i>et al.</i> (2016)).	42
1.13	Représentation schématique des différents environnements atmosphériques rencontrés par différents appareils selon leur domaine de vol.	43
1.14	Probabilité annuelle moyenne d'occurrence de turbulences en air clair (PROSSER <i>et al.</i> 2023)	45

1.15	Exemple de profil vertical de température atmosphérique (d'après GETTELMAN <i>et al.</i> (2011)).	46
1.16	Schéma d'une parcelle d'air évoluant dans une atmosphère stratifiée.	46
1.17	Schéma de la couche limite atmosphérique dans trois régimes de stabilité thermique (d'après HURET (2024)).	48
1.18	Schéma de la ligne de courant formant l'ovale de Kelvin dans lequel du fluide ambiant est encapsulé et descend avec la paire de tourbillons.	49
1.19	Schéma de la formation de vorticité secondaire par production barocline (adapté de DONNADIEU (2008)).	51
1.20	Schéma du mécanisme de rapprochement des tourbillons principaux sous l'effet de l'écoulement induit par la présence de vorticité barocline.	52
1.21	évolution de la distance entre les tourbillons b en fonction du temps caractéristique de la stratification Nt pour diff�rent niveau de stratification (ORTIZ <i>et al.</i> 2015).	55
1.22	Visualisations d'une paire de tourbillons dans le plan (yz) pour une stratification $N^* = 0, 31$ (d'après LIU (2006))	56
1.23	Taux de croissance des instabilités coopératives (d'après ORTIZ <i>et al.</i> (2015))	58
2.1	Différents régimes d'écoulement autour d'un profil d'aile (KOTAPATI 2010) .	63
2.2	Variation de la fréquence du lâché tourbillonnaire en fonction de l'angle d'attaque pour différents nombres de Reynolds (GUPTA <i>et al.</i> 2023).	64
2.3	Visualisation de l'influence de l'intensité turbulente de l'écoulement libre T_u sur l'écoulement autour d'un profil NACA0012 (WANG <i>et al.</i> 2014).	65
2.4	Schéma du tunnel hydrodynamique de l'ONERA Meudon	66
2.5	Photographie de l'aile NACA0012 dans la veine d'essai.	67
2.6	Schéma de l'installation expérimentale vue du dessus (plan xy)	67
2.7	Schéma du système de mesure SPIV transverse.	69
2.8	évolution longitudinale de la vitesse moyenne \bar{u} sur l'axe central dans la section de test vide obtenue par mesures LDV.	71
2.9	évolution de l'intensité turbulente longitudinale T_u en fonction de la distance aval obtenue par mesures LDV. Les pointillés correspondent aux ajustements faits avec le modèle de ROACH (1986) (Eq. (2.1)).	71
2.10	Spectres des fluctuations de vitesse longitudinale en $x/c = 0$, représentés en fonction de la fréquence f (axe supérieur) et du nombre de Strouhal $St_c = fc/U_0$ (axe inférieur).	72
2.11	Iso-contours de la vitesse axiale moyenne normalisée \bar{u}/U_0	73
2.12	évolution temporelle de la composante transverse de la vorticité instantanée.	74
2.13	Densité spectrale de puissance de la composante verticale de vitesse aux positions marquées par les symboles \times dans la Figure 2.12.	74
2.14	Décomposition POD de l'écoulement autour de l'aile.	77
2.15	H�rarchie des contributions des modes POD à l'énergie des perturbations $\lambda_n/\sum \lambda_n$ tracée pour les 10 premiers modes.	77
2.16	Champ de vorticité axiale moyen $\bar{\omega}_x$	78
2.17	écart entre les valeurs de σ mesurée par la méthode du barycentre et celle obtenue par un ajustement au modèle de Lamb-Oseen, pour différentes configurations de grille et positions longitudinales x/c	80
2.18	Champ de vorticité axiale moyen recentré $\hat{\omega}_x$	81
2.19	Exemples de profils de vitesse moyens recentrés et moyennés azimutalement.	82

2.20	Profil moyen de la vitesse azimutale, recentré et adimensionné par la valeur maximale $\langle \hat{u}_\theta \rangle / \langle \hat{u}_\theta^* \rangle$, en fonction de la distance radiale adimensionnée $\eta = r/r^*$.	83
2.21	Positions instantanées du centre du tourbillon pour les différentes configurations de grilles.	85
2.22	Amplitude du mouvement du tourbillon en fonction de la distance longitudinale pour toutes les configurations.	86
2.23	Spectres prémultipliés du mouvement tourbillonnaire dans la direction horizontale pour les différentes configurations de grille.	87
2.24	(a) Taux de turbulence et (b) perturbations de l'écoulement libre et du sillage mesurées en $x/c = 3$.	87
2.25	Adimensionnement de l'amplitude du mouvement du tourbillon selon la méthode de VAN JAARVELD <i>et al.</i> (2011).	88
2.26	Décomposition POD des champs PIV transverses.	90
3.1	Panorama d'expériences réalisées dans des cuves à eau avec le système de volets.	94
3.2	Schéma du système de génération de tourbillons.	95
3.3	Photographie de la cuve à eau	96
3.4	Schéma de l'ondulation sinusoïdale du bord des volets. A_i représente l'amplitude de l'oscillation et $\lambda = 18\text{cm}$ sa longueur d'onde.	96
3.5	Schéma du système de volets.	97
3.6	Vue en coupe transverse du système de poulies, courroies et engrenages permettant de transmettre le mouvement du moteur aux volets.	98
3.7	Exemple de loi de commande des volets.	100
3.8	Système de détection de la position des volets.	101
3.9	Images des volets prises par la webcam (a) brute et (b) après seuillage. Les lignes continues en rouge représentent les segments de droites passant au mieux par les centres des repères au sens des moindres carrés.	102
3.10	Position angulaire des volets $\theta(t)$ prescrite par la loi de commande et valeurs mesurées expérimentalement.	102
3.11	Schéma de la configuration de mesures transverses (configuration \perp). (a) Système de mesure PIV et (b) système de visualisation par colorant.	104
3.12	Dimensions des champs de visualisations et PIV transverse.	105
3.13	Exemples d'images obtenues par les deux méthodes (PIV et visualisation)	107
3.14	Schéma des deux plans d'observation perpendiculaires à l'axe des tourbillons : plan de reconnexion et plan de séparation.	108
3.15	Exemple d'imagerie bi-plan réalisée à l'aide d'un dispositif à double laser synchronisé.	108
3.16	Photographie des volets sous lumière UV, immergés dans l'eau.	109
3.17	Schéma de la configuration de mesure longitudinale.	109
3.18	Amélioration progressive de la technique de visualisation au fil des essais.	110
3.19	Visualisation de la propagation des effets de bord au cours du temps depuis les extrémités des volets.	112
3.20	Schéma des différentes configurations expérimentales.	113
3.21	Évolution temporelle de différentes grandeurs caractéristiques de la dynamique des tourbillons générés en l'absence de stratification pour les quatre configurations expérimentales schématisées en Figure 3.20.	114
3.22	Séquence de champs de vorticités axiales ω_x mesurés en l'absence de stratification dans le plan de reconnexion pour la perturbation A_1 .	115

3.23	Exemple de visualisations réalisées dans le plan de séparation pour la perturbation A_1	116
3.24	Profils de la vitesse azimutale normalisée $u_\theta 2\pi a/\Gamma$ dans les plans de reconnexion et de séparation.	117
3.25	Définition des principales grandeurs mesurées selon le plan d'observation.	118
3.26	Évolution de la circulation moyenne $\bar{\Gamma}$ pour les perturbations A_1 et A_2	118
3.27	Profils de vitesse azimutale u_θ à $t = t_0$	119
3.28	Évolution de la circulation, de l'altitude et de l'espacement des tourbillons	122
3.29	Schéma du système de stratification de la cuve de travail par la méthode des <i>double-buket</i>	124
3.30	Schéma de la position de la sonde de mesure de la conductivité dans la cuve	126
3.31	Mesures de la densité dans la cuve	127
3.32	Exemple de courbe de calibration obtenues en mesurant la conductivité γ et la densité ρ des cinq solutions S1 à S5 obtenue pour la stratification $N = 0,28 \text{ s}^{-1}$	129
3.33	Exemple d'image PIV des particules obtenue en utilisant la méthode de correction d'indice de réfraction	130
3.34	Histogrammes de la densité de probabilité des valeurs de C , calculés sur l'intégralité de la fenêtre PIV à partir de 30 snapshots.	132
3.35	Ajustement du modèle défini par l'équation (3.4) sur des données expérimentales acquises en milieu stratifié.	132
4.1	Visualisations de l'évolution des structures tourbillonnaires dans le plan (xz) pour différentes stratifications.	137
4.2	Visualisations de l'évolution des anneaux tourbillonnaires dans le plan (xy) pour différentes stratifications.	139
4.3	Visualisations de l'écoulement à $t/\tau_0 = 14$ en l'absence de stratification lors de l'impact du miroir (perturbations A_2).	140
4.4	Visualisations de l'écoulement dans le plan (xz) pour différentes stratifications pour des temps caractéristiques t/τ_0 compris entre 10 et 16	141
4.5	Séquence de champs de vortacité axiale ω_x mesurée en présence de stratification ($N^* = 0,64$) dans le plan de séparation (perturbation A_2).	142
4.6	iso-surfaces du critère λ_2 issues des simulations de DE VISSCHER <i>et al.</i> (2013) pour trois niveaux de stratification $N^* \in [0 ; 0,35 ; 0,75]$	142
4.7	Trajectoires moyennes des centres tourbillonnaires.	145
4.8	Altitude moyenne du centre des tourbillons \bar{z}_c	146
4.9	Vitesse verticale moyenne du centre des tourbillons $d\bar{z}_c/dt$	146
4.10	Altitude moyenne du centre des tourbillons en fonction du temps pour (a) $N^* \approx 0,44$ et (b) $N^* \approx 0,69$	147
4.11	Évolution de la distance moyenne entre les tourbillons \bar{b} en fonction du temps propre au dipôle.	149
4.12	Champs instantanés de vortacité axiale adimensionnée $\omega_x \tau_0$ centré sur le dipôle mesurés à $t/\tau_0 = 1,5$ pour différentes valeurs de N^*	150
4.13	Évolution de la distance moyenne entre les tourbillons \bar{b} en fonction du temps adimensionné Nt	152
4.14	Instant Nt_d à partir duquel les courbes expérimentales d'évolution de l'espacement moyen entre les tourbillons \bar{b} s'écartent des prédictions du modèle de CROW (1974).	153
4.15	Évolution de la circulation moyenne $\bar{\Gamma}$ pour différentes valeurs de N^*	154

4.16	Schéma du domaine d'intégration autour d'un tourbillon de la paire.	155
4.17	Évolution du rayon moyen \bar{a} pour différentes valeurs de N^*	157
4.18	Visualisation de l'instabilité de Crow dans le plan (xz) à $t/\tau_0 = 2$ dans le plan (xz)	158
4.19	Exemple de l'évolution de l'amplitude de l'instabilité de Crow dans le cas de référence ($N^* = 0$).	159
4.20	Taux de croissance adimensionné de l'instabilité de Crow $\alpha\tau_0$	160
4.21	Évolution de l'angle de Crow β moyen dans le cas de référence ($N^* = 0$). . .	160
4.22	Évolution de l'amplitude moyenne de l'instabilité de Crow d en fonction de t/τ_0 pour différentes stratifications.	161
4.23	Taux de croissance de l'instabilité de Crow en fonction de la valeur de N^* . .	162
4.24	Évolution temps caractéristique instantané $\tau = 2\pi\bar{b}^2/\bar{\Gamma}$	163
4.25	Évolution de l'angle de Crow $\bar{\beta}$, défini comme l'angle d'inclinaison des tourbillons par rapport au plan médian horizontal (xy)	164
A.1	Évolution de l'espacement moyen \bar{b} en fonction du temps adimensionné Nt pour les perturbation A_1 et A_2	178
A.2	Évolution du taux de croissance de l'instabilité de Crow en fonction de la valeur de N^* pour l'amplitude de perturbation A_1 et A_2	179

Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques des tourbillons marginaux et de la stratification pour une sélection d'appareils (d'après SAULGEOT <i>et al.</i> (2023)).	50
2.1	Caractéristiques géométriques des grilles et les caractéristiques turbulentes correspondantes mesurées 4 longueurs de corde en aval de la grille.	70
2.2	Caractéristiques du tourbillon recentré, moyennées azimutalement.	83
3.1	Caractéristiques initiales moyennes du dipôle pour les perturbations (a) A_1 , (b) A_2 , et (c) comparaison avec les valeurs rapportées dans l'expérience de LEWEKE & WILLIAMSON (1998).	120
3.2	Coefficients de calibration déterminés pour la relation entre la conductivité électrique et la masse volumique du fluide, conformément à l'équation (3.9).126	
3.3	Variabilité verticale de la fréquence de Brunt-Väisälä dans la zone d'intérêt pour les différentes stratifications explorées.	128
3.4	Proportions volumiques des fluides prélevés dans la cuve A (mélange d'eau et de sel) et dans la cuve B (mélange d'eau et d'éthanol) pour préparer les cinq solutions de calibration (S1 à S5).	129
3.5	Métrologies utilisées pour chaque configuration, montrant les différentes techniques de mesure	133
4.1	Intervalle de temps $[t_1/\tau_0 : t_2/\tau_0]$ sur lequel les ajustements avec la fonction donnée à l'équation (4.5) sont effectués.	161
5.1	Quantités nécessaires des composants (en kg) pour réaliser la stratification du canal de traction de l'ONERA Lille.	173
A.1	Grandeurs caractéristiques à t_0 en fonction de la configuration expérimentale.176	

Introduction

Contexte général

Qu'est-ce qu'un tourbillon marginal ?

Pour se maintenir dans les airs, un avion doit générer une force de portance qui s'oppose à son poids. Les sillages tourbillonnaires des avions résultent de cette portance. Conformément à la troisième loi de Newton, toute force exercée sur un système entraîne une réaction égale et opposée. Ainsi, du fait de leur géométrie et de leur inclinaison par rapport à l'écoulement, les ailes de l'avion exercent une force vers le bas sur l'air ambiant. En réaction, l'air exerce une poussée sur l'avion dirigée vers le haut, générant la portance nécessaire à son vol.

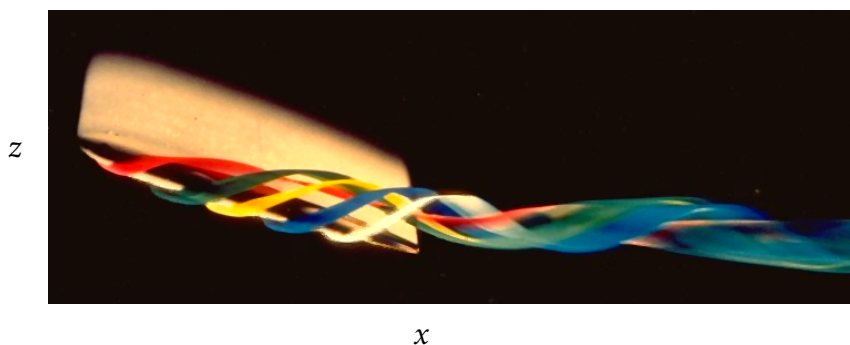


FIGURE 2 – Visualisation d'un tourbillon marginal à l'extrémité d'une aile rectangulaire dans un tunnel hydrodynamique. Les lignes d'émission sont rendues visibles en injectant des traceurs colorés en plusieurs points localisés le long du bord de fuite (Crédit : Henri Werlé, ONERA (2005)).

Cette poussée résulte de la différence de pression qui s'établit entre l'intrados et l'extrados de ses ailes. Cette différence de pression induit un enroulement de l'écoulement à proximité des bouts d'aile, donnant naissance à un sillage tourbillonnaire - les tourbillons marginaux. La formation d'un tourbillon marginal est illustrée dans la Figure 2 dans une expérience en canal à eau, les lignes d'émission partant du bout d'une aile sont visualisées à l'aide de colorants de différentes couleurs (source Werlé ONERA).

Des tourbillons marginaux apparaissent également au niveau d'autres surfaces portantes des aéronefs, notamment à l'arrière des empennages et des volets. On les retrouve également dans les machines tournantes, au bout des aubes de turbomachines aéronautiques, des rotors d'hélicoptères ou encore des pales éoliennes.

Les risques liés aux tourbillons marginaux

Une des problématiques associées à la dynamique des tourbillons marginaux concerne la sécurité du trafic aérien. Les structures tourbillonnaires sont des structures très cohérentes qui peuvent persister sur de longues distances en aval des avions et générer des perturbations aérodynamiques significatives pour un éventuel appareil suiveur (SPALART 1998). La Figure 3 illustre plusieurs configurations d'approche dans lesquelles, selon sa position relative aux tourbillons marginaux, un avion suiveur peut être soumis à des champs ascensionnels, descendants ou induisant de la rotation. Les tourbillons marginaux représentent donc un danger pour un avion suiveur.

Afin de limiter les risques liés à leur interaction avec un autre appareil, des normes imposent des distances et des temps minimaux de séparation entre les avions. À titre d'exemple, pour un avion de léger (catégorie *LIGHT*) suivant un avion de lourd (catégorie *HEAVY*), la réglementation impose un espacement minimal de 3 minutes à l'atterrissage, et jusqu'à 4 minutes si l'avion précédent est classé comme très lourd (catégorie *SUPER*) (INTERNATIONAL CIVIL AVIATION ORGANIZATION (ICAO) 2020). Ces réglementations restreignent de facto la densité de trafic aérien que les aéroports peuvent accueillir, ce qui peut conduire à des saturations sur les aéroports à certaines heures de pointe, et limiter plus largement l'efficacité de l'organisation du trafic aérien. Ces normes peuvent s'avérer excessivement restrictives, car elles reposent principalement sur le poids de l'avion générateur et de l'avion suiveur, et ne prennent pas en compte les conditions météorologiques locales et les caractéristiques aérodynamiques des appareils. Or, ces paramètres influencent la dynamique des tourbillons marginaux et notamment leur dissipation. Mieux comprendre l'impact des paramètres environnementaux sur les tourbillons de sillages constitue donc un enjeu, en vue d'élaborer des règles d'écarts entre deux avions, qui soient plus flexibles et mieux adaptées aux conditions réelles.

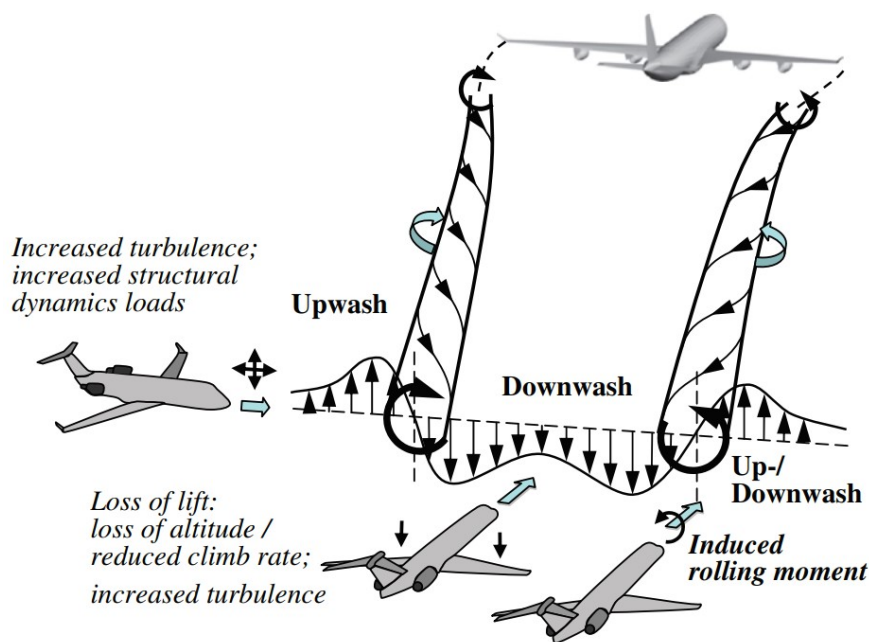


FIGURE 3 – Schéma illustrant les effets d'un sillage tourbillonnaire sur un avion suiveur en fonction de sa position relative aux tourbillons. L'appareil peut subir un champ ascensionnel ou descendant à l'origine de perte de portance ou de moment induit (d'après BREITSAMTER (2011)).

La dynamique des tourbillons de sillage, en particulier des tourbillons marginaux, est fortement influencée par les conditions environnementales. Dans le contexte aéroportuaire, où la sécurité des avions suiveurs impose des espacements minimaux stricts, la compréhension fine de ces effets est essentielle pour adapter les règles de séparation aux conditions locales. Les principaux paramètres identifiés sont la proximité du sol, la turbulence atmosphérique, la stratification verticale, ainsi que les vents latéraux.

L'effet du sol a fait l'objet de nombreuses études. Dans un cadre non visqueux, LAMB (1932) a montré que deux tourbillons contra-rotatifs tendent à s'écarter mutuellement en suivant des trajectoires hyperboliques lors de leur approche de la paroi. Toutefois, des mesures expérimentales (DEE *et al.* 1968) ont mis en évidence un comportement de rebond au voisinage du sol, attribué à la formation de structures secondaires de vorticité au sein de la couche limite (HARVEY *et al.* 1971 ; PEACE *et al.* 1983). Ces structures peuvent interagir avec les tourbillons primaires, induisant une stagnation des tourbillons au-dessus du sol. Ce mécanisme peut se répéter à plusieurs reprises, comme l'ont montré les simulations d'ORLANDI (1990). Afin de limiter cette stagnation des tourbillons au-dessus du sol, des dispositifs de soufflage actif en extrémité de piste ont été proposés pour forcer la dissipation des structures tourbillonnaires. Des études récentes ont permis d'identifier des plages de paramètres optimaux pour ces dispositifs, en fonction des caractéristiques des avions (P. XU *et al.* 2024). Par ailleurs, des campagnes de télédétection en conditions réelles, utilisant des systèmes LIDAR au sol, ont permis de suivre l'évolution des tourbillons marginaux sur des distances allant jusqu'à 2 km, et de documenter leur vitesse de descente ainsi que leur décroissance en circulation (M. HARRIS *et al.* 2002 ; GERZ, HOLZÄPFEL *et al.* 2002).

L'effet du vent latéral a également été exploré. Un vent transversal modéré peut accélérer l'évacuation latérale des tourbillons marginaux hors de la zone critique, réduisant ainsi leur temps de persistance à proximité du sol (ASH *et al.* 1994 ; PARAMASIVAM *et al.* 2016 ; LI *et al.* 2021 ; Z. XU *et al.* 2023). Dans cette perspective, des dispositifs de soufflage actif en extrémité de piste ont été proposés pour forcer la dissipation des structures tourbillonnaires. Des études récentes ont permis d'identifier des plages de paramètres optimaux pour ces dispositifs, en fonction des caractéristiques des avions (P. XU *et al.* 2024).

D'autres travaux se sont attachés à modéliser de manière conjointe l'effet de la turbulence atmosphérique, de la stratification et de la proximité du sol. HOLZÄPFEL (2003) ont notamment développé un cadre probabiliste intégrant ces différents paramètres environnementaux afin de prédire la trajectoire et la durée de vie des tourbillons marginaux dans un contexte opérationnel.

Dans leur revue sur les perspectives d'optimisation de la capacité aéroportuaire, HALLOCK *et al.* (2018) soulignent l'intérêt d'un couplage entre modèles prédictifs et mesures météorologiques en temps réel. Une telle approche permettrait de moduler dynamiquement les espacements entre avions selon les conditions locales, tout en assurant un niveau de sécurité constant.

Qu'il s'agisse de campagnes de mesure, de dispositifs de contrôle actif, de simulations numériques ou de modèles opérationnels, l'ensemble des travaux converge vers un constat commun : la dynamique des tourbillons marginaux dépend fortement de l'environnement dans lequel ils évoluent. Prendre en compte ces paramètres dans les modèles de prévision est un enjeu majeur pour permettre une gestion plus souple et plus sûre du trafic aérien à proximité des aéroports.

Plusieurs initiatives concrètes ont été développées dans cette optique. Le projet CRE-DOS (EUROCONTROL 2006) explore l'intégration du vent latéral dans les règles de

séparation, en identifiant les configurations favorables à une dissipation rapide des tourbillons marginaux. Le programme RECAT (EUROCONTROL 2022) propose quant à lui une catégorisation affinée des aéronefs, fondée non seulement sur leur masse, mais aussi sur leurs caractéristiques aérodynamiques.

Interactions entre tourbillons marginaux avec les traînées de condensation

Une autre problématique importante associée aux sillages tourbillonnaires concerne leurs interactions avec les traînées de condensation. Celles-ci sont composées de cristaux de glace, issus de la nucléation induite par le mélange des gaz d'échappement chauds et saturés avec l'air ambiant froid et humide (KÄRCHER 2018). Le processus de nucléation est facilité par la présence de particules de suie provenant de la combustion, qui agissent comme noyaux de condensation. Elles initient la formation de gouttelettes d'eau, lesquelles gèlent rapidement dans les conditions de température de la haute troposphère, donnant ainsi naissance aux cristaux de glace constituant la traînée. L'évolution ultérieure de cette dernière dépend fortement des conditions d'humidité atmosphérique : en présence d'un air sursaturé, les cristaux peuvent croître, aboutissant à des traînées persistantes susceptibles de générer des cirrus artificiels qui contribuent au réchauffement climatique de la terre (PAOLI *et al.* 2016; KÄRCHER 2018; LEE *et al.* 2021).

L'estimation du forçage radiatif induit par les traînées de condensation reste marquée par une forte incertitude, comme le souligne la synthèse de LEE *et al.* (2021). La Figure 4 issue de cette étude met en évidence à la fois la part de ces traînées dans le bilan climatique de l'aviation et l'ampleur des marges d'erreurs qui entourent leur quantification.

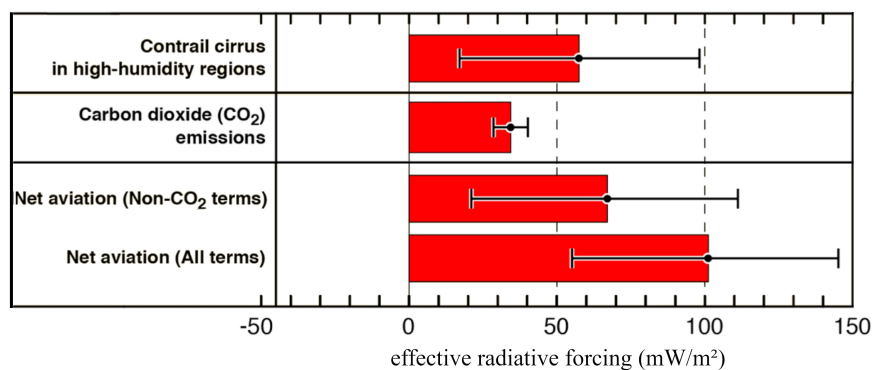


FIGURE 4 – Estimations des contributions de l'aviation mondiale au forçage climatique entre 1940 et 2018. Les barres indiquent les valeurs estimées, accompagnées des barres d'erreurs (adaptée de LEE *et al.* (2021)).

Par leur interaction avec les panaches issus des moteurs, les tourbillons marginaux influencent directement la formation, l'évolution et la persistance des traînées de condensation. Plusieurs travaux se sont ainsi attachés à préciser le rôle de ces structures tourbillonnaires sur la dynamique du panache et la distribution verticale des cristaux de glace (PAOLI *et al.* 2016; KÄRCHER 2018; LEE *et al.* 2021).

Dès leur formation, les panaches moteurs sont rapidement capturés par le champ de vitesse induit par la paire de tourbillons, et entraînés dans leur mouvement. En atmosphère non stratifiée, cette interaction conduit à une descente continue du panache sous l'effet de l'induction mutuelle des deux tourbillons contra-rotatifs.

En revanche, aux altitudes typiques des vols de croisière, comprises entre 9 et 12 km (SFORZA 2014), la présence d’une stratification stable (*cf.* Figure 5) modifie profondément la dynamique du sillage. En effet, les gradients de densité verticaux induisent des termes baroclines à l’origine de structures secondaires ascendantes au voisinage des tourbillons marginaux. Une partie des cristaux de glace, initialement piégés dans le sillage descendant, peut alors remonter vers l’altitude de vol, voire la dépasser (GERZ, DÜRBECK *et al.* 1998; PAUGAM *et al.* 2010; SAULGEOT *et al.* 2023; BOUHAFID *et al.* 2024). Ce processus conduit à une séparation du sillage en deux branches – l’une descendante, l’autre ascendante – augmentant ainsi l’épaisseur verticale des traînées et leur potentiel d’extension. En modifiant

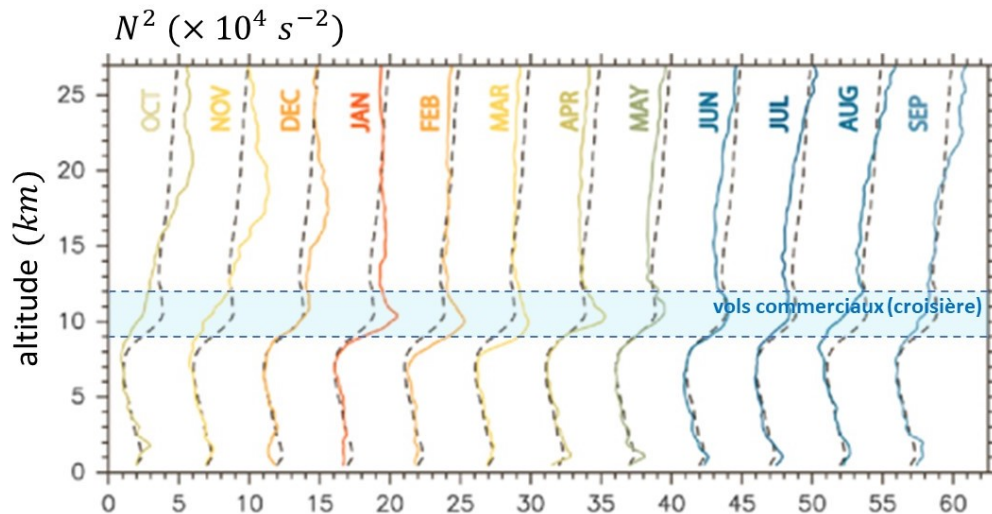


FIGURE 5 – Évolution de la stratification de l’atmosphère avec l’altitude au cours d’une année. N représente la fréquence de Brunt-Väisälä qui quantifie l’intensité de la stratification. La bande horizontale comprise entre les lignes pointillées indique la zone typique d’évolution des avions commerciaux en vol de croisière. Les valeurs de N sont estimées à partir de radiosondages durant la période d’octobre 2015 à septembre 2016 (moyenne en ligne noire en pointillés). Les courbes colorées correspondent aux profils de N^2 pour chacun des mois d’octobre 2015 à septembre 2016; chaque profil est décalé de $5s^{-2}$ (adaptée de MINAMIHARA *et al.* (2018)).

la répartition verticale des cristaux de glace, les tourbillons marginaux influencent directement l’épaisseur optique, la persistance et, par conséquent, le forçage radiatif associé (LEWELLEN *et al.* 2014; PAOLI *et al.* 2016; SAULGEOT *et al.* 2023; BOUHAFID *et al.* 2024).

La Figure 6 illustre l’évolution temporelle d’une traînée de condensation transportée par un sillage tourbillonnaire. Aux temps courts, l’extension verticale des cristaux de glace reste limitée à quelques dizaines de mètres. À des temps plus longs, le panache s’étend sur près de 200 m : une partie des cristaux est entraînée vers le bas par l’écoulement tourbillonnaire, tandis qu’une autre est transportée vers le haut au sein du sillage secondaire. La phase de descente des tourbillons marginaux est également soumise à des mécanismes d’instabilité tridimensionnelle. Sous l’effet d’instabilités coopératives, les tubes tourbillonnaires se déforment, interagissent, et développent des ondulations croissantes jusqu’à l’apparition d’échanges de vorticité entre les deux branches du sillage (CROW 1970; WIDNALL 1975). Ce processus de reconnexion, qui marque la désintégration du sillage organisé, est sensible au niveau de turbulence ambiante : une turbulence suffisamment intense peut en effet précipiter la rupture des structures tourbillonnaires avant même le développement complet de l’instabilité (CROW & BATE 1976; CAÇÃO FERREIRA *et al.* 2024).

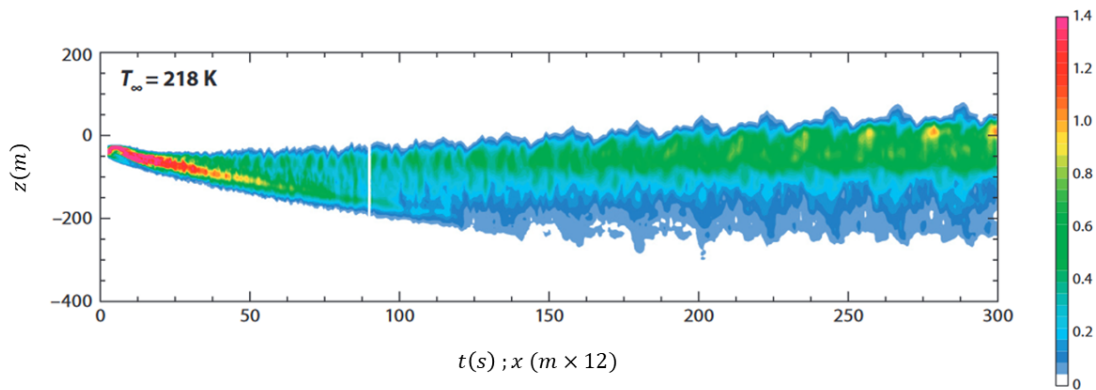


FIGURE 6 – Évolution d’une traînée de condensation. L’axe horizontal combine le temps et la distance en aval en supposant que la traînée est entraînée par le vent à une vitesse moyenne de $12 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Les couleurs indiquent la surface de glace intégrée transversalement (selon l’axe y), normalisée par la distance de vol, ce qui en fait une grandeur adimensionnelle (d’après LEWELLEN *et al.* (2014)).

On retiendra que la dynamique des tourbillons marginaux constitue un élément important pour la compréhension des enjeux actuels liés à l’aviation. Elle intervient notamment dans l’optimisation de la capacité aéroportuaire ainsi que dans l’évaluation de l’impact climatique du transport aérien. Cette dynamique ne peut cependant être dissociée des conditions environnementales locales. Elle dépend de paramètres tels que la turbulence et la stratification atmosphérique, lesquels doivent être pris en compte pour modéliser de manière réaliste l’évolution des tourbillons marginaux et anticiper leurs effets.

Objectifs et approches

Cette thèse se structure autour de deux objectifs abordés à travers deux expériences distinctes.

1. L’effet de la turbulence de l’écoulement libre sur la dynamique en champ proche des tourbillons marginaux a été caractérisé à de nombreuses reprises (BAILEY & TAVOULARIS 2008 ; VAN JAARVELD *et al.* 2011 ; PENTELOW 2014 ; DGHIM *et al.* 2021 ; COULIOU *et al.* 2026). Le nombre de Reynolds basé sur la corde le plus bas étudié dans ces configurations est de l’ordre de 3×10^4 .

Notre étude vise à élucider la dynamique champ proche, caractérisée par le flottement tourbillonnaire et l’influence de la turbulence amont. L’intérêt est porté sur l’aspect bas nombre de Reynolds de l’écoulement étudié ($Re_c < 10^4$), qui génère un comportement particulier en lien avec l’aérodynamique de l’aile, propre à ce régime d’écoulement.

Dans ce but, un premier dispositif a été développé afin d’analyser l’influence de la turbulence de l’écoulement libre sur la dynamique d’un tourbillon généré par une voilure NACA0012 d’envergure finie, placée à une incidence de 10° et dont le nombre de Reynolds basé sur la corde vaut 5×10^3 . L’expérience est menée dans le tunnel hydrodynamique de l’ONERA, du site de Meudon, où le niveau de turbulence dans la veine d’essai est modulé à l’aide de grilles homogènes positionnées en amont de l’aile. L’écoulement autour de l’aile est caractérisé par des mesures PIV (Particle Image Velocimetry) dans un plan coupant l’aile à mi-envergure, tandis que la dynamique du

tourbillon est étudiée par stéréo-PIV dans des plans transverses à l'axe du tourbillon, situés à 3, 12 et 24 longueurs de corde en aval du bord de fuite. La dynamique du tourbillon est analysée par le suivi de la position du centre du tourbillon, ainsi qu'à travers l'analyse POD (Proper Orthogonal Décomposition) des fluctuations de l'écoulement. Cette étude fait l'objet d'un article intitulé *Wingtip vortex dynamics at low Reynolds numbers under the influence of turbulence* en cours de révision dans la revue *Experiments in Fluids*.

2. L'effet de la stratification sur les sillages tourbillonnaires est bien documenté d'un point de vue théorique et numérique. Des analyses de ORTIZ *et al.* (2015) étudient les déformations tridimensionnelles des tourbillons, dans le régime linéaire, jusqu'à des niveaux modérés de stratification, imposant un champ de base variable en temps. Les simulations numériques de GARTEN, WERNE *et al.* (2001), PAUGAM *et al.* (2010), HOLZAPFEL *et al.* (2001), DE VISSCHER *et al.* (2013) et BOUHAFID *et al.* (2024) explorent ces régimes d'instabilités et leur développement non-linéaire ainsi que leur sensibilité aux choix des conditions initiales telles que la forme des tourbillons, nature des perturbations introduites. Les études expérimentales disponibles sont peu nombreuses et se limitent à quelques mesures macroscopiques, telles que l'altitude des tourbillons ou la longueur d'onde et l'amplitude des instabilités (SARPKAYA 1983; DELISI *et al.* 2000; LIU 2006). D'autres caractéristiques, comme l'évolution de l'espacement entre les tourbillons, leur circulation ou encore le taux de croissance des instabilités coopératives, n'ont fait l'objet d'une description détaillée que par voie de simulation ou par théorie.

Notre étude vise à caractériser expérimentalement l'impact de la stratification sur les instabilités tourbillonnaires des sillages d'avion.

Dans ce but, un dispositif expérimental a été développé sur le site de l'ONERA Lille. Une paire de tourbillons est générée dans une cuve à eau à l'aide d'un système de volets identique à celui développé par LEWEKE & WILLIAMSON (1998). L'instabilité de Crow est déclenchée à une longueur d'onde λ introduisant une ondulation sur les bords de fuite du générateur de tourbillons. La cuve est stratifiée linéairement en densité, et l'influence de la stratification sur la dynamique de la paire est évaluée à travers une étude paramétrique pour différentes intensités de stratification. Des visualisations de l'écoulement sont réalisées à l'aide d'un colorant dans un plan parallèle à l'axe des tourbillons afin de visualiser les axes des tourbillons. Des mesures PIV et des visualisations sont également effectuées dans deux plans transverses à l'axe des tourbillons séparés d'une demi-longueur d'onde λ , permettant une caractérisation quantitative de la cinématique de la paire de tourbillons et du taux de croissance de l'instabilité de Crow.

Organisation de la thèse

Le **Chapitre 1** qui suit cette introduction présente l'état actuel des connaissances sur la dynamique des tourbillons marginaux, en mettant l'accent sur les effets de la turbulence de l'écoulement libre et de la stratification atmosphérique. La thèse se divise ensuite en deux parties. La première partie est consacrée à l'étude expérimentale de l'influence de la turbulence de l'écoulement libre sur la dynamique d'un tourbillon marginal. Elle fait l'objet du **Chapitre 2**, dans lequel sont détaillés la méthodologie mise en œuvre et les

principaux résultats obtenus. La deuxième partie porte sur l'effet de la stratification. Le **Chapitre 3** décrit le développement du second dispositif expérimental. Le **Chapitre 4** présente les résultats issus de cette expérience et discute l'impact de la stratification sur l'évolution du sillage tourbillonnaire. Enfin, le **Chapitre 5** propose une synthèse des travaux réalisés, discutant les principaux résultats de la thèse et donnant des perspectives et recommandations pour de futures investigations. Des analyses complémentaires aux résultats présentés au **Chapitre 4**, portant sur l'influence de l'amplitude de la perturbation sur la dynamique de la paire de tourbillons en milieu stratifié, sont également présentées en **Annexe A**.

Chapitre 1

État de l'art

Dans ce chapitre est présentée une revue de la littérature sur la dynamique tourbillonnaire. La première section (1.1) introduit les notions générales relatives aux sillages tourbillonnaires, en considérant à la fois le cas du tourbillon isolé et celui d'une paire de tourbillons symétriques contra-rotatifs. La deuxième section (1.2) aborde ensuite les phénomènes d'instationnarité et les mécanismes de stabilité propres aux tourbillons marginaux. La troisième section (1.3) s'intéresse à l'influence de la stratification sur la dynamique des tourbillons marginaux. À noter que l'effet de la turbulence sur la dynamique tourbillonnaire est abordée dans les sections (1.2.1.2) et (1.2.2.2) mais est détaillée dans le cadre spécifique des faibles nombres de Reynolds, sera abordé directement dans le Chapitre 2 intitulé *Effet de la turbulence de grille sur la dynamique d'un tourbillon marginal*. Enfin, la quatrième section (1.4) propose une synthèse des principaux éléments du chapitre.

1.1 Généralités sur les sillages tourbillonnaires

1.1.1 Phases d'évolution

On distingue ici trois phases durant lesquelles le sillage tourbillonnaire se développe en aval d'un avion. Elles sont illustrées sur la Figure 1.1 :

- **Phase de formation du sillage** : Immédiatement en aval de l'aile, on distingue une zone de formation, dans laquelle la vorticité produite par la surface portante se concentre pour former un dipôle constitué de deux tourbillons contra-rotatifs.
- **Phase tourbillonnaire** : Au cours de cette phase, les tubes tourbillonnaires se déforment sous l'effet de phénomènes tridimensionnels. Ils interagissent fortement, initiant des instabilités coopératives (CROW 1970 ; WIDNALL 1975). L'amplitude des déformations des tourbillons croît généralement jusqu'à permettre un échange de vorticité entre les deux côtés du sillage. Ce processus, appelé reconnexion, correspond à la liaison locale des deux tourbillons de sillage.
- **Phase de destruction des tourbillons** : au-delà d'environ cent envergures, la croissance des instabilités et les reconnexions dominant, modul es par les effets atmosphériques (stratification, turbulence, cisaillement, vents). Lors de la phase de rupture des tourbillons, des anneaux tourbillonnaires se développent. Ces anneaux se dispersent finalement par des mécanismes tels que l'éclatement (*bursting*).

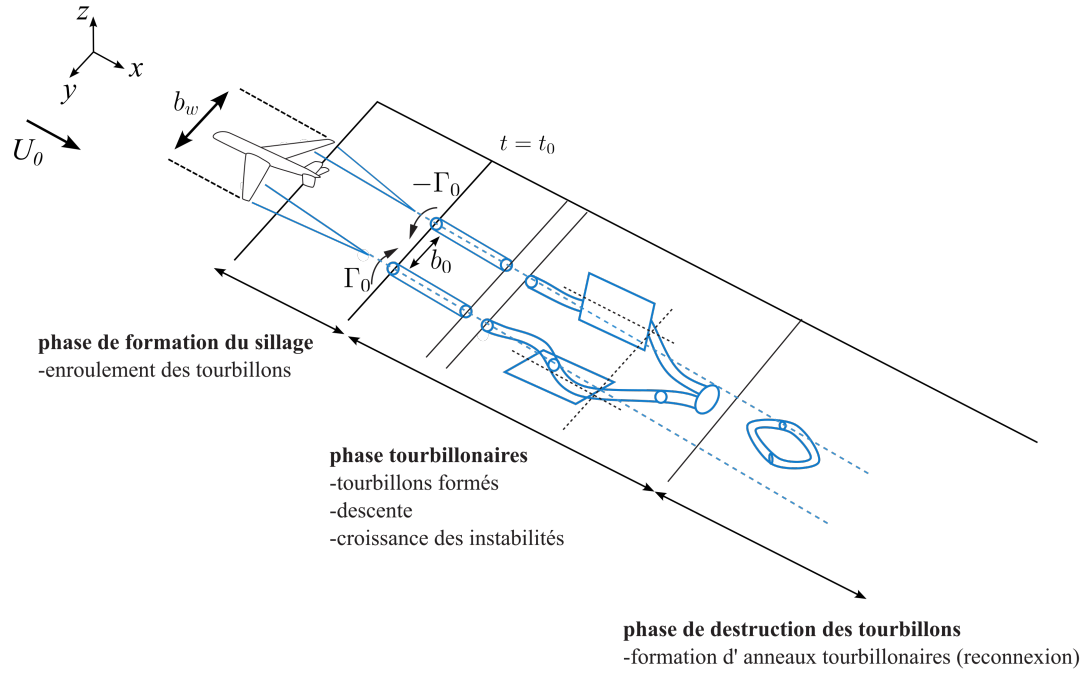


FIGURE 1.1 – Représentation schématique de l’évolution d’un sillage d’avion en phase de croisière, illustrant les différentes étapes de transformation du sillage tourbillonnaire, depuis la formation initiale des deux tourbillons marginaux jusqu’à leur évolution en anneaux tourbillonnaires dans certains cas (adapté de PAOLI *et al.* (2016)).

1.1.2 Dimensions caractéristiques

Avant d’aller plus loin, il est utile d’introduire les dimensions caractéristiques des sillages tourbillonnaires schématisée Figure 1.1, en particulier leur circulation Γ , l’espacement entre les tourbillons b , et le rayon a des tourbillons.

1.1.2.1 Taille caractéristique de la paire

La vitesse de vol de l’avion est notée U_0 , son envergure b_w , et la distance entre les centres des tourbillons b . Le rapport b/b_w dépend directement de la répartition de la portance le long de l’aile.

En considérant un écoulement non-visqueux, incompressible et stationnaire, le sillage peut être modélisé par un ensemble de filaments de vorticité se étendant en aval de l’aile. Toute la vorticité issue de chaque demi-aile est supposée se regrouper dans un unique tourbillon marginal. Dans le cas d’une répartition elliptique (SAFFMAN 1993), le modèle de ligne portante permet alors de montrer que :

$$\frac{b}{b_w} = \frac{\pi}{4} \approx 0,8 \quad (1.1)$$

1.1.2.2 Taille caractéristique des tourbillons

La taille du tourbillon dépend de la manière précise dont la vorticité axiale est distribuée autour de son centre. On définit le centre d’un tourbillon $\mathbf{x}_c = (x_c, y_c)$ comme le

barycentre de la vorticité axiale dans le plan S , donné par :

$$\mathbf{x}_c = \frac{\iint_S \mathbf{x} \omega_x(\mathbf{x}) dS}{\iint_S \omega_x(\mathbf{x}) dS}, \quad (1.2)$$

où $\mathbf{x} = (x, y)$ représente un point du domaine S , et $\omega_x(\mathbf{x})$ la vorticité axiale locale.

Le rayon d'un tourbillon peut être définie par le rayon de dispersion a :

$$a^2 = \frac{\iint_S r^2 \omega_x(\mathbf{x}) dS}{\iint_S \omega_x(\mathbf{x}) dS}, \quad (1.3)$$

On rencontre dans la littérature d'autres définitions de rayons. En particulier, le rayon noté r^* , correspondant au rayon pour lequel la vitesse azimutale dans un tourbillon atteint son maximum. La relation entre a et r^* dépend de la distribution de la vorticité axiale.   titre d'exemple, la répartition de la vorticité d'un tourbillon suivant le modèle de Rankine est donnée par :

$$\omega(r) = \begin{cases} \frac{\Gamma}{\pi r^{*2}}, & \text{si } r \leq r^*, \\ 0, & \text{si } r > r^*, \end{cases}$$

où l'ensemble de la vorticité est contenu dans la région $r < r^*$. On a alors :

$$r^* = \sqrt{2} a \quad (1.4)$$

  titre informatif, on peut également établir la relation entre le rayon de dispersion a et le rayon caractéristique r^* pour un tourbillon plus réaliste. Dans le cas d'un tourbillon de type Lamb–Oseen, la vorticité est répartie selon une loi gaussienne :

$$\omega(r) = \frac{\Gamma}{\pi a^2} \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right),$$

où Γ est la circulation totale. Le rayon de dispersion a correspond à la largeur caractéristique de cette distribution. Dans ce modèle, le rayon r^* , défini comme la position du maximum de la vitesse tangentielle, est relié au rayon de dispersion par la relation :

$$r^* \simeq 1,12 a. \quad (1.5)$$

Une estimation du rayon du cœur des tourbillons peut être obtenue en supposant que l'énergie cinétique laissée dans le sillage par deux tourbillons de Rankine est égale à la puissance de la traînée induite (SAFFMAN 1993) :

$$\frac{r^*}{b} = \exp\left(\frac{1-\pi^2}{4}\right) \approx 0,1, \quad (1.6)$$

1.1.2.3 Intensité caractéristique des tourbillons

L'intensité des tourbillons de sillage peut être caractérisée par leur circulation Γ , qui est liée aux propriétés aérodynamiques et géométriques de l'aile via le théorème de Joukowski :

$$\rho U_0 \Gamma b = \frac{1}{2} \rho U_0^2 C_L S \quad (1.7)$$

où U_0 désigne la vitesse de l'écoulement, b l'espacement entre les tourbillons, C_L le coefficient de portance et S une surface de référence.

1.1.2.4 Temps caractéristiques de la paire de tourbillons

Sous l'effet de l'induction mutuelle, le sillage descend à une vitesse verticale W donnée par :

$$W = \frac{\Gamma}{2\pi b} \quad (1.8)$$

Ce mouvement permet d'introduire un temps caractéristique τ , correspondant au temps mis par les tourbillons pour descendre d'une distance b :

$$\tau = \frac{b}{W} = \frac{2\pi b^2}{\Gamma} \quad (1.9)$$

L'inverse, $\varepsilon_0 = \tau^{-1}$, représente le taux de cisaillement induit par un tourbillon sur l'autre, responsable notamment des instabilités coopératives (Crow, Widnall), en conjonction avec les ondes de Kelvin. On définit également un temps de retournement $\tau_{\text{retournement}}$, propre aux tourbillons, basé sur leur taille et leur intensité :

$$\tau_{\text{retournement}} = \frac{4\pi^2 a^2}{\Gamma}. \quad (1.10)$$

Ce temps caractéristique correspond à la durée nécessaire pour qu'une particule située sur le bord du cœur tourbillonnaire effectue une révolution complète autour de l'axe du tourbillon.

Le rapport entre le temps de descente et le temps de retournement du tourbillon est donné par :

$$\tau/\tau_{\text{retournement}} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{b}{a}\right)^2 \quad (1.11)$$

Pour un sillage d'avion typique modélisé comme deux tourbillons de Rankine contra-rotatifs, les équations (1.6) et (1.4) donnent un rapport $a/b \approx 0,07$, ce qui implique que $\tau \gg \tau_{\text{retournement}}$. Cela traduit le contraste marqué entre la dynamique interne rapide du tourbillon, caractérisée par la vitesse à sa périphérie ($u_\theta \sim \Gamma/2\pi a$), de l'ordre de 10 m/s ; et la lente descente du sillage, dont la vitesse de descente W est de l'ordre de 1 m/s.

1.2 Instationnarités et stabilité des tourbillons marginaux

Suite à la présentation des caractéristiques géométriques et des échelles dynamiques des sillages tourbillonnaires, nous examinons à présent les mécanismes qui gouvernent leur évolution temporelle. La dynamique des tourbillons marginaux ne se limite pas à un simple mouvement de descente : elle est marquée par des instationnarités et le développement d'instabilités tridimensionnelles. La présente section s'attache à décrire ces phénomènes, abordant successivement le flottement tourbillonnaire et les instabilités coopératives affectant les paires de tourbillons contra-rotatifs.

1.2.1 Flottement tourbillonnaire

1.2.1.1 Généralités sur le flottement tourbillonnaire

L'un des traits caractéristiques de la dynamique des tourbillons marginaux observé en soufflerie est le phénomène communément désigné sous le terme de « flottement tourbillonnaire », ou en anglais *meandering* (ou parfois *wandering*). Ce phénomène se manifeste

par une déformation ou un mouvement aléatoire de l'axe du tourbillon. Ce mouvement est associé à des longueurs d'onde importantes (BAILEY, PENTELOW *et al.* 2018), pouvant atteindre plusieurs dizaines, voire centaines de fois la taille du cœur tourbillonnaire. La Figure 1.2 illustre ce phénomène. L'axe de rotation d'un tourbillon marginal généré par une maquette d'aile dans une soufflerie est rendu visible à l'aide de fumée injectée dans le tourbillon. L'axe du tourbillon présente une ondulation chaotique, aucune longueur d'onde unique n'est clairement identifiée, signature typique du phénomène de flottement tourbillonnaire.

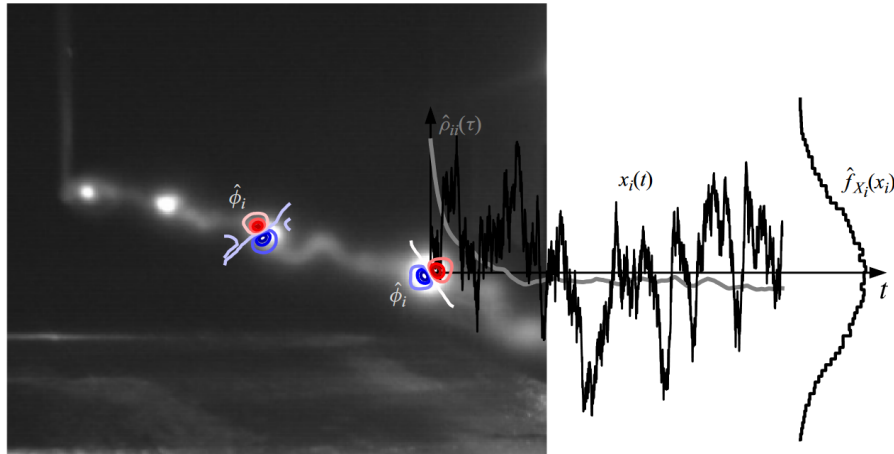


FIGURE 1.2 – Visualisation du flottement d'un tourbillon marginal ensemené par de la fumée. La variance de la composante longitudinale de la vorticité s'organise progressivement sous la forme de deux structures dipolaires, correspondant aux deux premiers modes POD. Une série temporelle typique de la composante de la vorticité est tracée en fonction du temps et sa densité de probabilité est tracée à droite. Elle suit une distribution gaussienne (d'après B LLE (2024)).

Le déplacement cohérent du tourbillon peut être mis en évidence à l'aide d'outils d'analyse modale, tels que la décomposition orthogonale propre (POD, *Proper Orthogonal Decomposition*) qui est détaillée dans le chapitre suivant (Section 2.3.3). Les modes POD de vorticité axiale associés au flottement présentent une structure dipolaire, constituée de deux lobes de signe opposé. La Figure 1.3 illustre le mode POD le plus énergétique, obtenu à partir de mesures de vorticité effectuées dans un plan transverse à l'axe d'un tourbillon marginal. Cette structure de mode est caractéristique d'un déplacement cohérent de l'ensemble du tourbillon (FABRE & JACQUIN 2004; del PINO, LÓPEZ-ALONSO *et al.* 2011; EDSTRAND *et al.* 2016; DGHIM *et al.* 2021; B LLE, BRION, ROBINET *et al.* 2021; COULIOU *et al.* 2026).

Que connaît-on du phénomène de flottement? Il apparaît que la position transversale de l'axe d'un tourbillon soumis au flottement suit une distribution gaussienne (DEVENPORT *et al.* 1996; HEYES *et al.* 2004; BAILEY & TAVOULARIS 2008; VAN JAARVELD *et al.* 2011; B LLE 2023) comme illustré sur partie droite de la Figure 1.2. L'amplitude de ce déplacement croît généralement avec la distance avale, tandis qu'elle décroît avec la circulation. Elle dépend également de la géométrie du générateur de tourbillon, comme l'ont mis en évidence GIUNI (2013). En champ proche ($x/c < 1$), l'amplitude du flottement décroît avec la distance pour une extrémité d'aile carrée, alors qu'elle augmente lorsque l'extrémité est arrondie.

Il est difficile d'identifier un mécanisme unique à l'origine du phénomène de flottement tourbillonnaire. L'une des principales difficultés réside dans la diversité des modes

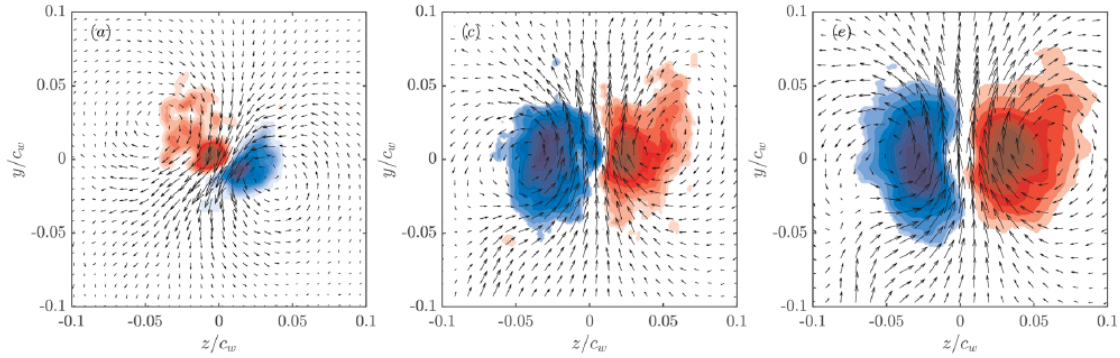


FIGURE 1.3 – Contour de vorticité axiale du premier mode POD calculé à partir de données PIV mesurées dans un plan transverse à l’axe des tourbillons situé à 0,25 corde en aval du bord de fuite de l’aile. Les trois figures correspondent à trois conditions d’écoulement libre différentes : (a) $T_u = 0.5\%$, (b) $T_u = 3\%$ et (c) $T_u = 6\%$ (d’après DGHIM *et al.* (2021)).

d’interaction possibles. Dans une tentative de clarification, BAILEY, PENTELOW *et al.* (2018) proposent une synthèse des différents mécanismes identifiés.

Une hypothèse relie le flottement à des propriétés intrinsèques du tourbillon ANTKOWIAK *et al.* (2004), PRADEEP *et al.* (2006) et HEATON *et al.* (2007) ont mis en évidence la croissance transitoire de perturbations optimales. Des comportements similaires ont été observés en présence d’excitations stochastiques, comme le montrent FONTANE *et al.* (2008), ou dans un environnement turbulent, selon HUSSAIN *et al.* (2011). STOUT *et al.* (2016) ont décrit un mécanisme selon lequel des tourbillons secondaires alignés azimuthalement apparaissent à proximité du tourbillon principal. Ces tourbillons secondaires se forment par réalignement et étirement de la vorticité ambiante, comme l’ont étudié M. MELANDER *et al.* (1993), MARSHALL & BENINATI (2005) et TAKAHASHI *et al.* (2005). Ces tourbillons ainsi créés induisent des ondes de flexion (*bending waves*) dans le tourbillon principal.

D’autres études suggèrent que le flottement peut être influencé par des interactions avec des facteurs externes au tourbillon comme la turbulence de la couche limite dans les souffleries (BERESH *et al.* 2010; IGARASHI *et al.* 2010; BOUDET *et al.* 2015), les vibrations du générateur de tourbillons (JACQUIN *et al.* 2001; COULIOU *et al.* 2026) et l’interaction avec les jets moteurs (BÖLLE, BRION, COULIOU *et al.* 2023).

1.2.1.2 Effet de la turbulence sur le flottement

De manière générale, il apparaît également que son amplitude augmente significativement en présence d’un environnement turbulent (BAKER *et al.* 1974; HEYES *et al.* 2004; BENINATI *et al.* 2005; BAILEY & TAVOULARIS 2008; BERESH *et al.* 2010; VAN JAARSVELD *et al.* 2011; DGHIM *et al.* 2021; COULIOU *et al.* 2026).

La Figure 1.4 présente une synthèse des principales études expérimentales sur le flottement, en croisant les paramètres explorés dans chaque configuration : l’intensité turbulente de l’écoulement libre (T_u), la position en aval du bord de fuite normalisée par la corde (x/c), et l’angle d’attaque de l’aile (α) qui conditionne la circulation.

L’intensité turbulente de l’écoulement libre, notée T_u , est définie par :

$$T_u = \frac{u_{\text{rms}}}{\bar{u}}, \quad (1.12)$$

où u_{rms} désigne l'écart-type des fluctuations de la vitesse longitudinale, et \bar{u} sa valeur moyenne.

On constate que l'ensemble des études disponibles couvre une large gamme de paramètres : des intensités turbulentes T_u variant de 0 % à 13,2 %, des angles d'attaque α compris entre 0° et 14°, ainsi que des nombres de Reynolds basés sur la corde Re_c principalement situés entre 10^4 et 10^6 .

Ces différents travaux montrent notamment que l'augmentation du taux de turbulence de l'écoulement libre tend à renforcer le phénomène de flottement (BAILEY & TAVOULARIS 2008 ; VAN JAARSVELD *et al.* 2011 ; DGHIM *et al.* 2021 ; COULIOU *et al.* 2026). Par ailleurs, il a été démontré qu'une normalisation des grandeurs caractéristiques par les échelles internes du tourbillon - introduite par VAN JAARSVELD *et al.* (2011) puis reprise dans plusieurs études - permet une bonne superposition des résultats, en dépit de la diversité des configurations expérimentales (BIRCH 2012 ; VAN JAARSVELD *et al.* 2011 ; BAILEY, PENTELOW *et al.* 2018 ; DGHIM *et al.* 2021), comme illustré Figure 1.5.

Plus précisément, si l'on note $\mathbf{x}_c(t)$ le vecteur position du centre instantané du tourbillon dans un plan transverse à l'axe du tourbillon, on peut quantifier l'intensité du mouvement dans ce plan à l'aide de l'amplitude quadratique moyenne des fluctuations σ :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T \|\mathbf{x}_c(t) - \bar{\mathbf{x}}_c\|^2 dt}. \quad (1.13)$$

Or, la variance du déplacement d'un traceur passif transporté par un écoulement turbulent isotrope et stationnaire est donnée, selon TAYLOR (1921), par :

$$\sigma_{\text{traceur}}(t) \sim u_{\text{rms}} \cdot \sqrt{\tau_{\text{corr}} t} \quad (1.14)$$

où u_{rms} où τ_{corr} désigne le temps de corrélation du champ de vitesse.

Par analogie avec ce processus de diffusion, VAN JAARSVELD *et al.* (2011) proposent que le déplacement dans le plan du centre du tourbillon dans un écoulement turbulent se comporte de manière similaire, mais avec une échelle de temps dynamique propre au tourbillon. Ainsi, ils remplacent arbitrairement τ_{corr} par le temps de rotation du tourbillon τ^* basé sur le rayon de vitesse maximale r^* et sur la circulation Γ^* :

$$\tau_{\text{corr}} \longrightarrow \tau^* = \frac{r^{*2}}{\Gamma^*} \quad (1.15)$$

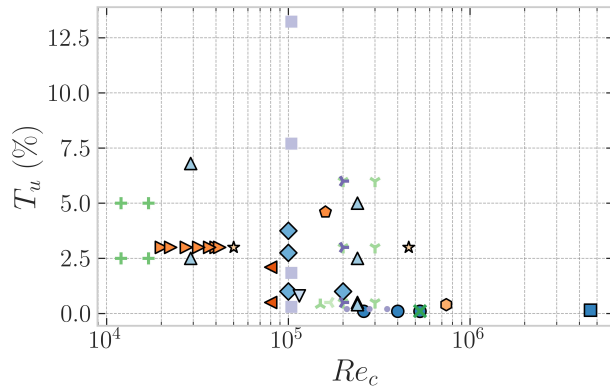
où Γ^* la circulation basée sur la vitesse azimutale maximale ($\Gamma^* = 2\pi r^* u_\theta(r^*)$). D'où une loi d'échelle modifiée :

$$\sigma(t) \sim u_{\text{rms}} \cdot \sqrt{\frac{r^{*2} t}{\Gamma^*}}, \quad (1.16)$$

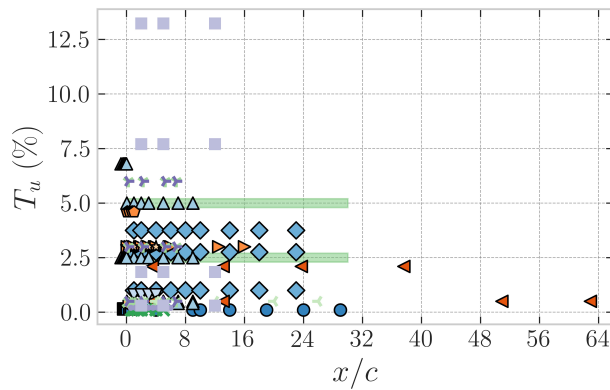
que l'on réarrange :

$$\frac{\sigma(t)}{r^*} \sim u_{\text{rms}} \cdot \sqrt{\frac{t}{\Gamma^*}} \quad (1.17)$$

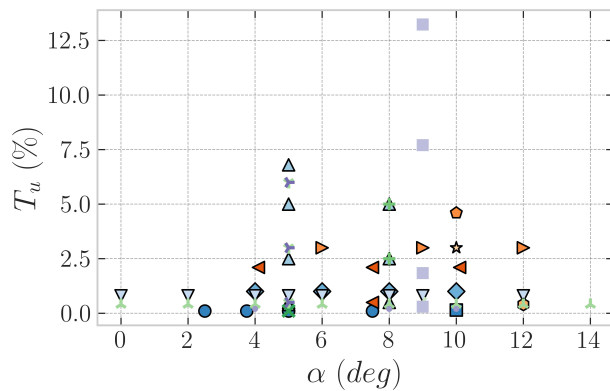
Cet adimensionnement, illustré sur la Figure 1.5, met en évidence que le mouvement du centre du tourbillon résulte d'un processus de dispersion stochastique induit par les fluctuations turbulentes u_{rms} , contrebalancé par une force de rappel proportionnelle à la circulation Γ . Dans le cas d'un écoulement en aval d'une voilure, le temps convectif t s'exprime alors comme $t = x/U_0$, où U_0 désigne la vitesse de l'écoulement libre et x la



(a) $T_u = f(Re_c)$



(b) $T_u = f(x/c)$



(c) $T_u = f(\alpha)$

- Devenport et al. (1996)
- Chow et al. (1997)
- ◆ Heyes et al. (2004)
- ▲ Bailey et al. (2006, 2008, 2018)
- ▼ Igarashi et al. (2010, 2011)
- ◀ van Jaarsveld et al. (2011)
- ▶ del Pino et al. (2011)
- ◊ Ahmadi-Baloutaki et al. (2013)
- Giuni et al. (2013)
- ★ Serranao-Aguilera et al. (2016)
- × Edstrand et al. (2016)
- + Ghimire et al. (2017, 2018)
- ↘ Ben Miloud et al. (2020)
- ↗ Skinner et al. (2020)
- ↖ Bolle et al. (2023)
- ↗ Dghim et al. (2020, 2021)
- Qiu et al. (2019)
- Couliou et al. (2025)

FIGURE 1.4 – Principales données expérimentales disponibles dans la littérature sur le flottement tourbillonnaire. Plusieurs paramètres sont explorés : le taux de turbulence amont T_u , la position aval x/c , le nombre de Reynolds Re_c et l'angle d'attaque α . Les données sont représentées selon : (a) T_u en fonction de Re_c , (b) T_u en fonction de x/c , et (c) T_u en fonction de α .

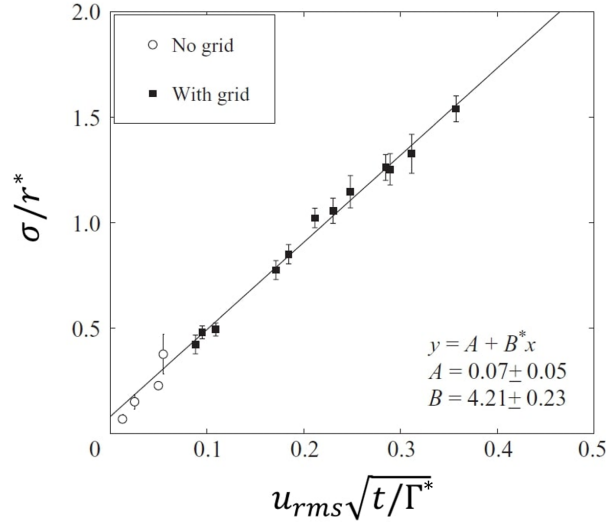


FIGURE 1.5 – Amplitude du flottement adimensionnée conformément à la méthode proposée par VAN JAARVELD *et al.* (2011) selon l'équation (1.17). Les différents points correspondent à des conditions variées de taux de turbulence et de circulations. Une fois adimensionnés, tous les points s'alignent sur une même droite.

distance avec la voilure. Ainsi, cette loi prédit que l'écart type σ croît avec la distance.

Certaines études suggèrent que la longueur d'onde caractéristique du flottement est au moins dix fois supérieure au rayon du cœur r^* (del PINO, PARRAS *et al.* 2011 ; del PINO, LÓPEZ-ALONSO *et al.* 2011), tandis que d'autres concluent à l'absence de fréquence ou de longueur d'onde dominante identifiable (ROKHSAZ *et al.* 2000 ; BENINATI *et al.* 2005). Dès lors que l'on considère des positions suffisamment en aval de l'aile, plusieurs travaux s'accordent sur l'existence d'une bande de fréquences typiques où se concentre l'énergie (EDSTRAND *et al.* 2016 ; BAILEY, PENTELOW *et al.* 2018), généralement associée à un nombre de Strouhal basé sur la corde, St_c , de l'ordre de 0,2.

Afin de mieux caractériser cette répartition spectrale, BAILEY, PENTELOW *et al.* (2018) analysent les spectres basés sur la fluctuation temporelle de la position de l'axe du tourbillon (Figure 1.6), et montrent que le phénomène est fondamentalement stochastique, avec une distribution énergétique étendue sur plusieurs ordres de grandeur en fréquence. En l'absence de turbulence ambiante, le spectre révèle deux bandes distinctes : une première à courte longueur d'onde (entre r^* et $10r^*$) et une seconde à grande longueur d'onde (de $10r^*$ à $1000r^*$). Plus en aval, l'énergie des petites échelles diminue, tandis que celle des grandes échelles augmente. En présence de turbulence incidente ($T_u = 2,5\%$ et $T_u = 5\%$), les spectres sont dominés par une bande unique à basse fréquence et marquée par la disparition des petites longueurs d'onde.

La fréquence dominante correspond à une période caractéristique d'environ deux fois le temps de rotation propre du tourbillon, τ_{propre} . Selon BAILEY, PENTELOW *et al.* (2018), cette constance dans les spectres, quelle que soit l'intensité de la turbulence incidente, suggère que la dynamique du flottement est principalement gouvernée par des échelles intrinsèques au tourbillon, et non par les échelles intégrales de la turbulence environnante.

Par ailleurs, ils observent que la longueur d'onde caractéristique du déplacement de l'axe est estimée entre $30r^*$ et $60r^*$, confortant ainsi l'hypothèse d'une dynamique majoritairement auto-induite, peu influencée par les structures turbulentes externes.

On retiendra que l'énergie du flottement semble se concentrer dans une large bande de fréquences et que l'identification d'une fréquence dominante universelle demeure incertaine, notamment dans les régions proches de l'aile, en raison des divergences persistantes entre les résultats expérimentaux disponibles (BAILEY & TAVOULARIS 2008 ; del PINO, LÓPEZ-ALONSO *et al.* 2011 ; ROY & LEWEKE 2008).

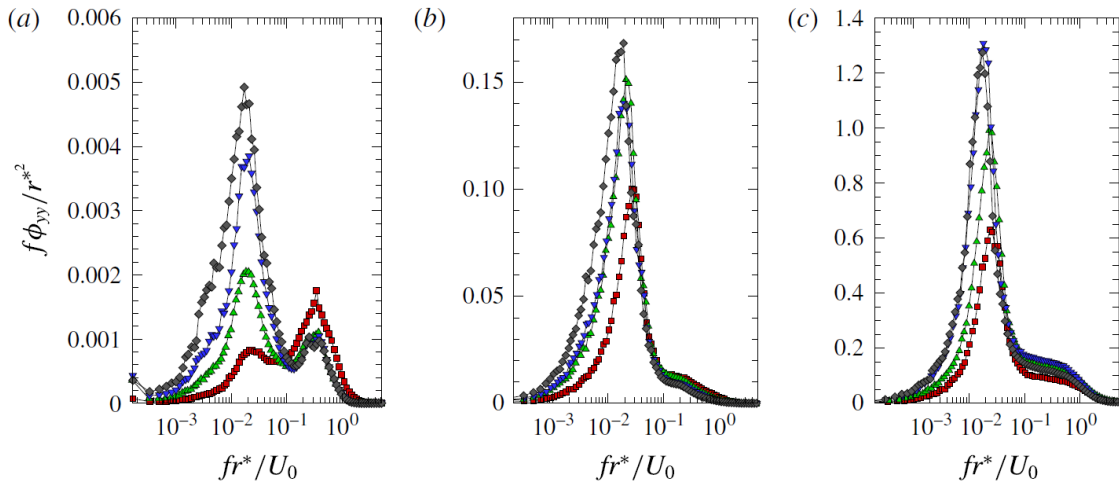


FIGURE 1.6 – Spectres prémultipliés associés aux fluctuations du mouvement du centre d'un tourbillon marginal pour des écoulements libres d'intensité turbulente croissante : (a) $T_u = 0$ (écoulement sans grille), (b) $T_u = 2,5\%$ (petite grille), (c) $T_u = 5\%$ (grande grille). Les mesures sont effectuées aux positions longitudinales suivantes : $x/c = 3,75$ (■), $x/c = 5,75$ (▲), $x/c = 7,75$ (▼), $x/c = 9,75$ (◆). Le nombre de Reynolds basé sur la corde est $Re_c \simeq 2,4 \times 10^5$. Les amplitudes et les fréquences sont adimensionnées par le rayon r^* du tourbillon). (d'après BAILEY, PENTELOW *et al.* (2018))

1.2.2 Les instabilités coopératives

Une paire de tourbillons contra-rotatifs interagit mutuellement, chaque tourbillon exerçant un champ de contrainte sur l'autre, ce qui modifie la dynamique globale du système. Ces configurations sont instables vis-à-vis des perturbations tridimensionnelles, dites instabilités coopératives, qui constituent les principaux mécanismes de développement tridimensionnels des sillages d'avion. On distingue classiquement deux familles : les instabilités à grande longueur d'onde et celles à courte longueur d'onde. La présentation qui suit reprend en partie les éléments essentiels de la phénoménologie de ces deux instabilités, tels qu'ils sont discutés en détail dans la revue de LEWEKE, LE DIZÈS *et al.* (2016).

1.2.2.1 Instabilité grande longueur d'onde : l'instabilité de Crow

Les instabilités de Crow (CROW 1970) se traduisent par un déplacement global de chaque tourbillon marginal, sans altération de leur structure interne. Les longueurs d'onde associées à ces modes instables sont très supérieures au rayon du cœur tourbillonnaire. Ce sont les modes de déplacement à grande longueur d'onde dont l'amplitude croît dans le champ d'étirement induit par chaque tourbillon sur l'autre (CROW 1970 ; WIDNALL & BLISS 1971).

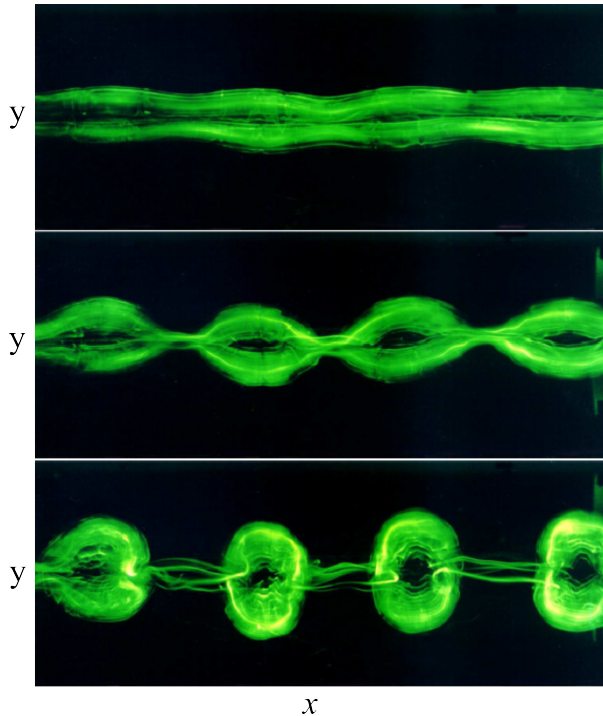
Trois mécanismes principaux interviennent. Chaque tourbillon induit sur lui-même une rotation opposée à son sens de rotation, un effet dont l'importance dépend de la longueur d'onde de la perturbation sinusoïdale imposée le long de son axe λ et de la taille du cœur tourbillonnaire a . Ensuite, l'interaction avec le second tourbillon, supposé non perturbé, génère dans le référentiel de la paire un écoulement de type point de stagnation qui provoque une déformation elliptique, avec un axe d'étirement maximal orienté à 45° . Enfin, les perturbations présentes sur les deux tourbillons interagissent, produisant une rotation et un étirement dans le plan de la perturbation, également dépendants de λ . L'instabilité se développe lorsque, pour longueur d'onde donnée, les effets de rotation s'annulent et que la perturbation reste à un angle β constant compris dans le secteur d'étirement induit par chaque tourbillon sur l'autre. Les longueurs d'onde les plus instables se situent alors entre 6 et 10 fois la distance initiale entre les deux tourbillons b_0 , et dépend aussi du rapport a/b_0 .

À bas nombre de Reynolds, l'influence de la viscosité sur l'instabilité de Crow devient non négligeable. À partir de $Re \approx 1000$, la croissance de l'instabilité est notable, et son taux d'amplification peut être corrigé par un terme visqueux proportionnel à $1/Re$ (LEWEKE, LE DIZÈS *et al.* 2016).

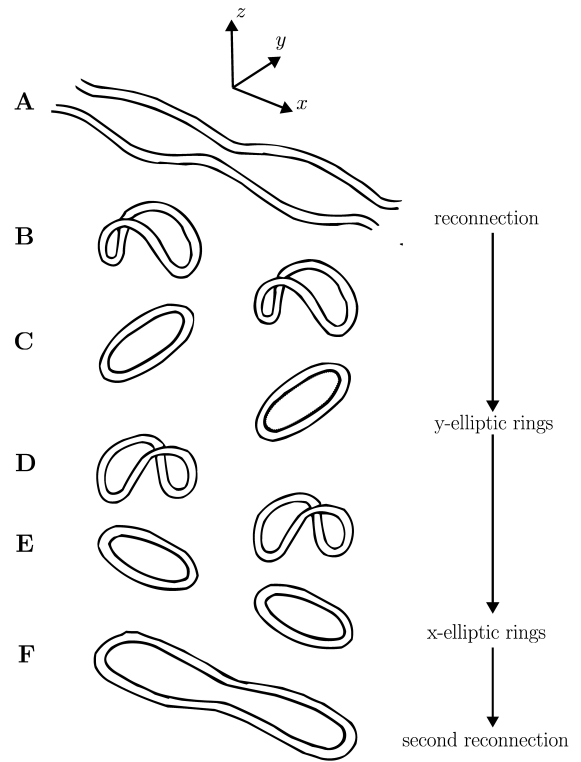
L'instabilité de Crow, qui est parfois directement observable dans le ciel sous la forme d'ondulations dans les traînées de condensation des avions, a fait l'objet de nombreuses études, aussi bien par simulations numériques (GARTEN, WERNE *et al.* 2001 ; MARSHALL, BRANCHER *et al.* 2001 ; WINCKELMANS *et al.* 2005), qu'en laboratoires (LEWEKE & WILLIAMSON 1998 ; SARPKAYA 1983 ; ELIASON *et al.* 1975) ou lors d'observations en vol (SCORER *et al.* 1970 ; CHEVALIER 1973 ; THOMAS *et al.* 1994).

LEWEKE & WILLIAMSON (2011) ont notamment étudié expérimentalement l'influence de la longueur d'onde des perturbations sur le développement de l'instabilité, en particulier sur son taux de croissance. Pour cela, ils ont généré une paire de tourbillons longitudinaux contra-rotatifs dans une cuve à eau, à l'aide d'un dispositif de volets dont la conception a largement inspiré celui employé dans cette thèse. Les détails de ce dernier sont présentés au Chapitre 3. Grâce à l'injection de colorant, ils parviennent à visualiser les cœurs des tourbillons. La Figure 1.7(a) montre une séquence de visualisations réalisées dans la cuve, où l'on observe l'ondulation des tourbillons. À mesure que l'amplitude des perturbations augmente, les cœurs des deux tourbillons se rapprochent jusqu'à entrer en contact en des points régulièrement espacés. Ce processus conduit à une reconnexion de la vorticité (SAFFMAN 1990 ; KIDA *et al.* 1994 ; M. V. MELANDER *et al.* 1989 ; GARTEN, WERNE *et al.* 2001 ; MARSHALL, BRANCHER *et al.* 2001), transformant la paire initiale en une série d'anneaux tourbillonnaires, comme illustré en Figure 1.7(b). Ces structures annulaires suivent alors une dynamique propre, incluant des phénomènes d'oscillation, de fusion ou de déformation (DHANAK *et al.* 1981).

Les mesures de LEWEKE & WILLIAMSON (2011) montrent également que les taux de croissance adimensionnés par le cisaillement caractéristique de la paire ϵ_0 sont en excellent accord avec la théorie de WIDNALL & BLISS (1971) aux différentes longueurs d'ondes λ étudiées, comme l'illustre la Figure 1.8.



(a) Visualisation de la paire de tourbillons vue de face, dans le plan (xy) .



(b) Évolution des structures observées dans la cuve au cours du temps

FIGURE 1.7 – Évolution d’une paire de tourbillons soumise à l’instabilité de Crow observée expérimentalement dans une cuve à eau (adapté de LEWEKE & WILLIAMSON (2011)).

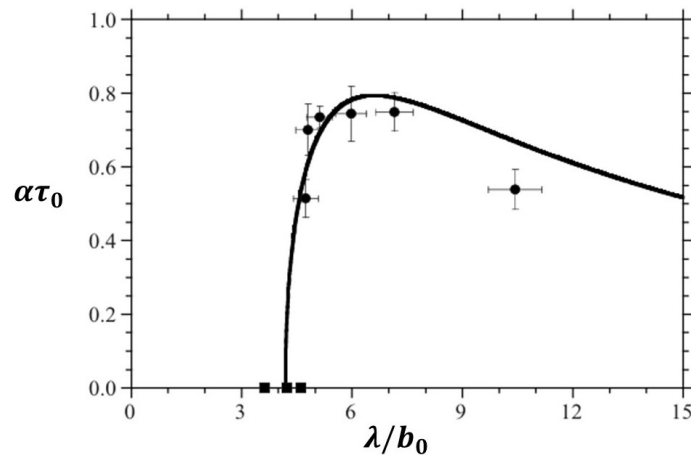


FIGURE 1.8 – Taux de croissance adimensionné $\alpha\tau_0$ de l’instabilité de Crow mesuré expérimentalement par LEWEKE & WILLIAMSON (2011). La ligne en trait plein correspond aux prédictions du modèle de WIDNALL & BLISS (1971) calculé pour un rapport $a_0/b_0 = 0.22$

1.2.2.2 Instabilité courte longueur d'onde : l'instabilité elliptique

L'instabilité à courte longueur d'onde - appelée aussi instabilité elliptique - provient de la résonance entre deux modes de Kelvin hélicoïdaux - généralement neutres ou faiblement amortis dans un tourbillon isolé - et le champ de cisaillement induit par chaque tourbillon de la paire. Ces modes sont classés selon leur nombre azimutal m , qui décrit la symétrie de la perturbation autour de l'axe du tourbillon. L'instabilité implique les modes $m = \pm 1$ en l'absence d'écoulement axial ou si celui-ci est faible (LACAZE *et al.* 2007), et les taux de croissance maximaux sont atteints pour des longueurs d'onde spécifiques, typiquement autour de deux à trois fois le rayon du cœur (SIPP *et al.* 2003) comme illustré Figure 1.9.

La présence d'une composante axiale de vitesse, caractéristique des tourbillons de sillage, modifie la sélection des modes instables. Dans le modèle de BATCHELOR (1964), l'augmentation de la vitesse axiale tend à stabiliser les modes $m = \pm 1$ au profit de modes de symétrie différente ($m = 0, m = -2$), jusqu'à ce que l'instabilité elliptique cède la place à celle du jet tourbillonnaire au-delà d'un seuil critique (LACAZE *et al.* 2007 ; ROY, LEWEKE *et al.* 2011 ; MAYER *et al.* 1992).

L'instabilité elliptique est fortement dépendante du nombre de Reynolds (ELOY *et al.* 1999 ; LEWEKE & WILLIAMSON 1998 ; LE DIZÈS *et al.* 2002). Cette instabilité est présente tant pour les paires co-rotatives que contra-rotatives, mais elle nécessite un nombre de Reynolds suffisamment élevé pour surmonter l'amortissement visqueux. La Figure 1.10 illustre l'existence d'un seuil critique de nombre de Reynolds, fonction du rapport a/b , en dessous duquel les perturbations elliptiques sont fortement réduites (ROY & LEWEKE 2008). Au-delà de ce seuil, la croissance exponentielle des modes instables devient possible, et la plage des nombres d'onde associés aux modes instables s'élargit avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

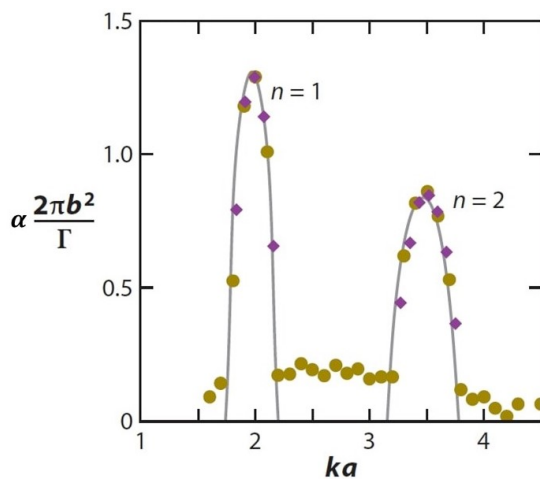


FIGURE 1.9 – Taux de croissance pour une paire de tourbillons gaussiens co-rotatifs avec $a/b = 0,14$ et $Re = 14000$. Les symboles violets et jaunes foncés représentent des simulations numériques (deux codes différents), et les lignes grises la prédiction théorique (LEWEKE, LE DIZÈS *et al.* 2016).

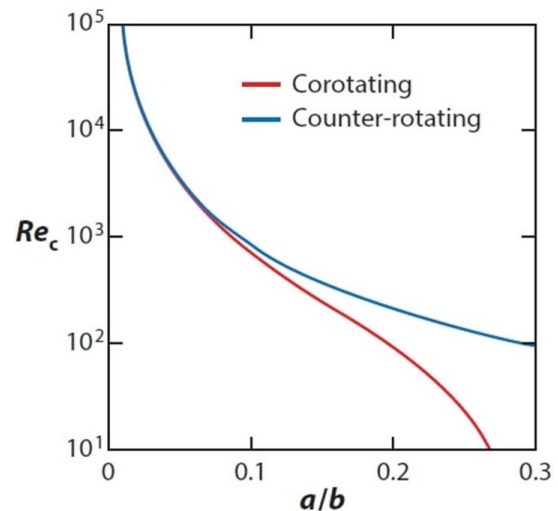


FIGURE 1.10 – Influence du rapport a/b sur le nombre de Reynolds critique où la paire devient instable (LEWEKE, LE DIZÈS *et al.* 2016).

En plus de l'instabilité de Crow, LEWEKE & WILLIAMSON (1998) ont également étudié expérimentalement le développement de l'instabilité elliptique grâce à leur dispositif.

Une visualisation de la déformation des cœurs tourbillonnaires sous l'effet de l'instabilité elliptique est montrée Figure 1.11. Ce type de visualisation leur permet de mesurer à la fois la longueur d'onde et le taux de croissance $\alpha_{\text{elliptique}}$ de l'instabilité. Ils observent une longueur d'onde axiale d'environ $0,8 b_0$ et mesurent un taux de croissance adimensionné $\alpha_{\text{elliptique}}^* \approx 0,94$, en bon accord avec les prédictions théoriques pour une instabilité elliptique en régime faiblement cisailé de cette longueur d'onde (LANDMAN *et al.* 1987).

Les instabilités à courte et à grande longueur d'onde étant induites par le champ de cisaillement généré par un tourbillon sur son voisin, leur taux de croissance α est de l'ordre du cisaillement caractéristique du système (LEWEKE, LE DIZÈS *et al.* 2016), noté ϵ , donné par :

$$\alpha \approx \epsilon \approx \frac{\Gamma}{2\pi b^2} \quad (1.18)$$

où Γ_0 est la circulation et b_0 l'espacement entre les tourbillons dans le champ non perturbé. On remarquera que le cisaillement est égal à l'inverse du temps caractéristique de la dynamique de la paire τ_0 . Le taux de croissance de l'instabilité elliptique étant proportionnelle à b_0^{-2} - on s'attend donc à ce qu'elle se développe plus rapidement dans les régions où l'espacement est réduit sous l'effet de l'instabilité de Crow. L'amplitude des oscillations de courte longueur d'onde est plus élevée dans les régions où les tourbillons sont rapprochés, comme le montrent les visualisations présentées en Figures 1.12.

L'évolution d'une paire de tourbillons soumise simultanément aux instabilités elliptiques et de Crow dépend également de l'amplitude relative des perturbations initiales. LAPORTE *et al.* (2000) ont identifié plusieurs scénarios possibles, allant d'une désintégration quasi uniforme, dominée par l'instabilité elliptique, à un développement principalement contrôlé par l'instabilité de Crow, seulement modifié de manière marginale par les effets elliptiques. Toutefois, l'évolution non linéaire de l'instabilité elliptique dans les zones resserrées conduit à la formation de structures secondaires, attirées vers le tourbillon opposé, qui favorisent l'apparition rapide de petites échelles. Les structures turbulentes qui en résultent sont localisées dans les régions de reconnexion, où les cœurs des tourbillons entrent en contact. La modulation à grande longueur d'onde, caractéristique de l'instabilité de Crow, dicte alors la périodicité des zones actives, en structurant l'apparition des zones de turbulence via la modulation d'une instabilité elliptique de plus courte longueur d'onde.

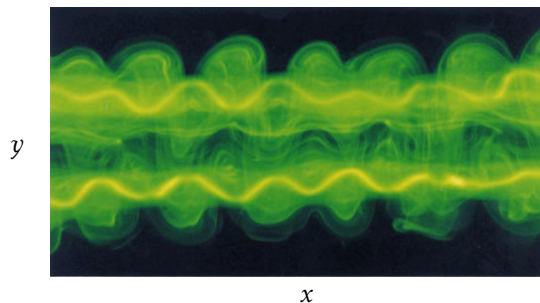


FIGURE 1.11 – Visualisations de l'instabilité elliptique dans une cuve à eau dans le plan (xy) (extrait de LEWEKE & WILLIAMSON (1998)).

La turbulence ambiante influence également l'évolution à long terme des sillages tourbillonnaires, en modifiant le développement des instabilités coopératives ainsi que leurs mécanismes de dissipation. Les données issues d'essais en canal de traction (LIU

1992; SARPKAYA 1987), d'expérimentations en soufflerie (de BRUIN *et al.* 1996), ainsi que de simulations numériques (SPALART 1998; RISSO *et al.* 1997), indiquent que l'instabilité de Crow peut se développer lorsque la turbulence ambiante reste faible. En revanche, elle est inhibée en présence d'une turbulence plus intense. Dans ce dernier cas, l'évolution des tourbillons devient incertaine : certains auteurs rapportent un comportement chaotique, tandis que d'autres évoquent un phénomène de *bursting* (CROW & BATE 1976). De manière générale, une turbulence forte entraîne une déstabilisation marquée des structures tourbillonnaires, bien que cette dynamique ne puisse être attribuée à un mécanisme unique clairement identifié.

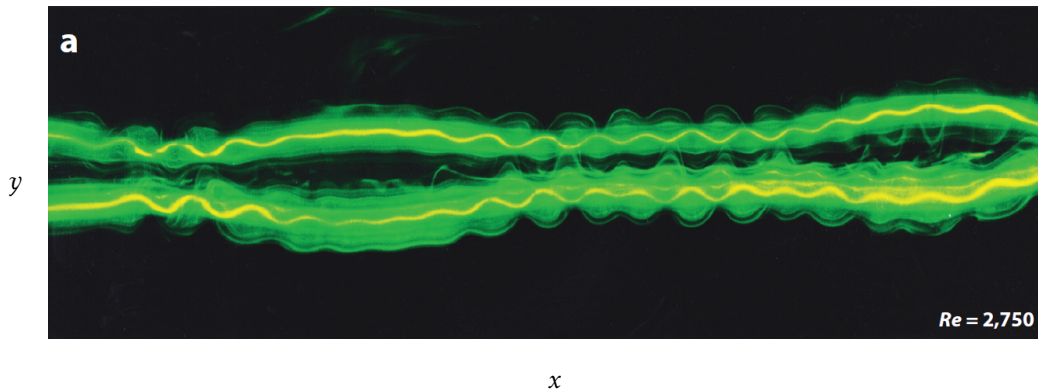


FIGURE 1.12 – Visualisation des effets combinés des instabilités coopératives dans une cuve à eau dans le plan (xy) . Plus les tourbillons sont localement rapprochés sous l'effet de l'instabilité de Crow, plus l'instabilité elliptique est amplifiée (d'après LEWEKE, LE DIZÈS *et al.* (2016)).

En résumé, la dynamique des tourbillons marginaux est marquée par deux mécanismes principaux. Le flottement tourbillonnaire correspond à un déplacement aléatoire de l'axe des tourbillons, dont l'amplitude croît avec la distance aval et dépend du niveau de turbulence de l'écoulement libre. Il peut être décrit comme un processus stochastique gouverné à la fois par les échelles intrinsèques du tourbillon (circulation, temps de rotation) et par les perturbations de la turbulence ambiantes.

Les instabilités coopératives, quant à elles, résultent de l'interaction entre deux tourbillons contra-rotatifs : l'instabilité de Crow, à grande longueur d'onde, conduit au rapprochement et à la reconnexion des cœurs, tandis que l'instabilité elliptique, à plus courte longueur d'onde, déforme la structure interne. La croissance de ces instabilités constitue un mécanisme important de désintégration du sillage tourbillonnaire en structures turbulentes de plus petite échelle. En présence de turbulence ambiante, leur développement peut être modifié : une turbulence faible tend à accélérer l'apparition de l'instabilité de Crow, tandis qu'une turbulence plus intense inhibe son amplification et favorise une déstructuration plus rapide et chaotique des tourbillons.

1.3 Impact d'une stratification stable sur les tourbillons marginaux

La section précédente a présenté les principaux mécanismes qui gouvernent la dynamique des tourbillons marginaux. Jusqu'à présent, ces phénomènes ont été étudiés dans le cadre d'un fluide homogène. Les tourbillons marginaux évoluent au sein de l'atmosphère, dont

les propriétés de stratification et de turbulence peuvent influencer leur dynamique propre et l'aérodynamique des surfaces portantes génératrices. Il est donc pertinent de s'interroger sur les propriétés de l'atmosphère dans laquelle les tourbillons évoluent.

1.3.1 L'environnement atmosphérique

La Figure 1.13 illustre la diversité des environnements atmosphériques rencontrés selon le type d'appareils considérés. Les tourbillons générés près du sol - par des éoliennes, des drones ou des avions lors des phases de décollage et d'atterrissage - évoluent dans des conditions de turbulence et de stratification différentes de celles rencontrées à environ 11 km d'altitude par les tourbillons des avions commerciaux en vol de croisière.

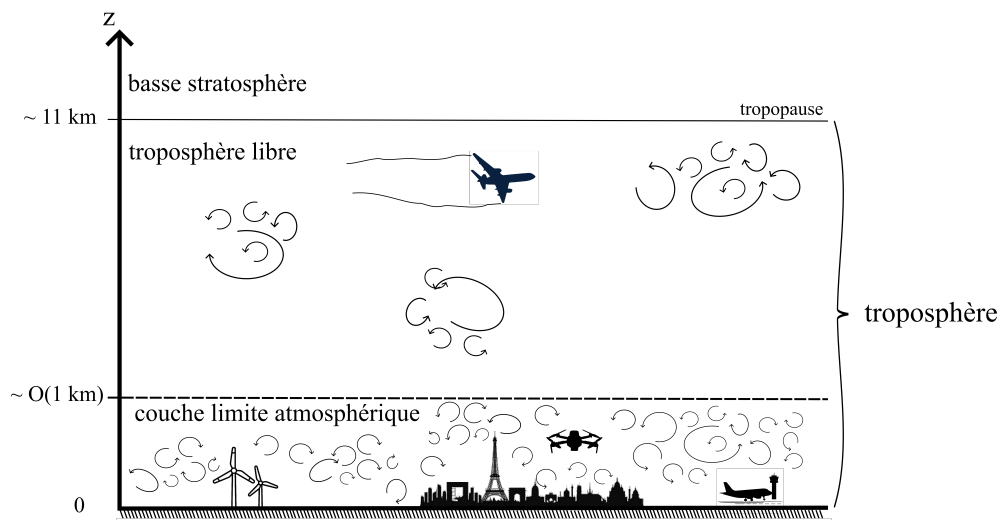


FIGURE 1.13 – Représentation schématique des différents environnements atmosphériques rencontrés par différents appareils selon leur domaine de vol. Les avions de ligne en vol de croisière évoluent dans la haute troposphère libre alors que près du sol les éoliennes, les drones, ainsi que les avions lors des phases de décollage, d'approche ou de roulage, se situent dans la couche limite atmosphérique. (Crédit : Thomas Huret, ONERA (2025))

De manière générale, dans l'environnement terrestre, trois couches sont distinguées (STULL 1988) : (i) la couche limite atmosphérique, directement influencée par la surface terrestre qui s'étend typiquement entre 100 m et 3000 m d'altitude ; (ii) la troposphère libre, dans laquelle la température décroît de manière quasi linéaire avec l'altitude jusqu'à environ 11 km ; et (iii) la basse stratosphère, caractérisée par un profil de température variant peu avec l'altitude.

On peut alors se demander quelles sont les principales caractéristiques de la stratification et de la turbulence atmosphérique au sein de ses couches ?

1.3.1.1 Une atmosphère turbulente

On distingue généralement deux grandes formes de turbulence atmosphérique : la turbulence à basse altitude, générée au sein de la couche limite atmosphérique et la turbulence à haute altitude, générée par des effets de cisaillement de vents, de convection atmosphérique et d'ondes de gravité.

La turbulence dans la couche limite atmosphérique :

Les caractéristiques de la turbulence dans la couche limite atmosphérique dépendent fortement de la stratification thermique du milieu. Comme il sera détaillé dans la sous-section suivante (1.3.1.2), le signe du gradient vertical de température détermine la nature de la stratification, qui peut être instable, neutre ou stable, modifiant ainsi le rôle de la flottabilité dans la génération ou la suppression des mouvements turbulents.

Dans le cas d'une couche limite atmosphérique instable, la poussée d'Archimède devient une source de turbulence verticale, favorisant le développement de structures convectives de grande taille (d'échelle comparable à la hauteur de la couche limite atmosphérique). Ces structures couplent fortement la couche de surface et le sommet de la couche limite atmosphérique, rendant négligeable l'effet de la force de Coriolis dans les couches supérieures au profit des effets convectifs. Le profil moyen de vitesse montre une région à vitesse constante, caractéristique d'un mélange intense provoqué par les structures convectives.

Dans le cas d'une couche limite atmosphérique neutre, la stratification thermique ne joue pas de rôle significatif dans la production de turbulence. Dans ce cas, seul le cisaillement contribue à la génération de turbulence. Ce régime est appelé couche de surface neutre. L'écoulement est alors analogue à une couche limite turbulente classique développée au-dessus d'une paroi rugueuse (JIMÉNEZ 2004). En particulier, le profil moyen de vitesse dans la couche limite atmosphérique neutre suit une loi logarithmique, dépendante de la rugosité de surface via principalement deux longueurs caractéristiques (la hauteur de rugosité et la hauteur de déplacement qui redéfinit l'origine verticale).

Dans le cas d'une couche limite atmosphérique stable, la flottabilité agit contre les mouvements verticaux, ce qui tend à diminuer la turbulence. Les structures turbulentes deviennent plus petites et ne permettent plus de relier la surface aux couches supérieures. En altitude, l'écoulement est accéléré, car le frottement devient négligeable face aux forces de pression et de Coriolis, conduisant à la formation d'un jet de basse altitude (*low-level Jet*). Le déficit de quantité de mouvement en surface est alors transféré vers le haut par des processus turbulents plus faibles et localisés. Le profil moyen de vitesse présente une zone à cisaillement constant, surmontée du Low-Level Jet (STULL 1988; BAAS 2009).

La région la plus proche de la surface (jusqu'à environ 50–100 m (STULL 1988)) se caractérise par une forte intensité turbulente (environ 20 à 30 %). La couche de surface contient en sa base la sous-couche de rugosité (*roughness sublayer*), d'épaisseur environ 2 à 3 fois la hauteur des obstacles de surface (STULL 1988). Dans cette zone, l'écoulement est sensible à la géométrie de la rugosité du sol (STULL 1988; PERRET *et al.* 2019). Globalement, l'écoulement dans la couche limite atmosphérique résulte d'un compromis entre le cisaillement vertical (lié au flux de quantité de mouvement) et la stratification thermique (liée au flux de chaleur), qui conditionnent respectivement la production ou l'amortissement de la turbulence. D'après WATKINS *et al.* (2006), dans les environnements urbains typiquement rencontrés par les drones ou micro-aéronefs, l'intensité de turbulence peut atteindre des valeurs comprises entre 10 et 20 %, avec des échelles de turbulence comparables, voire supérieures à la corde de la voilure.

La turbulence en air clair :

Au-delà de la couche limite atmosphérique, la turbulence devient davantage intermittente, principalement générée par le cisaillement de vitesse et la déstabilisation d'ondes de gravité (VINNICHENKO 1970; DUTTON & FICHTL 1969; DUTTON 1971). Ses échelles caractéristiques sont plus petites et son évolution est largement indépendante

de l'influence du sol. On parle alors de turbulence en air clair (*clear-air turbulence*), qui regroupe les phénomènes turbulents observés en moyenne et haute troposphère, en dehors de tout nuage convectif. Elle se distingue par l'absence de tout signe visible, rendant sa détection difficile et son apparition particulièrement dangereuse pour l'aviation commerciale.

Des observations aéroportées récentes suggèrent que le cisaillement vertical constituerait le principal mécanisme de génération tandis que les ondes de gravité n'y joueraient qu'un rôle secondaire (DÖRNBRACK *et al.* 2022). Une revue récente de la littérature consacrée à la *clear-air turbulence* et à ses implications pour les opérations aéronautiques (DI VITO *et al.* 2025) met en évidence une augmentation de la fréquence et de l'intensité de la turbulence en air clair dans un contexte de changement climatique. Selon les simulations de modèles climatiques globaux, la fréquence des épisodes modérés de turbulence en air clair pourrait augmenter de 75 % d'ici la fin du siècle, et celle des épisodes sévères de 149 %, en particulier au-dessus de l'Atlantique Nord en hiver. Cette évolution est corrélée à un renforcement du cisaillement vertical des vents dans les *jet-stream*, dû à l'augmentation des concentrations de CO₂ dans l'atmosphère comme illustré Figure 1.14

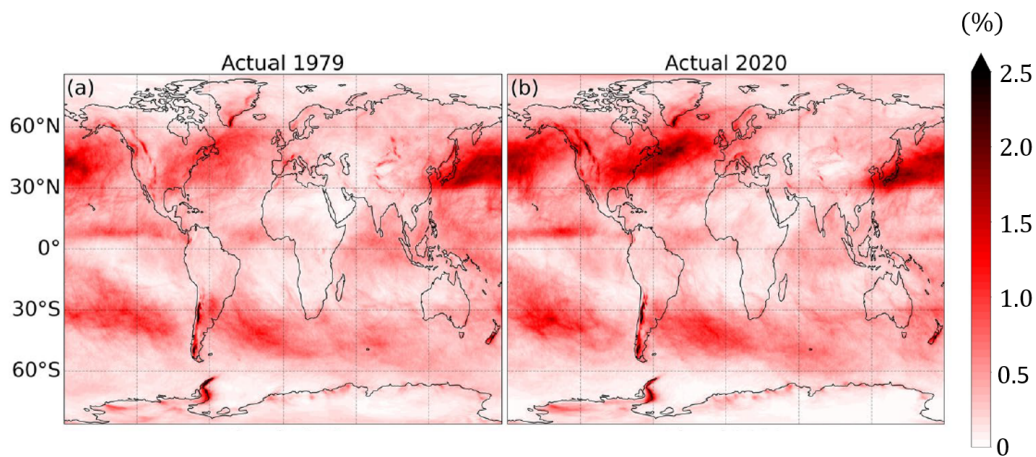


FIGURE 1.14 – Probabilité annuelle moyenne d’occurrence de turbulences modérées ou plus intenses en air clair pour : (a) l’année 1979, (b) l’année 2020. Les probabilités sont calculées à partir des données ERA5 à 197 hPa, moyennées sur 21 diagnostics de turbulence en air clair. Voir l’annexe S1 pour les versions relatives aux turbulences légères ou sévères (adaptée de PROSSER *et al.* (2023)).

1.3.1.2 Une atmosphère stratifiée

La Figure 1.15 présente un exemple d’évolution typique de la température dans les basses couches de l’atmosphère issu de l’étude de GETTELMAN *et al.* (2011). On constate une décroissance quasi linéaire de la température avec l’altitude au sein de la troposphère, suivie d’une inversion thermique caractéristique dans la basse stratosphère. La tropopause, située aux alentours de 11 km d’altitude, constitue la frontière entre ces deux couches et marque une transition nette dans le régime de stratification thermique de l’atmosphère.

Considérons une parcelle d’air initialement à l’altitude z_0 , que l’on déplace adiabatique-ment jusqu’à $z = z_0 + z'$ comme schématisé Figure 1.16. Les quantités ρ_p, p_p, T_p désignent respectivement la masse volumique, la pression et la température de la parcelle d’air, tandis que ρ_a, p_a, T_a désignent celles de l’atmosphère au même niveau.

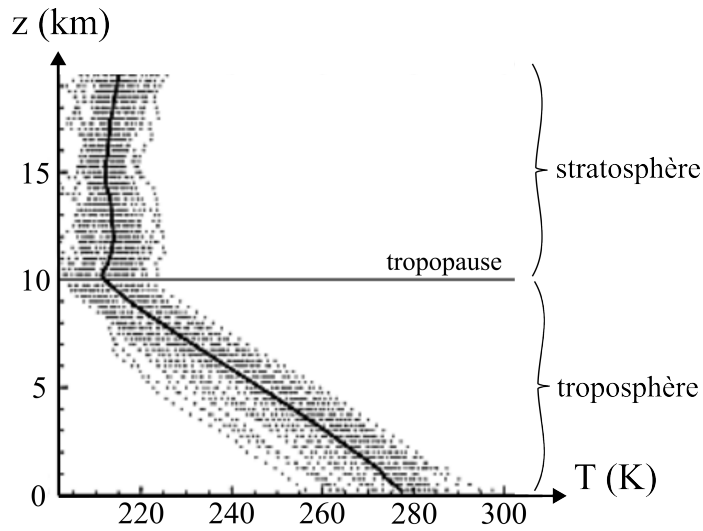


FIGURE 1.15 – Exemple de profil vertical de température atmosphérique. La tropopause représente la délimitation entre la troposphère où la température diminue avec l’altitude et la basse stratosphère où la température varie peu avec l’altitude. Les températures sont mesurées par radiosondage au-dessus de Boulder, Colorado (40°N, 105°W), pour différents mois de l’année. Les points gris correspondent aux mesures individuelles, et la ligne noire représente la moyenne (d’après GETTELMAN *et al.* (2011)).

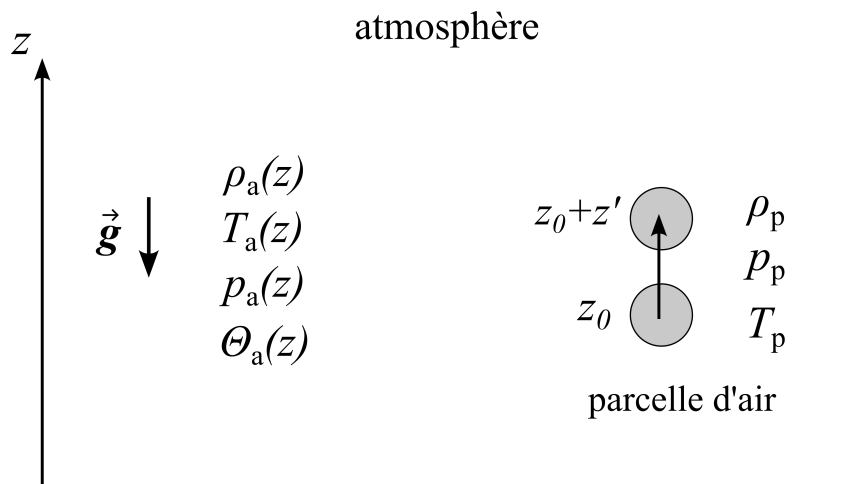


FIGURE 1.16 – Schéma d’une parcelle d’air évoluant dans une atmosphère stratifiée. La parcelle d’air est initialement à l’altitude z_0 et est déplacée à l’altitude $z_0 + z'$. Les quantités ρ_p, p_p, T_p , représentent respectivement la masse volumique, la pression et la température de la parcelle d’air et ρ_a, p_a, T_a représentent respectivement la masse volumique, la pression, la température et la température potentielle de l’atmosphère.

La parcelle de fluide subit son poids et la poussée d'Archimède, d'où l'équation du mouvement :

$$\rho_p \frac{d^2 z}{dt^2} = -\rho_p g + \rho_a g. \quad (1.19)$$

En réarrangeant les termes, nous obtenons :

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = g \frac{\rho_a - \rho_p}{\rho_p}. \quad (1.20)$$

En utilisant la loi des gaz parfaits $p = \rho RT$ et en supposant une égalité quasi-statique des pressions $p_p = p_a$ à chaque instant, il vient :

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = g \frac{T_p - T_a}{T_a}. \quad (1.21)$$

Dans une transformation adiabatique réversible, le rapport p/ρ^γ est constant pour la parcelle. Dans une atmosphère adiabatique, une parcelle initialement en équilibre reste neutre ($\rho_p = \rho_a$) lors de petits déplacements, et aucune force résultante ne s'exerce.

En pratique, le chauffage radiatif de surface et les échanges turbulents modifient le profil thermique, si bien que ρ_p et ρ_a ne coïncident pas nécessairement et qu'une force de flottabilité peut apparaître. Afin de décrire les variations de température indépendamment de la compression/détente adiabatique, on introduit la température potentielle Θ , définie par :

$$\Theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{R/c_p}, \quad (1.22)$$

où T est la température de la parcelle, p sa pression, p_0 une pression de référence et c_p la capacité thermique massique de l'air à pression constante.

En substituant T par Θ dans (1.21) (avec $p_p = p_a$) et en notant Θ_p et Θ_a les températures potentielles de la parcelle et de l'atmosphère, on obtient :

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = g \frac{\Theta_p - \Theta_a}{\Theta_a}. \quad (1.23)$$

On linéarise autour de z_0 le profil ambiant s'écrit :

$$\Theta_a(z_0 + z') = \Theta_a(z_0) + \left. \frac{d\Theta_a}{dz} \right|_{z_0} z' + \mathcal{O}(z'^2). \quad (1.24)$$

Il en résulte à l'ordre un,

$$\Theta_p(z_0 + z') - \Theta_a(z_0 + z') = - \left. \frac{d\Theta_a}{dz} \right|_{z_0} z' \quad (1.25)$$

En supposant la parcelle initialement en équilibre : $\Theta_p(z_0) = \Theta_a(z_0)$. La parcelle évoluant adiabatiquement, Θ_p est constante et vaut Θ_0 . En substituant dans (1.23) et en remplaçant Θ_a par Θ_0 à l'ordre un, on obtient :

$$\frac{d^2 z'}{dt^2} = -N^2 z', \quad (1.26)$$

avec

$$N^2 = \frac{g}{\Theta_0} \left. \frac{d\Theta_a}{dz} \right|_{z_0}. \quad (1.27)$$

La quantité N est une pulsation et caractérise la stabilité de la stratification verticale. On l'appelle généralement la fréquence de Brunt-Väisälä (bien qu'il s'agisse en réalité d'une pulsation).

- Si $N^2 = 0$, la stratification est dite *neutre*, la stratification thermique n'exerce aucun effet dynamique.
- Si $N^2 > 0$, la solution est oscillatoire, la particule subit une force de rappel et oscille autour de sa position d'équilibre, la stratification est dite *stable*.
- Si $N^2 < 0$, le déplacement vertical est amplifié : la particule s'écarte de sa position initiale et la stratification est dite *instable*.

La fréquence de Brunt-Väisälä N est de l'ordre de 0,01 rad/s proche du sol et elle augmente progressivement avec l'altitude pour atteindre environ 0,02 rad/s à la tropopause (MINAMIHARA *et al.* 2018), puis reste relativement constante dans la basse stratosphère comme illustré dans l'introduction sur la Figure 5.

Près du sol, la stratification dépend du flux de chaleur local. Dans la couche limite atmosphérique, la présence de la surface terrestre (continentale ou océanique) induit des échanges de quantité de mouvement (liés aux frottements de surface), de chaleur et d'humidité, principalement induits par le mouvement turbulent de l'air (MONIN *et al.* 1954; KAIMAL *et al.* 1994). Les mouvements d'air à l'échelle globale résultent des hétérogénéités de température (et donc de pression) induites par les variations d'ensoleillement et de capacité d'absorption radiative à la surface terrestre. Aux échelles planétaires, ces mouvements résultent d'un équilibre - dit géostrophique - entre la force de Coriolis et la force de pression générée par ces gradients thermiques. En fonction du flux de chaleur en surface, on distingue trois configurations de stratification de la couche limite atmosphérique illustrée Figure 1.17.

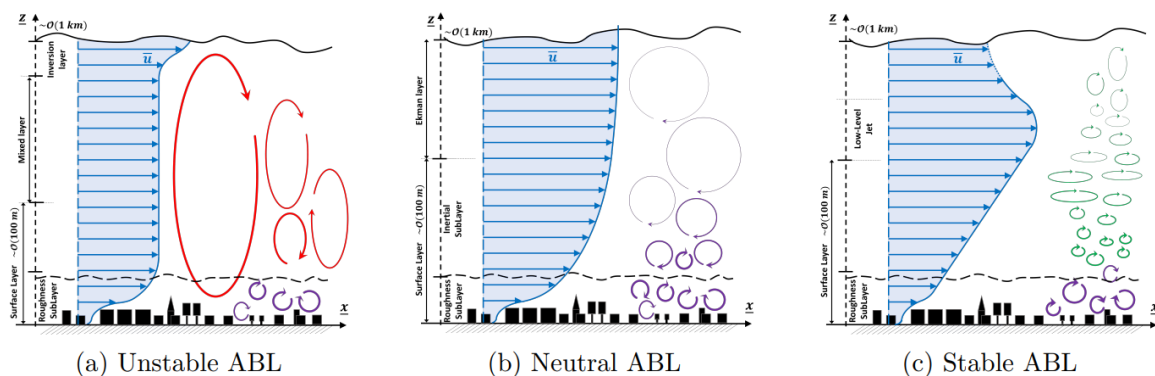


FIGURE 1.17 – Schéma de la couche limite atmosphérique dans trois régimes de stabilité thermique : (a) instable, (b) neutre et (c) stable (d'après la thèse de HURET (2024)).

- **La couche limite atmosphérique instable** : Lorsque le flux de chaleur vertical est positif, ce qui se produit typiquement en journée, $N^2 < 0$, on parle alors de couche limite convective ou instable.
- **La couche limite atmosphérique neutre** : Lorsque le flux de chaleur en surface est négligeable, $N^2 \approx 0$ la stratification est neutre.

- **La couche limite atmosphérique stable** : Lorsque le flux de chaleur vertical est négatif, typiquement la nuit, $N^2 > 0$, on parle de couche limite stable.

1.3.2 Échelles caractéristiques et adimensionnement en milieu stratifié

Une paire de tourbillons contra-rotatifs forme une structure fermée, appelée ovale de Kelvin, à l'intérieur de laquelle une masse d'air est piégée, comme illustré dans la Figure 1.18. Cette masse d'air descend sous l'effet de l'induction mutuelle entre les deux tourbillons, avec une vitesse caractéristique donnée par $W = \Gamma/(2\pi b)$. Dans la section 1.3.1.2, nous avons montré que l'atmosphère est stratifiée stablement en température. En adoptant

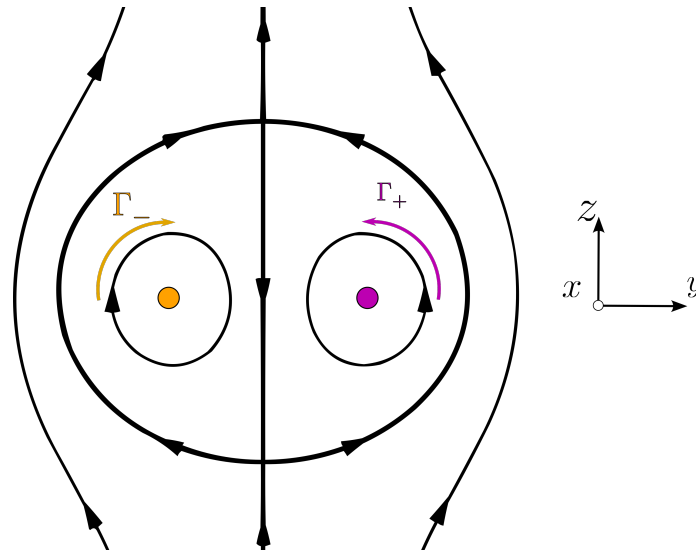


FIGURE 1.18 – Schéma de la ligne de courant formant l'ovale de Kelvin dans lequel du fluide ambiant est encapsulé et descend avec la paire de tourbillons.

une représentation simplifiée, l'ovale de Kelvin formé par la paire peut être assimilé à une masse fluide homogène de densité ρ_0 s'enfonçant dans un milieu stratifié de densité $\rho(z)$. La différence de densité entre l'intérieur de l'ovale et le fluide environnant engendre alors une force de poussée d'Archimède, estimée par $F_{\text{strat}} \approx (\rho(z) - \rho_0)V\mathbf{g}$, où V désigne le volume de l'ovale. En s'opposant à la descente, cette force de flottabilité doit freiner la descente de l'ovale.

Afin d'évaluer l'influence relative de la flottabilité par rapport à la dynamique inertielle de descente de la paire, on introduit le temps caractéristique associé à la stratification, noté τ_{strat} . Ce dernier correspond à la période d'oscillation d'une parcelle fluide initialement à l'équilibre lorsqu'elle est soumise à une perturbation :

$$\tau_{\text{strat}} = \frac{2\pi}{N}, \quad (1.28)$$

où N est la fréquence de Brunt-Väisälä. Le temps caractéristique associé à la descente de la paire de tourbillons, noté τ , est défini par l'équation (1.9). On note alors τ_0 sa valeur à l'instant initial, juste après la formation des tourbillons :

$$\tau_0 = \tau(t_0) \quad (1.29)$$

où t_0 désigne l'instant initial, c'est-à-dire le moment à partir duquel les tourbillons sont considérés comme pleinement formés.

On peut alors introduire un nombre sans dimension notée N^* , qui représente le ratio τ_0/τ_{strat} (à un facteur 2π près) et permettant de comparer ces deux échelles de temps :

$$N^* = N\tau_0. \quad (1.30)$$

Cette fréquence de Brunt-Väisälä adimensionnée permet de caractériser l'influence relative de la stratification sur la dynamique de la paire tourbillonnaire. Elle caractérise la compétition entre les effets inertiels, gouvernés par la circulation initiale Γ_0 et l'espacement b_0 , et les effets de flottabilité causés par la stratification.

Une valeur $N^* \ll 1$ indique que la stratification est faible et n'influence que marginalement la dynamique tourbillonnaire. À l'inverse, une valeur $N^* \gg 1$ traduit une stratification dominante, qui freine la descente du dipôle et modifie significativement son évolution. On retrouve parfois N^* sous sa forme inverse dans la littérature, assimilée à un nombre de Froude défini par $Fr = N^{*-1}$.

Au premier ordre, il est possible d'associer une valeur de τ_0 à chaque avion à partir de sa géométrie et de sa masse. En effet, la masse permet d'estimer la portance, et donc la circulation des tourbillons marginaux via l'équation (1.7), tandis que l'envergure fournit une estimation de leur espacement initial à l'aide de l'équation (1.1). En considérant le panel des avions actuellement en service donné au Tableau 1.1, SAULGEOT *et al.* (2023) estiment que les valeurs représentatives de N^* dans des conditions atmosphériques réalistes se situent typiquement entre 0 et 2.

appareil	CRJ-200	A320	B737	B787	A330	B777	B747	A380
b_w (m)	21.2	35.8	35.8	60.1	64.0	64.8	68.4	79.7
b_0 (m)	16.7	28.1	28.1	47.2	50.3	50.9	53.7	62.6
$\Gamma_{0,\min}$ ($\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$)	93.3	161	161	244	266	326	387	430
$\Gamma_{0,\max}$ ($\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$)	162	296	298	472	506	683	811	893
$W_{0,\min}$ ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	0.89	0.91	0.91	0.82	0.84	1.02	1.15	1.09
$W_{0,\max}$ ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	1.55	1.67	1.68	1.59	1.60	2.14	2.40	2.27
$\tau_{0,\min}$ (s)	10.7	16.8	16.7	29.7	31.4	23.8	22.4	27.6
$\tau_{0,\max}$ (s)	18.7	30.8	30.9	57.3	59.6	49.9	46.8	57.3
N_{\min}^*	0.107	0.168	0.167	0.297	0.313	0.238	0.224	0.276
N_{\max}^*	0.560	0.923	0.927	1.72	1.79	1.50	1.40	1.72

TABLE 1.1 – Caractéristiques des tourbillons marginaux et de la stratification pour une sélection d'appareils (d'après SAULGEOT *et al.* (2023)). L'intervalle de valeurs de N^* correspond à une fréquence de Brunt-Väisälä N comprise entre 0,01 et 0,03 s^{-1} . b_w : envergure, b_0 : espacement entre les tourbillons, Γ_0 : circulation des tourbillons, W_0 : vitesse de descente des tourbillons, τ_0 : échelle de temps caractéristique du sillage. La valeur minimale de Γ_0 correspond à une configuration de vol avec réservoirs de carburant vides, donc une masse minimale de l'appareil. À l'inverse, la valeur maximale correspond à une masse maximale, typique d'un décollage en configuration de charge complète.

1.3.3 Effets de la stratification sur la cinématique du sillage tourbillonnaire

Dans un fluide stratifié, le déplacement vertical des structures tourbillonnaires induit une perturbation locale du champ de température potentielle. Cette perturbation modi-

fi la répartition de densité, engendrant une force de flottabilité orientée à l'opposé du mouvement initial. Lorsque la stratification est forte ($N^* \gtrsim 1$), cette force devient prépondérante et tend à stabiliser le sillage à l'altitude de vol initiale (GARTEN, ARENDT *et al.* 1998; SAULGEOT *et al.* 2023). En revanche, sous stratification modérée ($N^* \lesssim 1$), le dipôle conserve un mouvement descendant, dont la vitesse et la profondeur atteintes sont modulées par l'intensité de la stratification (SCORER *et al.* 1970; SARPKAYA 1983; SPALART 1996).

La Figure 1.18 illustre l'ovale de Kelvin, qui renferme un fluide de densité similaire à celle de l'air à l'altitude de vol. Cet ovale se déplace vers le bas dans un milieu stratifié linéairement, où la densité augmente avec la profondeur. Au cours de cette descente, la différence de densité entre le fluide contenu dans l'ovale et le fluide ambiant s'accroît progressivement. Ce gradient de température potentielle induit une génération de vorticité secondaire par effet barocline, localisée principalement aux abords de l'ovale.

En effet, en prenant le rotationnel de l'équation de quantité de mouvement, dans un fluide newtonien, on obtient l'équation de la vorticité suivante :

$$\frac{D\boldsymbol{\omega}}{Dt} = (\nabla\mathbf{u})\boldsymbol{\omega} + \frac{1}{\rho^2} \nabla\rho \wedge \nabla p + \nu\nabla^2\boldsymbol{\omega} \quad (1.31)$$

Les différents termes du membre de droite de l'équation (1.31) peuvent être interprétés physiquement :

- $(\nabla\mathbf{u})\boldsymbol{\omega}$ représente l'étirement et l'inclinaison de la vorticité par les gradients de vitesse,
- $\frac{1}{\rho^2} \nabla\rho \wedge \nabla p$ est la production barocline de vorticité lorsque les gradients de pression et de densité ne sont pas colinéaires,
- $\nu\nabla^2\boldsymbol{\omega}$ est la diffusion visqueuse de la vorticité.

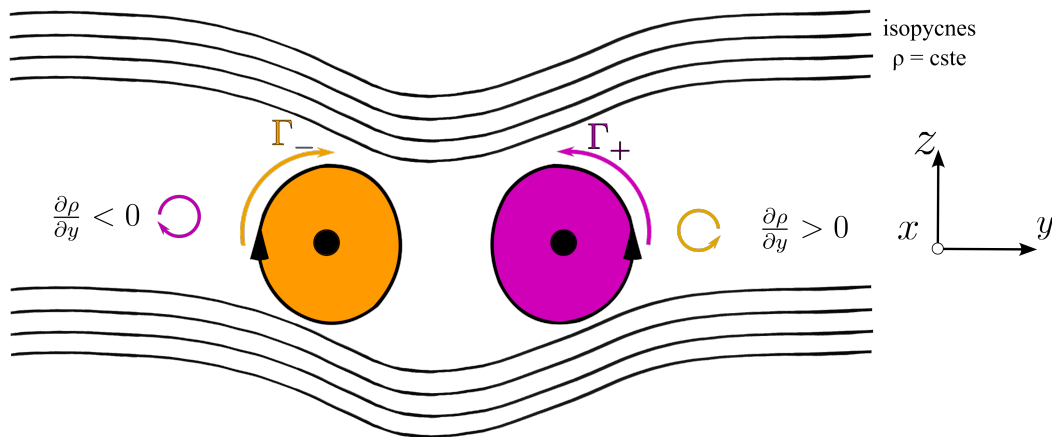


FIGURE 1.19 – Schéma de la formation de vorticité secondaire par production barocline. Les isopycnes sont déformées sous l'action des tourbillons, tandis que les isobares demeurent approximativement horizontales. Le désalignement entre les isopycnes et les isobares induit alors une génération de vorticité secondaire (adapté de la thèse de DONNADIEU (2008)).

Le terme de production barocline devient non nul lorsque les lignes d'isodensité (isopycnes) et les isobares ne sont pas alignées. Dans le cadre de l'approximation de Boussinesq, le gradient de pression est principalement vertical, car dominé par la composante

hydrostatique. Les isobares peuvent donc être considérées comme quasi horizontales. La Figure 1.19 illustre la déformation des isopycnes sous l'effet de la paire de tourbillons, déformation qui engendre un désalignement avec les isobares et, par conséquent, une production de vorticité secondaire. Ce désalignement peut également être interprété en considérant uniquement les gradients horizontaux de densité. Ainsi, dans le cas d'un écoulement bidimensionnel, le terme barocline s'écrit :

$$\frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \wedge \nabla p = -\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial y} \mathbf{e}_x, \quad (1.32)$$

Le désalignement entre isobares et isopycnes résulte alors exclusivement des variations latérales de densité. Un gradient horizontal de densité induit ainsi un terme barocline non nul, responsable de la génération de vorticité secondaire. La vorticité secondaire se forme principalement de part et d'autre de l'ovale de Kelvin, sur chacun de ses deux flancs, où les gradients horizontaux de densité atteignent leurs valeurs maximales, comme schématisé sur la Figure 1.19.

Cette vorticité secondaire est de signe opposé à celle du tourbillon au voisinage duquel elle est générée. Une fois produite, elle est advectée vers le sommet de l'ovale de Kelvin (GARTEN, WERNE *et al.* 2001 ; HOLZAPFEL *et al.* 2001 ; SAULGEOT *et al.* 2023). Ce transport vertical modifie la dynamique du dipôle par induction de Biot-Savart. Ce mouvement conduit, d'abord à un ralentissement de la descente des tourbillons primaires, puis à leur rapprochement. En effet, l'écoulement induit par la vorticité secondaire advecte les tourbillons l'un vers l'autre comme schématisé sur la Figure 1.20. Ce resserrement des deux tourbillons principaux sous l'effet de la vorticité barocline intensifie leur interaction mutuelle, ce qui conduit à une accélération de la descente des tourbillons (GARTEN, ARENDT *et al.* 1998 ; SHIRGAONKAR *et al.* 2007 ; SAULGEOT *et al.* 2023) Enfin, cette vorticité

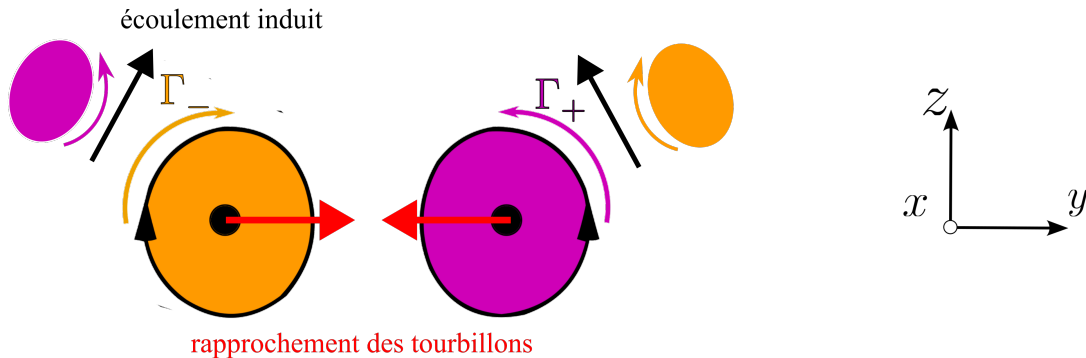


FIGURE 1.20 – Schéma du mécanisme de rapprochement des tourbillons principaux sous l'effet de l'écoulement induit par la présence de vorticité barocline.

secondaire s'accumule au-dessus du dipôle, le long de son axe de descente, sous l'effet combiné de la poussée d'Archimède et de l'induction mutuelle. Elle constitue un sillage secondaire, verticalement étendu, distinct du sillage principal, qui complexifie la structure globale du sillage (GARTEN, WERNE *et al.* 2001 ; HOLZAPFEL *et al.* 2001 ; SAULGEOT *et al.* 2023).

Dans son étude fondatrice, SAFFMAN (1972) propose un modèle simplifié du mouvement de l'ovale dans une atmosphère stratifiée. L'analyse repose sur une modélisation filamentaire non visqueuse, formulée dans un cadre non-inertiel se déplaçant avec la paire de tourbillons. Le fluide transporté par les tourbillons est supposé de densité constante, différente

de celle du milieu ambiant. Une des hypothèses fortes de ce modèle est que la distance entre les deux tourbillons ainsi que la surface de fluide transportée avec eux demeurent constantes

Selon ce modèle, la vitesse verticale de la paire de tourbillons, définie par $W = \frac{dz}{dt}$, satisfait l'équation suivante :

$$\frac{d}{dt} [(c\rho(z) + \rho_0)W] = [\rho(z) - \rho_0]g, \quad (1.33)$$

où $\rho(z)$ représente la densité du fluide à l'altitude z , ρ_0 la densité au niveau initial, et c un facteur de forme que SAFFMAN estime à 1,2 pour des noyaux de petite taille.

Cette équation reflète la physique fondamentale du problème : la paire de tourbillons possède une quantité de mouvement initiale, qui est progressivement diminuée par l'effet de la force gravitationnelle. Dans le cas d'une stratification uniforme et pour les faibles valeurs de N ($\rho(z) \approx \rho_0$ dans le membre de gauche), le modèle conduit à l'équation différentielle suivante :

$$\frac{d^2z}{dt^2} + \frac{N^2}{1+c}z = 0 \quad (1.34)$$

Si $z(t=0) = 0$ et $W(t=0) = W_0$, cette équation admet comme solution

$$z(t) = \frac{W_0}{\Omega} \sin(\Omega t) \quad (1.35)$$

où $\Omega = N(1+c)^{-1/2}$.

Le modèle prédit qu'une paire de tourbillons évoluant dans un fluide stratifié de manière homogène oscille autour de sa position verticale initiale avec une amplitude de $|W_0|/N$ et une période $2\pi/N$. Bien que SAFFMAN (1972) admette que, dans des conditions usuelles, les phénomènes tridimensionnels – en particulier l'instabilité de Crow – se développent trop rapidement pour que ces oscillations soient observables, il laisse ouverte la possibilité de leur apparition lorsque la stratification locale est suffisamment forte. À notre connaissance, aucun résultat ne vient confirmer l'existence d'oscillations non amorties telles que celles prédites par ce modèle.

CROW (1974) a prolongé l'approche initiale de SAFFMAN (1972), travail qui a ensuite été approfondi par SPALART (1996). Ces auteurs ont affiné la modélisation en prenant en compte la vorticité d'origine barocline, laquelle provoque un rapprochement des tourbillons, renforçant leur induction mutuelle et accélérant leur descente. Ce modèle repose sur plusieurs hypothèses : la circulation Γ_1 de chacun des deux tourbillons primaires demeure constante, la stratification est supposée faible, la vorticité secondaire crée par la stratification ne reste pas dans les tourbillons principaux, mais est surtout évacuée vers l'extérieur (phénomène dit de *detrainment*), et l'écoulement est considérée comme mature et quasi stationnaire.

Lors de la descente de la paire de tourbillons, des gradients de densité se forment à l'interface entre le fluide transportée et le fluide ambiant, induisant la génération de vorticité secondaire de signe opposée. Cette vorticité correspondant à une circulation notée Γ_2 , est continuellement produite sous l'effet de la flottabilité et est d'ordre N^2bz , où N désigne la fréquence de Brunt-Väisälä, b l'espacement entre les tourbillons, et z leur position verticale. Elle est simultanément évacuée sous forme de nappes de vorticité. En régime stationnaire, la production et l'évacuation de la vorticité s'équilibrent, ce qui conduit à :

$$\Gamma_2 = \frac{C_1}{b^3 N^2 z} \Gamma_1, \quad (1.36)$$

où C_2 est une constante positive sans dimension.

La dynamique verticale du système est gouvernée par la vitesse d'ascension des tourbillons :

$$\frac{dz}{dt} = \frac{\Gamma_1}{2\pi b}, \quad (1.37)$$

et la contraction de la distance entre les tourbillons s'écrit :

$$\frac{db}{dt} = C_2 \frac{\Gamma_2}{b}, \quad (1.38)$$

où C_2 est une constante positive sans dimension.

En supposant que Γ_1 reste constant, ces équations admettent une solution analytique :

$$\left\{ \begin{array}{l} z(t) = \frac{\Gamma_1}{\sqrt{2\pi C N b_0}} \sinh\left(\sqrt{\frac{C}{2\pi}} N t\right) \\ b(t) = \frac{b_0}{\cosh\left(\sqrt{\frac{C}{2\pi}} N t\right)} \\ \Gamma_2(t) = \frac{b^3 N \Gamma_1 C_1}{\sqrt{2\pi C b_0 \Gamma_1}} \sinh\left(\sqrt{\frac{C}{2\pi}} N t\right) \end{array} \right. \quad (1.39a)$$

$$\left. \begin{array}{l} b(t) = \frac{b_0}{\cosh\left(\sqrt{\frac{C}{2\pi}} N t\right)} \end{array} \right\} \quad (1.39b)$$

$$\left. \begin{array}{l} \Gamma_2(t) = \frac{b^3 N \Gamma_1 C_1}{\sqrt{2\pi C b_0 \Gamma_1}} \sinh\left(\sqrt{\frac{C}{2\pi}} N t\right) \end{array} \right\} \quad (1.39c)$$

avec $C = C_1 C_2 \approx 2,85$ et b_0 la distance initiale entre les tourbillons. Le modèle prédit ainsi

une contraction exponentielle de la paire de tourbillons (4.1) Après une phase initiale d'ajustement¹, le modèle concorde avec les résultats de simulations numériques de SPALART (1996), GARTEN, ARENDT *et al.* (1998) et ORTIZ *et al.* (2015) pour les valeurs faibles de N^* ($N^* < 1$). La Figure 1.21 montre l'évolution de l'espacement b en fonction du temps sans dimension Nt . La courbe en traits pleins correspond à la prévision du modèle de CROW (1974) et les symboles se rapportent aux simulations faites pour $N^* \in [0,1 ; 0,2 ; 0,5]$. Toutes les courbes issues des simulations se superposent à la solution de CROW (1974), indiquant que, dans cette gamme de stratifications faibles, la dynamique de la paire bidimensionnelle est bien décrite par le modèle initial de Crow.

Nous avons vu que les modélisations et simulations bidimensionnelles sont pertinentes pour analyser les mécanismes fondamentaux de l'effet de la stratification sur la cinématique d'une paire de tourbillons. Toutefois, elles ne permettent pas de capturer les phénomènes tridimensionnels, en particulier l'instabilité de Crow, qui se développe dans le cas d'une paire réaliste et gouverne l'évolution à long terme du sillage.

1.3.4 Les effets de la stratification sur la dynamique tridimensionnelle du sillage

Dans le but d'étudier l'effet de la stratification sur la dynamique des tourbillons marginaux, SARPKAYA (1983) a étudié expérimentalement le sillage généré par des maquettes

1. Le modèle de CROW (1974) prédit une décroissance immédiate de la distance b . Toutefois, les simulations numériques montrent qu'une phase transitoire est nécessaire avant que la vorticit e barocline ne soit effectivement g en er ee et que la s eparation b commence  a diminuer. Le temps t_{adj} d esigne ce temps d'ajustement,  a partir duquel la distance b commence effectivement  a diminuer.

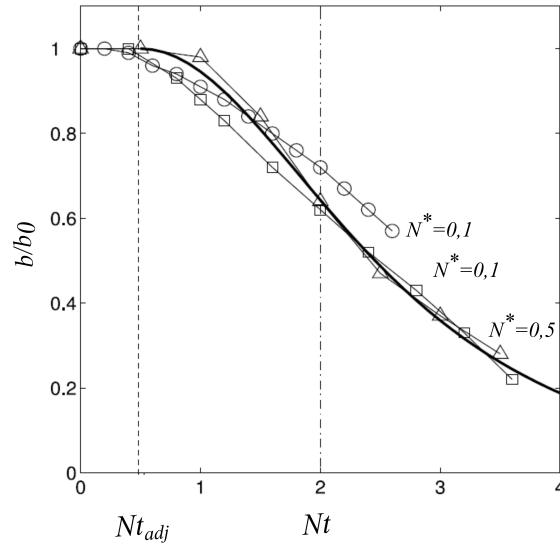


FIGURE 1.21 – Évolution de la distance entre les tourbillons b en fonction du temps caractéristique de la stratification Nt pour différents niveaux de stratification (d'après ORTIZ *et al.* (2015)). L'évolution de la distance entre les tourbillons prédite par le modèle de Crow est tracée en trait plein (cf. équation (4.1)).

d'ailes tractées dans une cuve à eau, stratifiée en densité, dans une gamme de nombre de Reynolds $Re_c \in [4 \times 10^4 : 5 \times 10^4]$ et pour des valeurs de $N^* \in [0 ; 0,5 ; 0,75 ; 1]$.

Ils observent que la stratification ralentit fortement la descente des tourbillons, par rapport au cas homogène, sans toutefois conduire à un arrêt complet de leur mouvement. La hauteur maximale atteinte par la paire avant stabilisation décroît inversement avec l'intensité de la stratification. La stratification accentue par ailleurs la diffusion du cœur tourbillonnaire et favorise la reconnexion des tourbillons, qui constitue le principal mécanisme de dissipation du sillage. Aussi, l'étude met en évidence que le rapport a/b et le nombre de Reynolds influencent la cohérence et la durée de vie des tourbillons. En l'absence de stratification, SARPKEYA (1983) évalue le taux de croissance de l'instabilité de Crow pour une aile delta à arête vive à $\alpha\tau_0 = 0,74$. En présence de stratification ($N^* = 0,50$), il observe une augmentation du taux de croissance, qui devient alors dépendant du temps. Il attribue cette dépendance aux effets baroclines induits par la stratification.

Cette étude présente toutefois plusieurs limites liées à la faible répétabilité des expériences en milieu stratifié. Les mesures du taux de croissance n'ont pu être réalisées que pour un seul cas ($N^* = 0,50$), la mise en place d'une stratification stable exigeant de longues phases de préparation (environ six heures par essai). Pour des stratifications plus fortes ($N^* > 0,75$), la complexité de l'interaction entre l'instabilité de Crow et la stratification rendaient les résultats difficilement reproductibles. De plus, la longueur d'onde λ variait sensiblement d'une expérience à l'autre, voire d'une ondulation à l'autre au sein d'un même essai, limitant la précision de l'estimation du taux de croissance, qui a néanmoins conduit à une valeur moyenne de $\lambda = (7,8 \pm 0,5)b_0$ pour les modèles d'ailes à arêtes vives.

LIU (2006) a mené des expériences dans une cuve stratifiée en densité, où une paire de tourbillons contra-rotatifs était générée. Deux dispositifs expérimentaux ont été employés : une aile NACA 0012 tractée dans la cuve et un générateur de tourbillons fixe par rapport à la cuve. L'aile tractée produit des tourbillons ($b_0 \approx 8$ cm, $W_0 \approx 1$ cm/s, $Re_\Gamma \approx 5000$) dont l'évolution est similaire à celle décrite par SARPKEYA (1983). Pour les stratifications explo-

rées ($N^* \in [0 : 1,45]$), la descente des tourbillons est limitée, tout en laissant se développer différentes instabilités. Ces dernières conduisent progressivement à leur destruction, par des mécanismes de type instabilité de Crow, reconnexion ou *core bursting*, combinés à la diffusion turbulente. La stratification peut retarder cette dissipation, mais à long terme, ces processus mènent à la disparition du sillage tourbillonnaire (LIU 2006).

Le second dispositif permet de visualiser directement l'expulsion de fluide hors de l'ovale sous l'effet de la vorticité de l'origine barocline, désigné comme le phénomène de *detrainment*. Le dispositif utilisé est un générateur bidimensionnel expulsant de l'eau à travers une fente étroite située au fond d'un caisson pressurisé, créant ainsi une paire de tourbillons contra-rotatifs. Un système de décompression progressive évite la formation d'un tourbillon parasite lors de l'arrêt de l'éjection. Les expériences couvrent une gamme de paramètres avec $N^* \in [0 ; 0,31]$ et des nombres de Reynolds $Re_\Gamma \in [3454 ; 6418]$, pour des séparations initiales b_0 comprises entre 5 et 8 cm.   l'aide de visualisations par colorant, Liu a mis en évidence pour la première fois l'existence expérimentale du phénomène de *detrainment* de fluide sous forme de panaches ascendants issus des zones externes de recirculation, sans extraction depuis les cœurs tourbillonnaires. La Figure 1.22

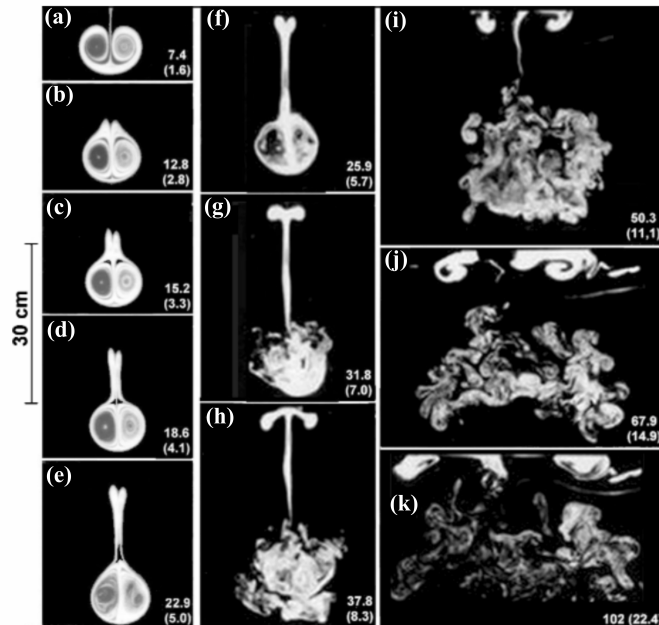


FIGURE 1.22 – Visualisations d'une paire de tourbillons dans le plan (yz)   des temps caractéristiques t/τ_0 compris entre 1,6 et 22,4, réalisées par LIU (2006). $N^* = 0,31$ et $Re_{\Gamma_0} = 3454$. En bas à gauche de chaque image figurent le temps écoulé après l'activation du générateur de tourbillons, en secondes (hors parenthèses), ainsi que le temps adimensionné (entre parenthèses).

illustre l'évolution d'une paire de tourbillons en présence de stratification ($N^* = 0,31$). On y distingue la descente de la paire, suivie de l'apparition d'un sillage secondaire au-dessus d'elle (Figures 1.22(a)-(e)). Le fluide est progressivement expulsé hors de l'ovale sous l'effet de la vorticité barocline, formant ce panache ascendant. Aux alentours de $t/\tau_0 \approx 5$, les cœurs tourbillonnaires se d organisent et éclatent en une masse turbulente, conséquence des instabilités auto-induites et de la diffusion turbulente. LIU (2006) interprète ce phénomène d'éjection de fluide au-dessus de l'ovale comme un mécanisme modifiant la dynamique globale du sillage en réduisant l'entraînement du fluide ambiant, ce qui limite la descente verticale de la paire.

DELISI *et al.* (2000) ont également étudié l'évolution tridimensionnelle des tourbillons marginaux générés par une aile tractée dans une cuve à eau stratifiée, combinant observations expérimentales et simulations numériques. Les expériences ont été réalisées pour des nombres de Reynolds de l'ordre de $Re_c = 2,5 \times 10^4$ et des valeurs de N^* dans l'intervalle $[0 ; 0,9 ; 1 ; 1,36]$. Les visualisations par colorant fluorescéine et les calculs numériques ont montré que, dans un fluide homogène, la seule instabilité observée est l'instabilité de Crow, de longueur d'onde $\lambda \simeq 8,5b_0$, en accord avec la théorie de Crow (1974). En revanche, dans un fluide stratifié ($N^* \simeq 1$), l'instabilité de Crow ne se manifeste plus; une instabilité de plus petite échelle apparaît lorsque la migration verticale des tourbillons atteint son maximum. Elle présente des longueurs d'onde comprises entre $0,5b_0$ et $2b_0$ et des amplitudes d'oscillation verticale atteignant jusqu'à $0,4b_0$. Cette instabilité à petite échelle se développe uniquement en présence de stratification, avec une croissance exponentielle bien reproduite par les simulations.

DONNADIEU (2008) a étudié expérimentalement l'influence de la stratification verticale sur une paire de tourbillons contra-rotatifs générés par un système de volets. Cette étude se concentre principalement sur la caractérisation de l'instabilité elliptique, sans aborder en détail le développement de l'instabilité de Crow. En fluide homogène, l'instabilité de Crow ($\lambda/b \approx 5-6$) ainsi que l'instabilité elliptique ($\lambda/b \approx 0,88$, $ka_0 \approx 2,1$) sont observées. Pour $N^* > 1,66$, la descente est inhibée par la stratification, qui empêche le développement des instabilités, tandis que pour $N^* \approx 1$, une instabilité elliptique atténuée est encore observée ($\lambda/b_y \approx 0,75$).

En plus des travaux expérimentaux exposés ci-dessus, plusieurs études numériques se sont également intéressées à l'effet de la stratification sur le développement des instabilités au sein des paires de tourbillons. ORTIZ *et al.* (2015) ont étudié l'impact de la stratification sur la croissance des instabilités coopératives. Leur travail porte sur les instabilités tridimensionnelles d'une paire de tourbillons contra-rotatifs dans un fluide stratifié, en combinant une analyse de stabilité linéaire avec une théorie des perturbations optimales. Ils examinent notamment l'influence de la stratification, du nombre de Reynolds et des perturbations longitudinales sur la stabilité du système.

L'analyse de stabilité linéaire montre qu'en milieu stratifié subsiste une instabilité symétrique de type Crow, dont le taux de croissance croît d'abord avec N^* avant d'être atténué par une stratification plus forte. En parallèle, une instabilité antisymétrique de courte longueur d'onde, de type elliptique, devient dominante, son amplification étant renforcée par la stratification.

La Figure 1.23(a) montre le taux de croissance des instabilités coopératives normalisé par les paramètres de la paire de tourbillon à l'instant initial et la Figure 1.23 (b) montre les mêmes courbes cette fois normalisées par les caractéristiques instantanées de la paire. Une fois les taux de croissance re-normalisés par la distance entre les tourbillons et les échelles locales de déformation, les taux de croissance et longueurs d'onde s'accordent avec les prédictions classiques pour les instabilités de Crow et elliptique (TSAI *et al.* 1976; LE DIZÈS *et al.* 2002). Cela suggère que, bien que la stratification modifie la dynamique globale du dipôle - notamment en influençant la distance entre les tourbillons et leur taux de déformation - elle n'altère pas fondamentalement la nature des mécanismes instables, qui restent gouvernés par les mêmes lois une fois exprimés dans des variables locales adaptées.

ORTIZ *et al.* (2015) montrent également que l'effet de la stratification sur la stabilité du dipôle dépend fortement du régime du paramètre N^* et de l'horizon temporel τ considéré.

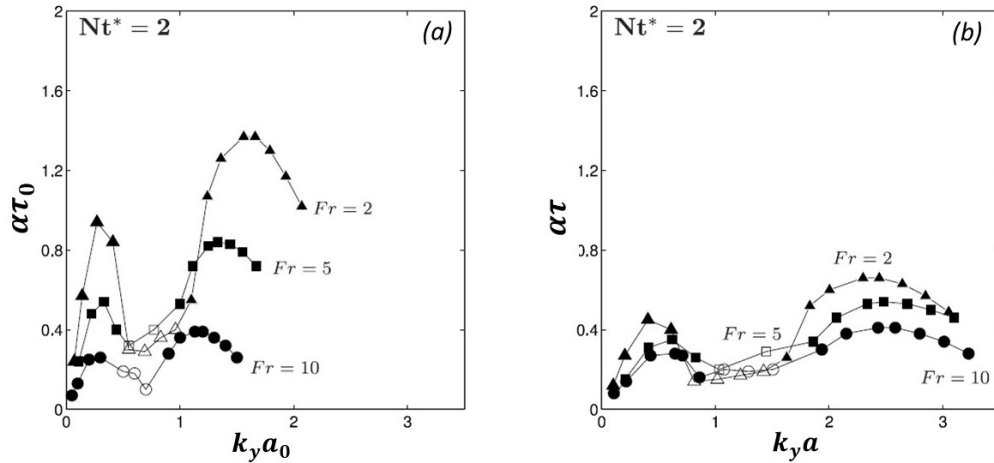


FIGURE 1.23 – Taux de croissance des instabilités coopératives à $Nt = 2$ (a) adimensionné par les caractéristiques de la paire de tourbillons à $t = 0$ (b) adimensionné par les caractéristiques instantannées de la paire de tourbillons (d’après ORTIZ *et al.* (2015))

À long terme, la stratification tend à freiner le développement des instabilités, en particulier celles de type Crow, en réduisant leur taux de croissance asymptotique. En revanche, à court terme, une stratification modérée peut au contraire accentuer l’interaction entre les tourbillons en les rapprochant, ce qui renforce transitoirement les mécanismes instables. Pour $N^* < 0,5$, la stratification exerce un effet limité sur la dynamique : les structures instables persistent et les taux de croissance restent comparables à ceux du cas homogène. En revanche, lorsque $N^* = 1$, l’effet de la stratification devient significatif à un horizon temporel long ($t/\tau_0 = 10$) : la structure du dipôle est profondément modifiée, ce qui tend à atténuer les instabilités symétriques de type Crow tout en renforçant les modes antisymétriques associés à l’instabilité elliptique, lesquels deviennent alors dominants.

Plusieurs études numériques tridimensionnelles ont également été menées et permettent de mieux comprendre les mécanismes physiques menant à la destruction des tourbillons en présence de stratification. Globalement, il apparaît qu’en réduisant la séparation entre les tourbillons, la stratification favorise le développement de l’instabilité elliptique (DELISI *et al.* 2000 ; GARTEN, WERNE *et al.* 2001 ; NOMURA *et al.* 2006 ; PAUGAM *et al.* 2010 ; DE VISSCHER *et al.* 2013). L’interaction entre cette instabilité et la vorticité secondaire générée par effet barocline peut accélérer la désorganisation du système tourbillonnaire en altérant la cohérence des structures (HOLZAPFEL *et al.* 2001).

Selon HOLZAPFEL *et al.* (2001), la dynamique des tourbillons en atmosphère stratifiée stable favorise l’apparition de filaments de vorticité verticale (*vertical vorticity streaks*) entre les deux tourbillons principaux. Ces structures secondaires, générées par des mécanismes de production barocline ou par la turbulence ambiante, peuvent être intensifiées par étirement, provoquant une amplification locale de la turbulence dans la zone médiane du sillage. Lorsque ces perturbations deviennent suffisamment marquées, elles induisent une reconnexion des lignes de vorticité, particulièrement dans les zones de plus forte interaction entre les tourbillons. Ce processus est facilité par le rapprochement progressif des tourbillons sous l’effet des instabilités (notamment de type Crow) et de la stratification. La reconnexion peut alors engendrer une onde de pression interne susceptible de fragmenter brutalement le cœur d’un tourbillon, phénomène décrit comme un *vortex bursting*. Ce dernier se traduit par l’éclatement du noyau tourbillonnaire, suivi d’une désintégration rapide de la structure cohérente du sillage en petites structures turbulentes.

Les simulations de PAUGAM *et al.* (2010) montrent également que le rapprochement des tourbillons, renforcé par la production barocline en présence de stratification, accentue l'instabilité elliptique de courte longueur d'onde, en augmentant son taux de croissance. Par ailleurs, la stratification limite le développement vertical du sillage en stabilisant la colonne d'air par un gradient de densité, ce qui inhibe les mouvements verticaux et contraint la diffusion à se faire principalement dans la direction horizontale. La combinaison de la vorticité de l'origine barocline, des instabilités de Crow et des instabilités elliptiques, renforcée par les perturbations initiales, accélère la rupture des tourbillons et entraîne la transition vers un régime dissipatif.

Par ailleurs, dans une atmosphère stablement stratifiée et faiblement turbulente, DE VISSCHER *et al.* (2013) identifient plusieurs mécanismes contribuant à la destruction des tourbillons de sillage. En plus des mécanismes classiques de désintégration par l'instabilité de Crow et l'instabilité elliptique, les auteurs mettent en évidence des instabilités transversales asymétriques, conduisant à une rupture dissymétrique de la paire de tourbillons, souvent observée sous la forme d'une structure en chevron. Même une turbulence ambiante faible agit comme facteur de déstabilisation, en introduisant des perturbations stochastiques susceptibles de précipiter la désintégration. Enfin, la stratification elle-même, via la génération de vorticité barocline et l'inhibition des mouvements verticaux, contribue à concentrer l'énergie tourbillonnaire dans un volume restreint, ce qui accélère sa dissipation visqueuse et favorise une transition rapide vers un régime turbulent.

En résumé, la stratification influence fortement l'évolution des sillages tourbillonnaires. Elle génère de la vorticité secondaire par effet barocline, modifie la descente et le rapprochement des tourbillons, et interagit avec les instabilités coopératives (Crow, elliptique) en modulant leurs taux de croissance. Selon son intensité, la stratification peut stabiliser la structure et retarder sa dissipation, ou au contraire accélérer la fragmentation du sillage en structures turbulentes fines. Cette revue de la littérature met également en évidence le nombre encore limité d'études expérimentales quantitatives portant sur l'instabilité à grande longueur d'onde de type de Crow. Peu de travaux expérimentaux ont caractérisé de manière précise les instabilités de grande longueur d'onde. En effet, la plupart des études antérieures se sont concentrées sur l'effet de la stratification sur la croissance des instabilités à petite longueur d'onde (DELISI *et al.* 2000; DONNADIEU 2008). Celles qui abordent les instabilités de grande longueur d'onde se limitent le plus souvent à la mesure de la longueur d'onde dominante (LIU 2006), sans fournir de quantification détaillée de l'effet de la stratification ni sur l'espacement entre les tourbillons, ni sur le taux de croissance de l'instabilité de Crow. Seule l'étude expérimentale de SARPKEYA (1983) propose des estimations directes du taux de croissance de cette instabilité en présence de stratification α , mais à partir d'un jeu de données restreint.

1.4 Résumé du Chapitre 1

Dans ce chapitre, l'analyse de la littérature a mis en évidence les principales caractéristiques de la dynamique des tourbillons marginaux. Ces derniers apparaissent comme des structures à la fois robustes et sensibles aux conditions ambiantes, la turbulence de l'écoulement libre et la stratification atmosphérique jouant un rôle déterminant dans leur évolution.

Dans un premier temps, nous avons rappelé que l'évolution d'un sillage tourbillonnaire se décompose en plusieurs phases successives, depuis la formation initiale du dipôle

contra-rotatif jusqu'à sa dissipation en structures turbulentes de plus petite échelle. Ces dynamiques sont gouvernées par les échelles intrinsèques du tourbillon et par les conditions externes de l'écoulement.

Les tourbillons marginaux présentent une dynamique instationnaire, dominée par deux mécanismes principaux : le flottement tourbillonnaire et les instabilités coopératives, telles que l'instabilité de Crow (à grande longueur d'onde) et l'instabilité elliptique (à courte longueur d'onde). Ces instationnarités sont influencées par la turbulence ambiante. L'amplitude du flottement tourbillonnaire augmente avec l'intensité turbulente de l'écoulement libre. Les instabilités coopératives sont également affectées : leur apparition, leur croissance et les mécanismes de dissipation associés dépendent du niveau de turbulence amont.

L'effet d'une stratification stable sur la dynamique des sillages tourbillonnaires a été discuté : la flottabilité modifie la descente, la reconnexion et le rapprochement des cœurs, tout en influençant le développement des instabilités tridimensionnelles. Selon son intensité, la stratification peut accélérer la dynamique de descente ainsi que le développement des instabilités coopératives. La turbulence de l'écoulement libre joue également un rôle : lorsqu'elle est modérée, elle favorise l'émergence d'instabilités coopératives, tandis qu'à forte intensité, elle peut conduire à une destruction précoce du sillage sans développement marqué de l'instabilité de Crow.

On remarquera enfin que peu d'études expérimentales ont quantifié précisément l'effet de la stratification sur les instabilités de grande longueur d'onde, et seules celles de SARPKAYA (1983) fournissent des estimations directes du taux de croissance de l'instabilité de Crow.

Chapitre 2

Effet de la turbulence de grille sur la dynamique d'un tourbillon marginal

Ce chapitre examine l'influence de la turbulence amont, générée par des grilles homogènes, sur l'aérodynamique d'une aile NACA0012 ainsi que sur le comportement du tourbillon marginal. La première section (2.1) est consacrée à une revue bibliographique portant sur l'aérodynamique des ailes à bas nombre de Reynolds et l'impact de la turbulence de ce contexte particulier. La deuxième section (2.2) décrit la méthodologie expérimentale, les techniques de mesure mises en œuvre, ainsi que la caractérisation de l'écoulement en l'absence d'aile. L'effet des grilles est ensuite analysé successivement dans la troisième section (2.3), qui traite de l'écoulement autour de l'aile, dans la quatrième section (2.4), qui aborde les caractéristiques du tourbillon marginal, puis dans la cinquième section (2.5), qui s'intéresse à sa dynamique. Enfin, la sixième section (2.6) propose une synthèse des principaux résultats du chapitre.

2.1 L'aérodynamique d'une aile à bas nombre de Reynolds

Dans la configuration expérimentale étudiée, le nombre de Reynolds basé sur la corde est de 5×10^3 . Cette valeur, relativement faible, est caractéristique des régimes de basse vitesse. Dans ces conditions, l'écoulement autour du profil d'aile NACA0012 réglé à une incidence de 10° est marqué par un décollement laminaire au niveau de l'extrados. Dans ce contexte, la transposition des résultats obtenus à plus haut nombre de Reynolds, notamment ceux relatifs à l'effet de la turbulence incidente sur le flottement tourbillonnaire (*cf.* Section 1.2.1, Chapitre 1), mérite d'être interrogée.

En effet, dans ces régimes, l'écoulement autour de l'aile peut présenter des particularités notables, telles que la séparation de la couche limite, la formation de bulles de décollement ou encore des phénomènes de rattachement. Il semble alors légitime d'envisager que le flottement tourbillonnaire soit influencé non seulement par la turbulence de l'écoulement libre, mais également par les conditions locales propres à l'écoulement sur l'aile.

Cette section présente un bref état des connaissances sur l'aérodynamique des profils d'ailes à bas nombres de Reynolds, dans le but de mieux cerner le couplage possible entre instationnarités de l'écoulement et flottement tourbillonnaire.

2.1.1 Régimes d'écoulement à bas nombre de Reynolds

Les écoulements à bas nombre de Reynolds sont typiques des applications miniatures. On retrouve notamment ces écoulements dans la littérature consacrée aux micro-aéronefs

(MAV, *micro air vehicles*). Les MAV peuvent atteindre des tailles très réduites, avec des cordes de l'ordre de quelques millimètres (KROO *et al.* 2001 ; MIKI *et al.* 2002 ; PORNSIN-SIRIRAK *et al.* 2001) et évoluent à des vitesses basses. Ils évoluent typiquement à des nombres de Reynolds basé sur la corde de l'ordre de 10^5 , et pouvant descendre jusqu'à des valeurs inférieures à 10^4 en raison de leur faible taille et de leur vitesse modérée (MUELLER *et al.* 2003).

L'écoulement autour d'une aile fixe peut adopter différents régimes, en fonction de divers paramètres comme le nombre de Reynolds, l'angle d'attaque (McCULLOUGH *et al.* 1951), la géométrie et l'état de surface du profil (LISSAMAN 1983), ainsi que le niveau de turbulence de l'écoulement libre (McKEOUGH *et al.* 1980). Ces régimes s'accompagnent de différents types d'instationnarités, dont la nature dépend de ces paramètres.

Plusieurs auteurs ont proposé une classification des régimes d'écoulement (McKEOUGH *et al.* 1980 ; KOTAPATI 2010 ; WINSLOW *et al.* 2018). La Figure 2.1 illustre trois régimes distincts, en identifiant pour chacun d'eux les mécanismes instationnaires dominants. Le régime A correspond à un écoulement attaché sur toute la surface, propre aux faibles angles d'attaques et aux nombres de Reynolds élevés, typiquement supérieurs à 10^6 (WINSLOW *et al.* 2018). L'écoulement subit un gradient de pression adverse sans séparation, et l'instabilité dominante est associée à la fréquence de détachement tourbillonnaire du sillage.

Les régimes B et C, caractéristiques des faibles nombres de Reynolds, typiquement inférieurs à 10^5 , se manifestent par l'apparition d'instationnarités sur l'extrados de l'aile (WINSLOW *et al.* 2018). Le régime B représente un décollement partiel, souvent situé en aval du bord d'attaque, avec formation d'une bulle de séparation susceptible de se refermer avant le bord de fuite. Ce régime implique plusieurs fréquences naturelles, la fréquence de l'instabilité de la couche de cisaillement, celle liée à l'expulsion périodique des structures tourbillonnaires de la bulle, et la fréquence du sillage. Le régime C décrit un cas de séparation massive, emblématique des angles d'attaque élevés, où l'écoulement se sépare dès le bord d'attaque sans rattachement. Ce régime est dominé par deux instabilités principales : l'enroulement tourbillonnaire de la couche de cisaillement et un détachement périodique dans le sillage.

En conclusion, à bas nombre de Reynolds, il existe une sensibilité accrue des phénomènes de couche limite, tels que le décollement, les zones de réattachement, ainsi que la répartition entre écoulement laminaire et turbulent sur le profil. La transition entre les régimes aérodynamiques à bas et à haut nombre de Reynolds se produit généralement dans cette gamme autour d'un nombre de Reynolds basé sur la corde de l'ordre de $Re_c \simeq 10^5$. La valeur précise du seuil de transition dépend de la géométrie et de la rugosité des surfaces portantes (LISSAMAN 1983).

Dans le cadre de cette étude, le nombre de Reynolds basé sur la corde est de l'ordre de 5×10^3 , soit plus d'un ordre de grandeur en dessous du seuil usuel de transition situé autour de 10^5 . L'aérodynamique est ainsi dominée par les effets visqueux ; on parle alors d'un régime de *bas nombre de Reynolds*.

À ces faibles valeurs, l'écoulement est particulièrement sensible aux variations du nombre de Reynolds. Une étude numérique récente menée par GUPTA *et al.* (2023) illustre cette sensibilité. Les auteurs ont analysé les transitions bidimensionnelles et tridimensionnelles dans le sillage d'un profil NACA0012, sans effet de bord d'aile, pour une gamme de nombre de Reynolds $Re_c \in [10^3, 5 \times 10^4]$ et d'angles d'attaque $\alpha \in [0^\circ, 20^\circ]$. Leur analyse met en évidence une forte variabilité du comportement de l'écoulement en fonction de Re_c . À très bas Reynolds ($Re_c \sim 10^3$), l'écoulement reste laminaire et symétrique. À mesure que Re

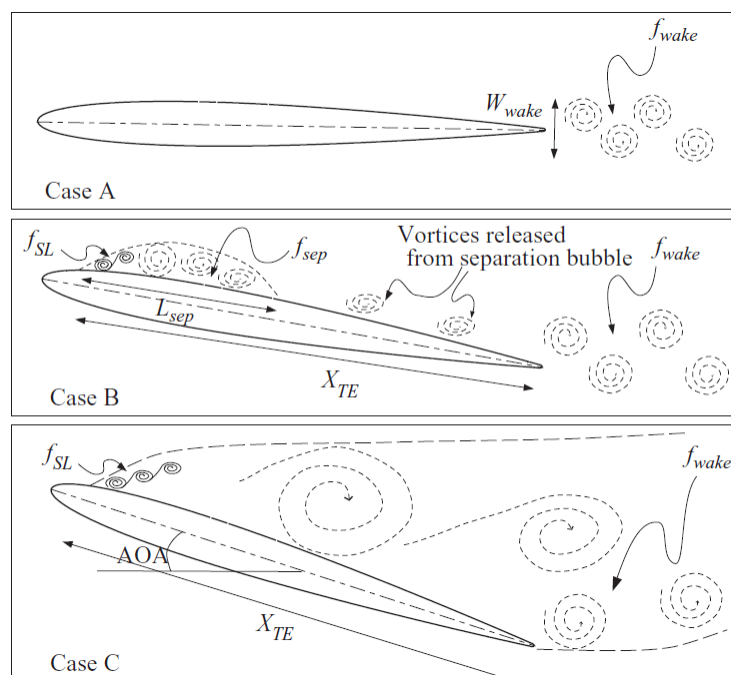


FIGURE 2.1 – Différents régimes d’écoulement autour d’un profil d’aile (d’après KOTAPATI (2010))

augmente, des transitions successives apparaissent : d’abord vers un régime instationnaire périodique, puis vers un régime pleinement tridimensionnel, caractérisé par l’émergence de structures tourbillonnaires cohérentes dans le sillage. La Figure 2.2 illustre la variation de la fréquence de lâché tourbillonnaire dans le sillage d’un profil NACA0012 en fonction de l’angle d’attaque α , pour différentes valeurs du nombre de Reynolds Re_c . Le phénomène est caractérisé par le nombre de Strouhal associé au lâché tourbillonnaire. Cette fréquence s’avère très sensible aux deux paramètres Re_c et α . En particulier, lorsque le nombre de Reynolds dépasse un seuil critique ($Re_c \gtrsim 2 \times 10^4$) et que l’angle d’attaque atteint environ 9° , une chute brutale du nombre de Strouhal est observée.

2.1.2 Interactions entre l’écoulement sur l’aile et le tourbillon marginal

Plusieurs études numériques (KOJIMA *et al.* 2013; CHIU *et al.* 2023; TAIRA & COLONIUS 2009; GUPTA *et al.* 2023; SMITH *et al.* 2021) et expérimentales (MARTÍNEZ-ARANDA *et al.* 2016; WINSLOW *et al.* 2018) ont été menées afin de mieux comprendre le comportement de ces écoulements à bas nombre de Reynolds, en particulier l’interaction entre le tourbillon marginal et l’écoulement autour de l’aile.

Il apparaît qu’à bas et moyens nombres de Reynolds, le tourbillon marginal influence fortement les performances aérodynamiques en modifiant la portance, la traînée et la dynamique des séparations. Plusieurs de ces travaux (KOJIMA *et al.* 2013; CHIU *et al.* 2023; TAIRA & COLONIUS 2009; SMITH *et al.* 2021) montrent que le tourbillon marginal interagit avec les structures de sillage, affecte l’apparition ou la suppression des bulles de séparation, et peut contribuer à renforcer ou stabiliser la portance, notamment en régime post-décrochage.

Des analyses modales (CHIU *et al.* 2023) et des simulations DNS (SMITH *et al.* 2021) révèlent que ces effets dépendent fortement de la géométrie de l’aile, de l’angle d’attaque et du régime de transition. En soufflerie, MARTÍNEZ-ARANDA *et al.* (2016) ont observé que

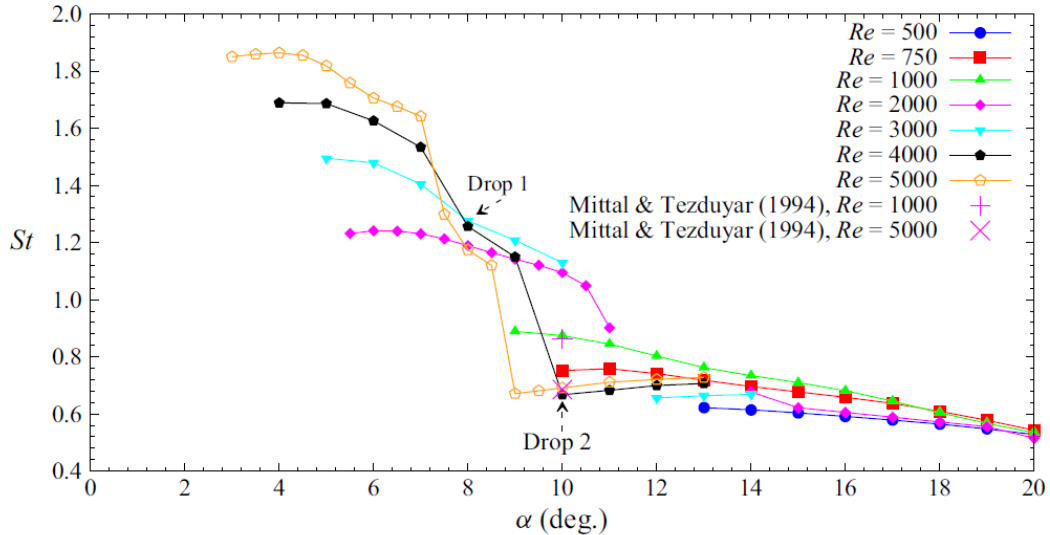


FIGURE 2.2 – Variation de la fréquence du lâché tourbillonnaire adimensionnée ($St = fc/U_0$) en fonction de l’angle d’attaque α pour différents nombres de Reynolds. La discontinuité observée pour $Re \geq 2000$ indique l’apparition d’un écoulement apériodique dans la plage correspondante d’angles d’attaque (d’après GUPTA *et al.* (2023)).

le tourbillon marginal peut réduire la portance (jusqu’à 40 %) et accroître significativement la traînée pour des ailes à faible allongement. Par ailleurs, WINSLOW *et al.* (2018) confirment que, même à faible nombre de Reynolds, le tourbillon marginal peut stabiliser l’écoulement détaché et structurer les tourbillons de sillage, contribuant ainsi au maintien de performances aérodynamiques.

Ainsi, à bas nombres de Reynolds, l’écoulement autour des profils d’aile se caractérise par une forte sensibilité aux phénomènes de séparation et de bulles laminares, dont la dynamique tridimensionnelle et instationnaire est fortement influencée par le tourbillon marginal, modifiant les performances aérodynamiques et la stabilité globale.

2.1.3 Impact de la turbulence de l’écoulement libre sur l’aérodynamique du profil d’aile

Les effets de la turbulence d’amont sur l’aérodynamique des profils ont été examinés dans plusieurs études expérimentales. À titre d’exemple, (SICOT *et al.* 2006) examinent les effets de l’intensité de turbulence de l’écoulement libre ($T_u \in [0, 5 : 16]\%$) et du nombre de Reynolds $Re_c \in [2 \times 10^5 : 6 \times 10^5]$ sur les instabilités d’un écoulement séparé autour d’un profil biconvexe. Les résultats montrent que ni la fréquence de Strouhal associée au détachement de type von Kármán, ni la zone d’oscillation du point de séparation ne sont significativement influencées par T_u ou Re_c . Ces dynamiques semblent donc gouvernées par des mécanismes propres à l’écoulement séparé, indépendamment des conditions amont. À l’inverse, LI *et al.* (2021) ont montré qu’à $Re_c = 4 \times 10^5$, une augmentation de l’intensité de turbulence d’amont ($T_u \in [0, 4 : 5, 4]\%$) améliore la portance maximale tout en maintenant constant l’angle de décrochage. Toutefois, à faible turbulence ($T_u \in [1 : 2]\%$), des oscillations périodiques de pression apparaissent, réduisant la portance moyenne. HOFFMANN (1991), pour un profil NACA0015 à $Re = 2.5 \times 10^5$, a constaté une augmentation linéaire du coefficient de portance maximal avec l’intensité turbulente (jusqu’à $T_u = 9\%$), un retard du décrochage, mais sans variation notable de la pente de la courbe de portance.

Dans la gamme de nombre de Reynolds considérée dans cette thèse, à savoir $Re_c = \mathcal{O}(10^4)$, WANG *et al.* (2014) ont mené une étude expérimentale portant sur l'effet de l'intensité de turbulence amont sur l'écoulement autour d'un profil bidimensionnel NACA0012, pour des nombres de Reynolds compris entre $2,3 \times 10^3$ et $5,3 \times 10^3$. Leur analyse montre que l'augmentation de la turbulence libre retarde la séparation de la couche limite, favorise une transition plus rapide vers un régime turbulent, et stabilise la formation des bulles de séparation, entraînant ainsi une amélioration notable de la portance. À titre d'exemple, pour un nombre de Reynolds basé sur la corde $Re_c = 5 \times 10^3$ et un angle d'incidence $\alpha = 10^\circ$, les coefficients de portance C_L mesurés sont respectivement de 0,48, 0,78 et 0,81 pour des intensités de turbulence de 0,6 %, 2,6 % et 6 %. L'effet de l'augmentation du taux de turbulence est clairement apparent sur les visualisations de la Figure 2.3, où l'on observe que la position du point de décollement est repoussée vers l'arrière et que l'extension de la zone de recirculation diminue avec l'augmentation du taux de turbulence.

Plusieurs travaux se sont intéressés à l'effet de la turbulence amont sur l'écoulement autour de profils d'aile à bas nombre de Reynolds. En revanche, à notre connaissance, il n'existe pas d'études portant sur l'effet de cette turbulence sur la dynamique des tourbillons marginaux dans ce régime.

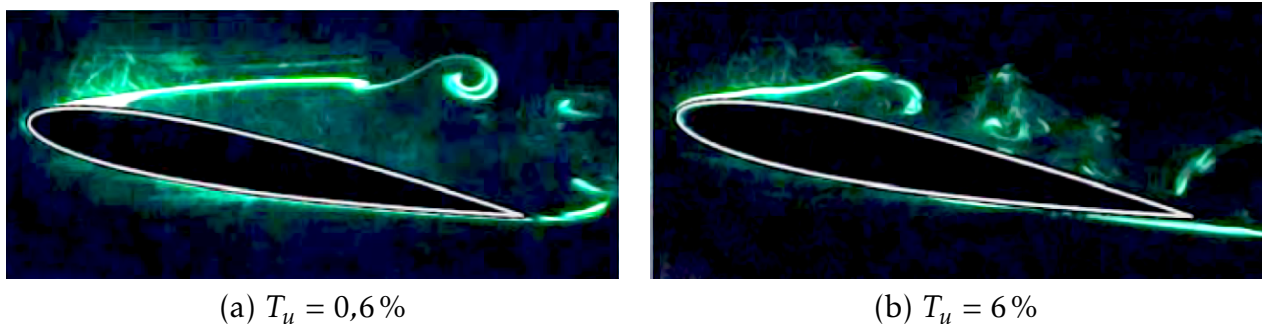


FIGURE 2.3 – Visualisation de l'influence de l'intensité turbulente de l'écoulement libre T_u sur l'écoulement autour d'un profil NACA0012, pour un nombre de Reynolds basé sur la corde $Re_c = 5,3 \times 10^3$ et un angle d'attaque $\alpha = 10^\circ$ (d'après WANG *et al.* (2014)).

2.2 Méthodologie expérimentale

2.2.1 Description du dispositif dans le tunnel hydrodynamique de l'ONERA Meudon

L'étude expérimentale est menée dans un tunnel hydrodynamique à petite échelle située au centre de recherche de l'ONERA à Meudon. L'installation fonctionne par écoulement gravitaire, avec un réservoir supérieur placé à 2,88 mètres au-dessus de l'axe horizontal de la section d'essai comme schématisé Figure 2.4. L'eau s'écoule depuis ce réservoir à travers un diffuseur, une chambre de tranquillisation et une buse convergente vers la section d'essai, avec un rapport de contraction de 10,9. Cette dernière est rectangulaire et mesure 1,6 m de longueur, 0,3 m de largeur et 0,15 m de hauteur. Elle est fermée par des parois vitrées, offrant un large accès pour les mesures optiques. En aval de la section d'essai, l'eau est collectée dans un réservoir inférieur puis circule à nouveau vers le réservoir supérieur via deux pompes de relevage, permettant un fonctionnement continu de l'installation. La vitesse maximale d'écoulement U_0 atteignable dans la veine est de

0.15 m/s. La vitesse dans la veine est contrôlée par une vanne située juste en amont du réservoir inférieur. Le débit volumique q est mesuré avec un débitmètre électromagnétique¹ installé sur la conduite de retour du circuit. La température de l'eau est suivie à l'aide de deux capteurs de température PT100, offrant une précision de $\pm 0.5^\circ\text{C}$.

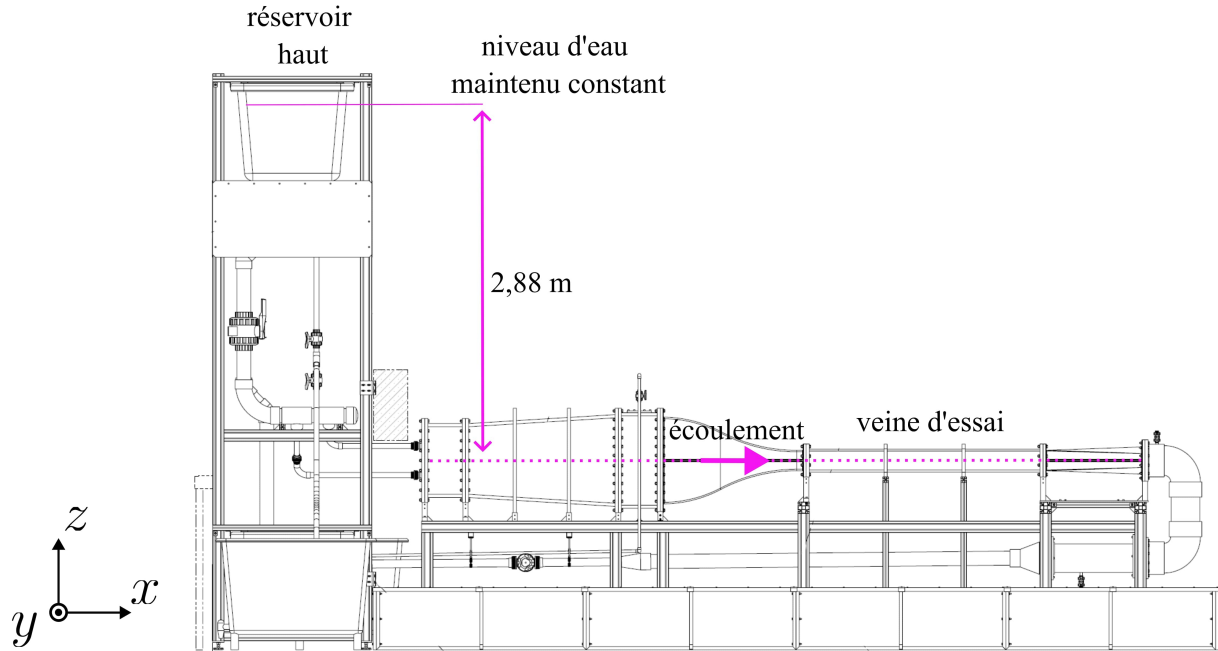


FIGURE 2.4 – Schéma du tunnel hydrodynamique de l'ONERA Meudon

Le modèle de voilure testé est constitué d'une demi-aile de profil NACA0012, fixée sur la paroi latérale de la section d'essai. Ce dernier est fabriqué par une imprimante 3D en plastique ABS choisi pour sa bonne résistance à l'eau. La longueur de corde est de $c = 5\text{ cm}$ et la demi-envergure est de $b_w = 15\text{ cm}$. Elle est montée contre une paroi verticale, garantissant une symétrie par effet miroir, créant l'équivalent d'une aile complète d'envergure $2b$. Le rapport d'aspect résultant est $AR = 2b_w/c = 6$. L'angle d'incidence α est fixé à 10° . Le bord d'attaque de l'aile est positionné trois cordes en aval de l'entrée de la section d'essai. L'aile montée dans la veine d'essai est montrée sur la photographie Figure 2.5. Un schéma de l'installation et du système de coordonnées cartésien $[x, y, z]$ est présenté en Figure 2.6.(a). L'axe x est aligné avec la direction de l'écoulement amont, tandis que y et z représentent respectivement les directions transverse et verticale. L'origine 0 est située à l'extrémité de l'aile, au bord de fuite lorsque $\alpha = 0$. Le champ de vitesse est noté $\mathbf{u} = [u, v, w]$. La moyenne temporelle d'une grandeur a est notée \bar{a} et la fluctuation a' .

La corde c et la vitesse amont U_0 sont utilisées comme grandeurs caractéristiques de l'écoulement. On obtient ainsi le nombre de Reynolds $Re = U_0 c / \nu$, qui est fixé à 5000, avec $\nu = \mu / \rho$ la viscosité cinématique de l'eau, μ la viscosité dynamique et ρ la masse volumique de l'eau. Compte tenu de la forte sensibilité de μ à la température, le débit q est ajusté à chaque essai pour tenir compte des variations de température pendant le fonctionnement de l'installation (l'eau se réchauffe principalement à cause des pompes).

La section de test est rectiligne, et la croissance naturelle des couches limites le long des parois entraîne une légère augmentation de la vitesse d'écoulement. Des mesures LDV

1. Modèle Optiflux 2000 (Krohne)

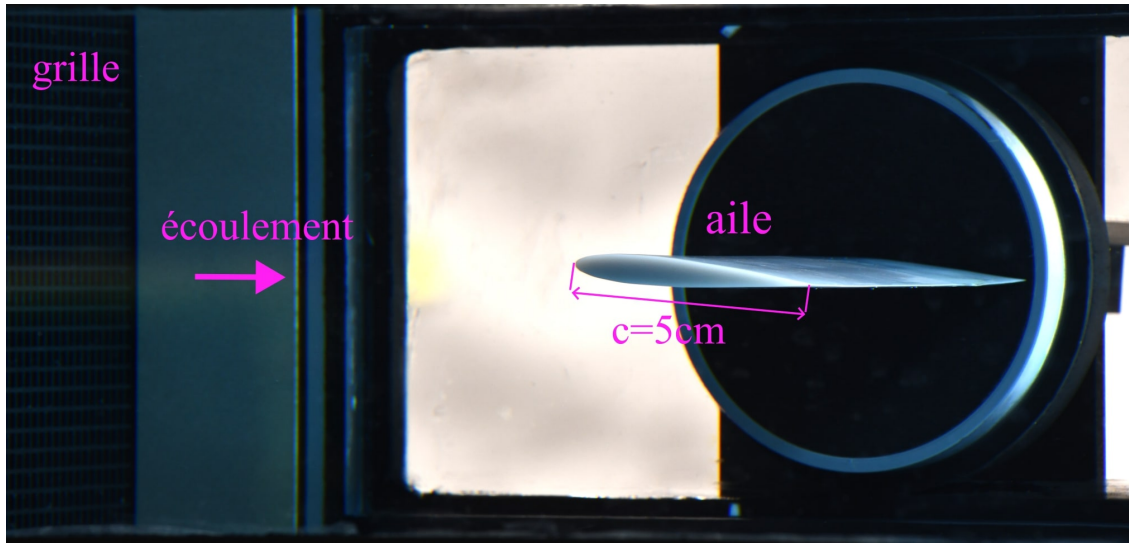


FIGURE 2.5 – Photographie de l'aile NACA0012 dans la veine d'essai.

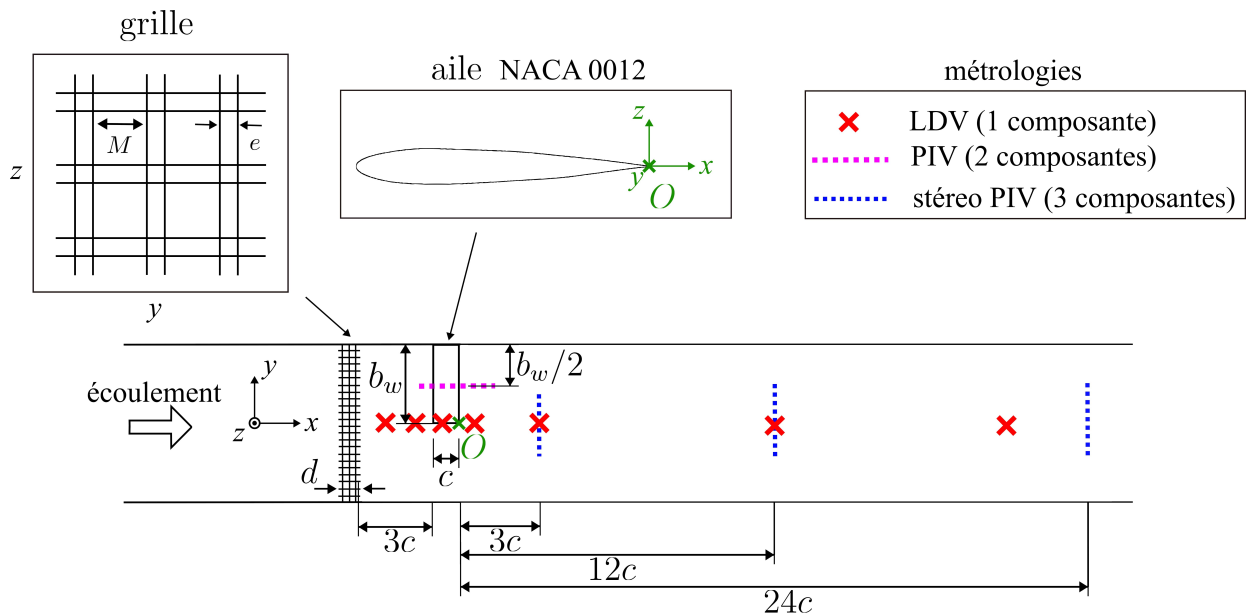


FIGURE 2.6 – Schéma de l'installation expérimentale vue de dessus (plan xy). Les croix rouges représentent les positions de mesure LDV et les lignes pointillées indiquent les plans de mesure PIV (PIV longitudinal en magenta et PIV transversal en bleu).

qui seront détaillées dans la Section 2.2.2.1, faites dans la veine d'essai vide, ont indiqué une augmentation d'environ 5% de la vitesse sur l'axe central, depuis le début de la section d'essai jusqu'à la position $x/c = 24$ (Figure 2.8).

2.2.2 Métrologies

2.2.2.1 LDV longitudinale

La vélocimétrie laser Doppler (LDV) est utilisée pour caractériser l'écoulement dans la section d'essai sans l'aile installée. La composante longitudinale de la vitesse est mesurée en des positions discrètes le long de l'axe central de la veine à l'aide d'un système LDV monocomposant (voir Figure 2.6). Le système est un dispositif LDV de marque Dantec, utilisant un laser à onde continue émettant à une longueur d'onde de 514 nm, avec une puissance de sortie de 1100 mW. Une unique tête optique est employée pour l'émission et la réception de la lumière diffusée. Les particules traceuses utilisées sont identiques à celles mises en œuvre pour les mesures PIV. Le signal de vitesse est traité par un processeur BSA fonctionnant à 40 MHz. À chaque point de mesure, 20 000 échantillons sont enregistrés afin d'assurer la convergence statistique.

2.2.2.2 PIV longitudinale

Un dispositif de vélocimétrie par images de particules (PIV) bidimensionnelle est mis en œuvre pour mesurer le champ de vitesse dans un plan longitudinal (xz). Les acquisitions sont d'abord effectuées sans la présence de l'aile, afin de caractériser les conditions d'écoulement libre induites par les différentes grilles génératrices de turbulence. Une fois cette étape réalisée, l'aile est installée et l'analyse se concentre sur la description de l'écoulement qu'elle engendre. Le domaine de mesure correspond au plan de section $y = 0$, situé à mi-distance entre l'extrémité de l'aile et la paroi latérale, tel qu'illustré sur la Figure 2.6. Des particules traceuses en polyamide, d'un diamètre moyen de $d_p \approx 5 \mu\text{m}$ et de masse volumique $\rho_p = 1.03\text{g/cm}^3$, sont utilisées pour ensemencher l'eau.

L'illumination est fournie par un laser Nd :YAG bicavité Litron de 22 mJ par impulsion. La nappe laser a une épaisseur d'environ 1 mm. Les réflexions provenant de la surface supérieure de l'aile ont empêché les mesures PIV à une distance inférieure à environ 0,5 mm. Les images de particules sont capturées à l'aide d'une caméra rapide V710 (Phantom) avec une résolution de capteur de $1280 \text{ px} \times 800 \text{ px}$ associé à un objectif de focale fixe de 200 mm^2 , réglé à une ouverture de $f/5.6$. La résolution spatiale est de 8.5 px.mm^{-1} . Le système fonctionne en mode *single pulse* à une fréquence d'acquisition réglée à $f_{aq} = 200 \text{ Hz}$: une seule impulsion laser est émise et une unique image est enregistrée par le capteur de la caméra à chaque cycle. Le temps entre deux images successives correspond également au temps séparant les deux images d'une paire utilisée pour la corrélation et vaut $1/f_{aq}$. Pour chaque configuration, trois lots de 11 000 images sont enregistrés, chaque lot correspondant à un temps d'acquisition $t_{acq} = 55 \text{ s}$. Les champs de vitesse sont reconstruits à l'aide du logiciel PIV FOLKI développé à l'ONERA (CHAMPAGNAT *et al.* 2011), utilisant des fenêtres d'interrogation de $15 \times 15 \text{ px}^2$ (correspondant à $1.8 \times 1.8 \text{ mm}^2$).

2.2.2.3 PIV transverse

Des mesures de PIV stéréoscopique (SPIV) sont réalisées dans des plans transversaux (yz) avec l'aile placée dans la veine à plusieurs positions longitudinales : $x/c = 3, 12$

2. Modèle AF Micro Nikkor 200mm f/4D (Nikon)

et 24. Cela permet de suivre le tourbillon marginal dans le sillage proche. Pour cette configuration, deux caméras rapides V710 (Phantom) sont placées de part et d'autre de la section d'essai, comme illustré sur la Figure 2.7.

Il est nécessaire de compenser les distorsions optiques causées par la différence d'indice de réfraction entre l'air et l'eau. Pour cela, des prismes en verre remplis d'eau sont montés sur les parois latérales, devant chaque caméra. De plus, afin de limiter les distorsions optiques dues à la lame d'air présente entre la paroi du prisme et celle du hublot, cet interstice est rempli de glycérine, dont l'indice de réfraction est proche de celui du verre. Les caméras sont équipées d'objectifs de focale fixe 105 mm³, avec des ouvertures

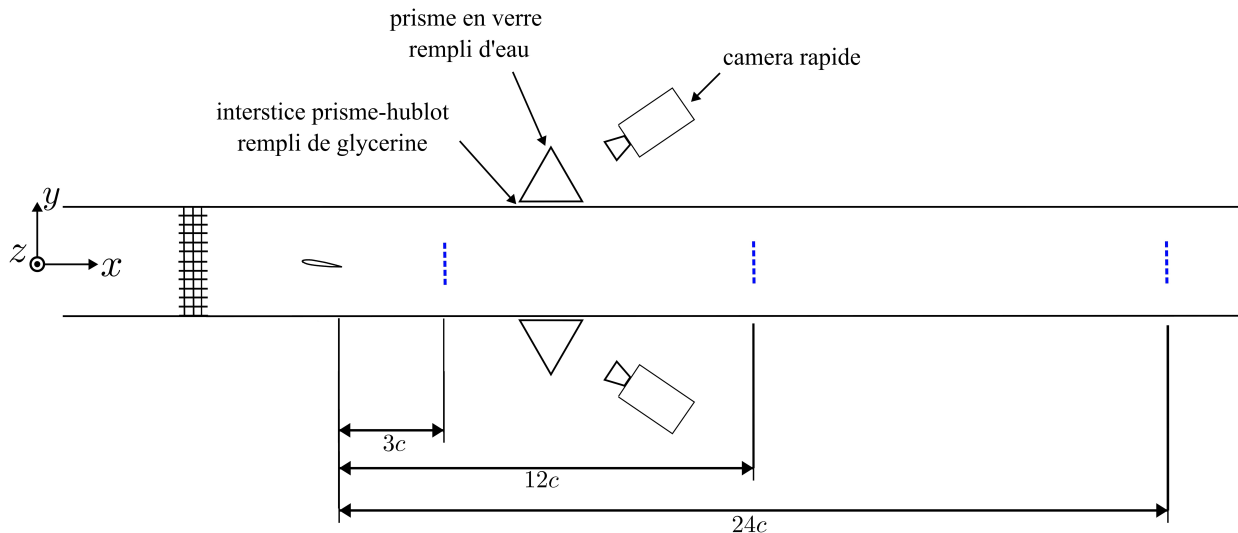


FIGURE 2.7 – Schéma du système de mesure SPIV transverse.

réglées entre $f/11$ et $f/16$. L'angle de Scheimpflug est réglé à sa valeur maximale de 15° . La résolution spatiale est de 15 px.mm^{-1} . De manière analogue au dispositif de PIV longitudinale, le système fonctionne en mode *single pulse*. L'intervalle de temps entre les paires d'images est ajusté pour chaque position de mesure afin de tenir compte de la diminution progressive de la vitesse azimutale du tourbillon avec la distance aval. Cela conduit à des fréquences d'acquisition comprises entre 160 et 200 Hz. Un total de dix séries de 11 000 images est enregistré par configuration afin d'assurer la convergence des statistiques du premier ordre. Le temps total d'acquisition varie entre 55 s et 68 s en fonction de la fréquence d'acquisition. La calibration stéréoscopique est effectuée à l'aide d'une mire 3D LaVision et la correspondance entre les images et le plan de mesure est réalisée avec un logiciel interne appelé Afix (LE SANT *et al.* 2007). Afin de corriger les défauts d'alignement entre la mire et la nappe laser, une procédure d'autocalibration est appliquée. Les champs de vitesse sont ensuite reconstruits à l'aide de l'algorithme FOLKI (CHAMPAGNAT *et al.* 2011), avec des fenêtres d'interrogation de $15 \times 15 \text{ px}$ (correspondant à $1 \times 1 \text{ mm}^2$).

2.2.3 Caractérisation de la turbulence de grille

Les caractéristiques turbulentes de l'écoulement incident sur l'aile sont modifiées à l'aide d'un jeu de trois grilles turbulentes notées A, B et C, le cas sans grille servant de référence. Ces grilles sont installées à l'entrée de la section d'essai, trois cordes en amont

3. Modèle AF Nikkor 105mm f/2.8D Micro (Nikon)

du bord d'attaque de l'aile. Elles présentent des mailles carrées de taille M séparées par des barreaux rectangulaires d'épaisseur e et de profondeur d , comme schématisé sur la Figure 2.6.(b). Les dimensions précises de ces éléments sont reportées Tableau 2.1. La porosité de grille β est donnée par $\beta = M^2/(M + e)^2$ et est fixée à 60% pour toutes les grilles. Les paramètres des grilles sont choisis pour obtenir un taux de turbulence donné conformément à la loi empirique de décroissance de l'intensité turbulente $T_u = u_{rms}/\bar{u}$ (où u_{rms} et \bar{u} désignent respectivement l'amplitude des fluctuations de vitesse et la valeur moyenne), proposée par ROACH (1986) et validée par MOHAMED *et al.* (1990), qui s'écrit

$$T_u = F \left(\frac{x_{grid}}{M} \right)^{-n} \quad (2.1)$$

où x_{grid} est la distance aval depuis la grille, n l'exposant de décroissance et F une constante empirique qui dépend de e et M . Les grilles sont fabriquées par impression 3D en plastique ABS.

CAS	M (mm)	d (mm)	e/d	T_u (%)	L_x (mm)	f_η (Hz)
sans-grille	-	-	-	1.5	0.5	1
A	3.1	5.0	0.2	4.5	3.5	7
B	7.4	5.0	0.5	5.0	4.5	5
C	13.0	5.0	0.8	8.0	5.5	10

TABLE 2.1 – Caractéristiques géométriques des grilles avec M la taille entre deux barreaux, d l'épaisseur du barreau, e/d le rapport de forme du barreau et les caractéristiques turbulentes correspondantes mesurées à la position $(x, y, z) = (0, 0, 0)$ (soit 4 longueurs de corde en aval de la grille). T_u est l'intensité turbulente, L_x l'échelle intégrale de longueur et f_η la fréquence associée à l'échelle dissipative de Kolmogorov.

L'écoulement turbulent généré par ces grilles, dans la veine d'essai sans aile, est caractérisé à l'aide de mesures LDV et PIV longitudinales. En raison de son principe de fonctionnement, la LDV fournit des séries temporelles non régulièrement échantillonnées, qui sont utilisées pour l'obtention des statistiques (vitesse moyenne \bar{u} et taux de turbulence T_u). Les mesures PIV, régulièrement échantillonnées, permettent d'accéder aux spectres.

Le Tableau 2.1 présente les principales caractéristiques des grilles et la valeur de T_u mesurée à $x/c = -1$, montrant des taux de turbulence de 1.5, 4.5, 5.0 et 8% sont obtenus pour le cas de référence et les grilles A, B et C, respectivement. La Figure 2.9 montre l'évolution de l'intensité turbulente T_u avec la distance aval.

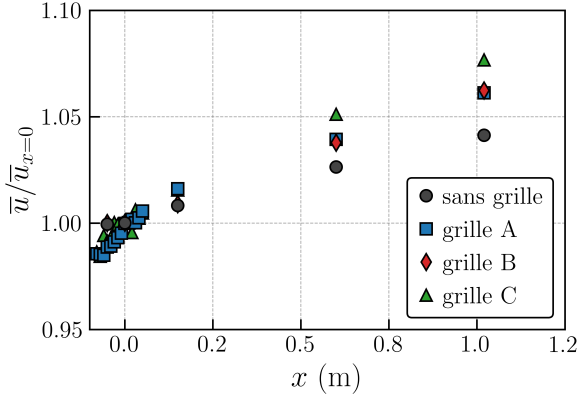


FIGURE 2.8 – Évolution longitudinale de la vitesse moyenne \bar{u} sur l'axe central dans la section de test vide obtenue par mesures LDV.

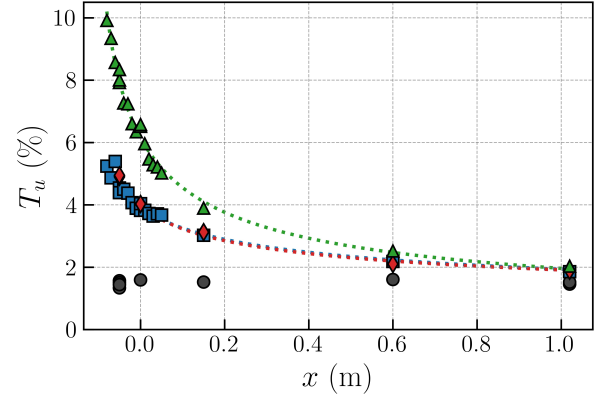


FIGURE 2.9 – Évolution de l'intensité turbulente longitudinale T_u en fonction de la distance aval obtenue par mesures LDV. Les pointillés correspondent aux ajustements faits avec le modèle de Roach (1986) (Eq. (2.1)).

Pour chaque cas avec une grille, un ajustement des mesures LDV a été effectué en utilisant la relation (Eq. 2.1), permettant d'estimer les paramètres F et n , respectivement compris dans les intervalles $[0,17 : 0,28]$ et $[0,38 : 0,62]$. Pour la grille C, le facteur de décroissance est d'environ 0.62, proche de la valeur $5/7$ rapportée par Roach (1986), contrairement aux grilles A et B. On suppose que cela est dû au nombre de Reynolds basé sur les barreaux plus faibles que ceux étudiés par Roach (1986). La longueur intégrale définie par $L_x = U_0 \int_0^\infty R_u(\tau) d\tau$ où $R_u(\tau)$ est l'autocorrélation temporelle donnée par :

$$R_u(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u(t) u(t + \tau) dt, \quad (2.2)$$

est évaluée.

Le Tableau 2.1 rapporte les valeurs de L_x obtenues pour les différentes grilles. Les valeurs de L_x mesurées sont une fraction de la maille M , avec des valeurs en accord avec celles établies par Roach (1986), malgré la différence de forme des barreaux (rectangulaires au lieu de carrés).

Il est utile d'évaluer la résolution temporelle de la PIV par rapport à l'échelle dissipative de Kolmogorov, car la PIV introduit un filtrage temporel et spatial lié à la fréquence d'acquisition et à la taille des fenêtres d'interrogation. La longueur caractéristique de la dissipation est estimée par $\eta = (\nu^3/\epsilon)^{1/4}$ avec l'échelle de temps donnée par $\tau_\eta = (\nu/\epsilon)^{1/2}$, où ϵ est le taux de dissipation turbulent, estimé par $\epsilon \sim u_{rms}^3/L_x$. Les valeurs de η se situent dans la plage 0.2-0.4 mm, tandis que τ_η varie entre 0.04-0.1 s. Par conséquent, le système PIV avec un temps d'échantillonnage $\tau_{aq} = 0.005$ s est capable de capturer l'évolution temporelle des structures turbulentes de l'écoulement. Toutefois, en raison de la fenêtre d'interrogation de taille 1.8 mm, la PIV introduit un filtrage spatial des structures turbulentes submillimétriques. Cela conduit à une incertitude sur l'échelle intégrale L_x de l'ordre de 20%.

La densité spectrale de puissance de la série temporelle $u'(t)$ est calculée à partir des champs de vitesse PIV 2D dans la veine vide, à l'endroit où se trouverait le bord d'attaque

de l'aile si celle-ci avait été présente. Les spectres sont représentés en fonction de la fréquence et du nombre de Strouhal basé sur la corde $St_c = f \times c/U_0$ dans la Figure 2.10, montrant que toutes les grilles présentent une structure turbulente similaire avec une plage inertielle clairement identifiée par la pente $-5/3$. Les spectres apparaissent décalés, avec une amplitude croissante du cas sans grille vers les grilles A, B et C. Le cas sans grille présente une énergie de fluctuation essentiellement dans la gamme de basses fréquences $St_c < 1$, tandis que les cas avec grilles présentent des niveaux de fluctuation élevés jusqu'à $St_c \simeq 1$ avant que le transfert turbulent vers les petites échelles ne commence à opérer. Des pics apparaissent sur tous les spectres pour toutes les configurations de grilles dans la gamme de hautes fréquences des spectres, c'est-à-dire 8Hz et 83Hz ($St_c = 4$ et 42 , respectivement), dont l'origine reste inexpliquée. Leur fréquence étant largement supérieure aux échelles caractéristiques des phénomènes étudiés, ces pics n'ont pas d'incidence sur l'interprétation physique, en particulier sur la dynamique de l'écoulement autour de l'aile et sur celle du tourbillon.

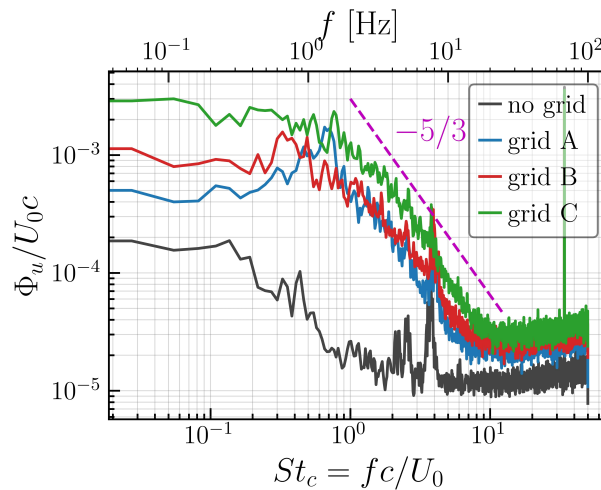


FIGURE 2.10 – Spectres des fluctuations de vitesse longitudinale en $x/c = 0$, représentés en fonction de la fréquence f (axe supérieur) et du nombre de Strouhal $St_c = f c/U_0$ (axe inférieur).

2.3 Effet de la turbulence sur l'écoulement autour de l'aile

Une fois les conditions d'entrée de la veine d'essai et la turbulence générée par les grilles caractérisées, nous analysons leur impact sur l'écoulement autour de l'aile.

2.3.1 Écoulement moyenné temporellement

Le champ de vitesse axiale moyen \bar{u} est présenté en Figure 2.11, à partir des mesures PIV longitudinales. L'écoulement autour de l'aile est principalement décollé sur l'aile à l'angle d'incidence choisi de 10° . Bien que non montré ici, un décollage similaire est également observé à des angles d'incidence plus faibles. Le décollage caractérise la dynamique à bas nombre de Reynolds. La taille de la région décollée peut être identifiée à l'aide de l'isovaleur de vitesse axiale nulle. Lorsque l'intensité turbulente est faible (cas sans grille), l'écoulement se décolle à environ 25% de la corde, conduisant à une large région de recirculation s'étendant jusqu'au bord de fuite. Dans ce cas, la hauteur maximale

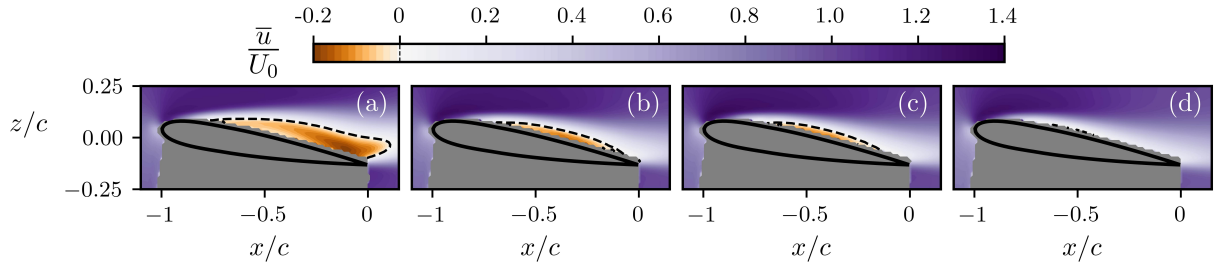


FIGURE 2.11 – Iso-contours de la vitesse axiale moyenne normalisée \bar{u}/U_0 . Le contour du profil est tracé en ligne continue. La ligne pointillée correspond à $\bar{u} = 0$. La zone grisée correspond à la partie de la nappe laser masquée par l’aile, où aucune mesure de vitesse n’est disponible.

de la zone de décollement atteint environ 40% de la corde. Le niveau de turbulence incidente influence fortement la taille de la région décollée. Ainsi, l’utilisation de grilles, qui augmente l’intensité turbulente T_u , réduit significativement la taille de la région décollée pour les grilles A et B. Le décollement est également légèrement retardé : le point de décollement apparaît autour de 30% de la corde pour une intensité turbulente de 4.5% (grille A), contre 25% pour $T_u = 1.5\%$ (cas sans grille). Le point de réattachement est lui aussi influencé, il se décale vers l’aval d’environ 7% de la corde lorsque le niveau de turbulence augmente de 1.5% (cas sans grille) à 4.5% (grille A). Dans le cas de la grille C ($T_u = 8\%$), la région décollée est confinée près de la surface et limitée à une petite portion de la corde. L’absence de données PIV à proximité de la paroi empêche d’identifier précisément la taille de la zone décollée. L’effet de la turbulence amont et sur la réduction du décollement sont cohérents avec les résultats connus, notamment aux mesures de WANG *et al.* (2014) faites à un nombre de Reynolds similaire (*cf.* Figure 2.3).

2.3.2 Écoulement instantané

La séparation de l’écoulement induit une instationnarité marquée dans le sillage de l’aile, amplifiée au sein des couches de cisaillement délimitant la zone concernée. Cela peut être identifié à partir des champs instantanés de la vorticité dans la direction de l’envergure présentés en Figure 2.12 pour les différentes conditions de turbulence incidente.

On observe d’abord que tous les cas présentent une couche de cisaillement proche du bord d’attaque, qui se déstabilise rapidement et libère des tourbillons en aval. Une seconde couche de cisaillement se forme au niveau du bord de fuite, de signe opposé à celle du bord d’attaque. Cette seconde couche donne également naissance à des tourbillons, comme on peut le voir dans le cas sans grille. Des observations similaires sont rapportées par HUANG *et al.* (1995).

L’écoulement aval peut interagir avec le tourbillon marginal et contribuer à son excitation. Il est donc pertinent d’analyser le contenu fréquentiel du signal de vitesse instationnaire mesuré dans son sillage. Ce signal est extrait à plusieurs emplacements : dans le lâché tourbillonnaire originaire de la couche de cisaillement au niveau du bord d’attaque (point 1, croix rouge, ($x/c = -0,4$; $z/c = 0,1$)), dans celui originaire de la couche de cisaillement du bord de fuite (point 2, croix verte, ($x/c = 0,1$; $z/c = -0,12$)), ainsi que plus en aval dans le sillage (point 3, croix bleue, ($x/c = 1$; $z/c = 0$)), comme représenté par les symboles (\times) sur la Figure 2.13.

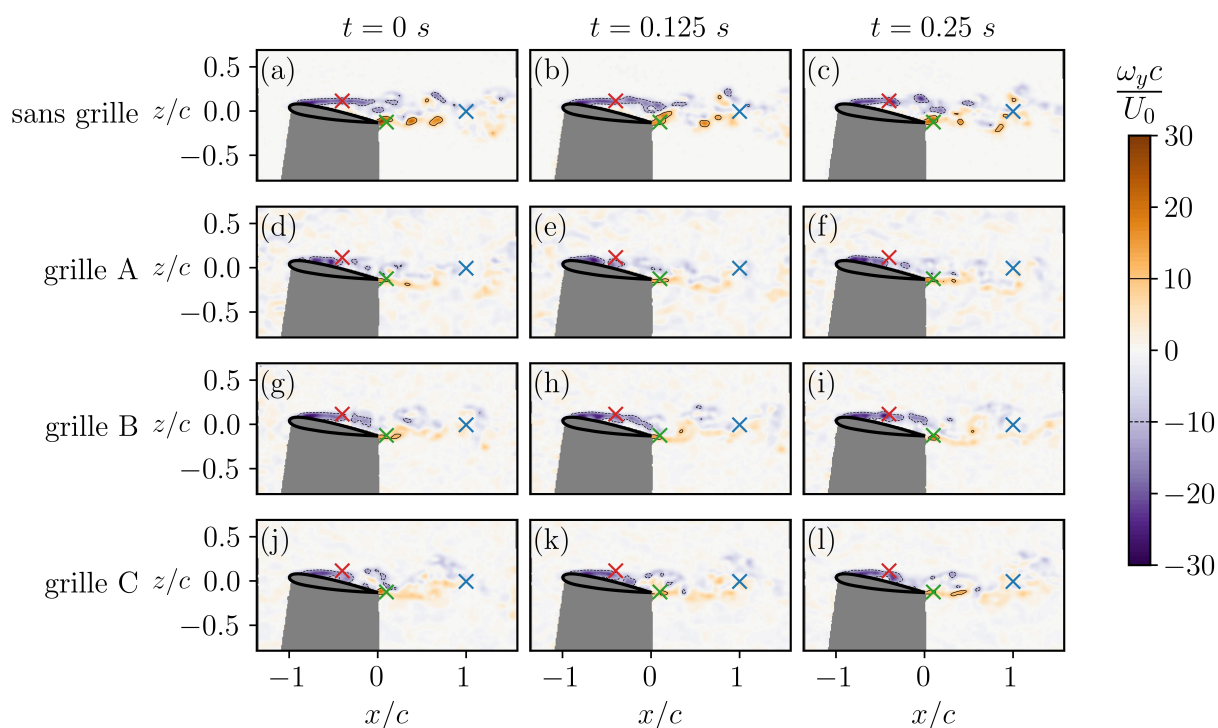


FIGURE 2.12 – Évolution temporelle de la composante transverse de la vorticité instantanée, normalisée selon $\omega_y c / U_0$, pour quatre configurations : sans grille (référence) et avec les grilles A, B et C (de haut en bas). Les croix (×) indiquent les positions des points de mesure retenus pour l’analyse spectrale de l’instationnarité du sillage, présentée dans la Figure 2.13.

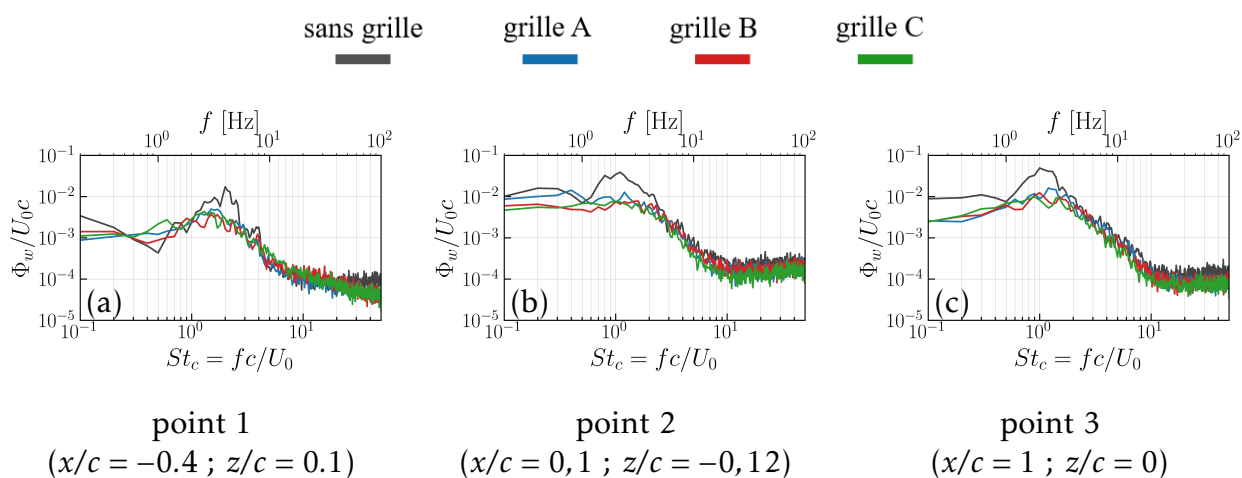


FIGURE 2.13 – Densité spectrale de puissance de la composante verticale de vitesse aux positions marquées par les symboles × dans la Figure 2.12.

Une analyse de Fourier est ensuite appliquée pour les données de vitesses verticales $w(t)$ en chacun des points (1, 2 et 3). La Figure 2.13 montre les densités spectrales de puissance obtenues pour chaque point. À proximité du bord d'attaque (cf. Figure 2.13(a)), on voit un pic marqué pour le cas sans grille, à une fréquence de 4 Hz, correspondant à un nombre de Strouhal $St_c \simeq 2$. Pour les cas avec grilles (A, B et C), on observe que le pic est moins marqué et la fréquence dominante est autour de 3 Hz correspondant à un nombre de Strouhal $St_c \simeq 1,5$.

En aval du bord de fuite (cf. Figure 2.13(b)), un pic est également présent, plus prononcé dans le cas sans grille que dans les configurations avec grilles. Toutefois, la fréquence dominante est, dans tous les cas, centrée autour de 2 Hz, ce qui correspond à un nombre de Strouhal $St_c \simeq 1$. Cela met en évidence l'émergence d'une fréquence caractéristique distincte de celle observée au niveau du bord d'attaque.

Dans le sillage plus lointain (cf. Figure 2.13(c)), les densités spectrales de puissance présentent un pic marqué autour 2 Hz ce qui correspond à un nombre de Strouhal $St_c \simeq 1$, similaire au pic observé au niveau du bord de fuite. Une analyse complémentaire, non présentée ici, menée pour différentes altitudes comprises entre $z/c \in [-0,5 : 0,5]$, confirme systématiquement la dominance d'une composante à $St_c \simeq 1$. Cette fréquence dominante caractéristique apparaît ainsi robuste, indépendamment de la position verticale considérée dans le sillage.

Ces pics sont relativement larges, indiquant que plusieurs fréquences interviennent. Dans le sillage (cf. Figure 2.13(c)), il est bien distinct pour le cas sans grille et pour la grille A, moins marqué en revanche pour les grilles B et C. Un décollement tourbillonnaire canonique avec une fréquence bien définie n'est pas observé, en accord avec les observations précédentes d'un sillage assez peu structuré. À la place, un signal large bande domine. La fréquence autour de $St_c = 1$ est assez proche de la fréquence de décollement rapportée pour un profil NACA0012, déterminée expérimentalement par HUANG *et al.* (1995) à $St_c = 1.1$ dans des conditions similaires (i.e. $Re_c = 11 \times 10^3$ et $\alpha = 10^\circ$). De plus, $St_c = 0.7$ est rapporté dans l'analyse numérique de GUPTA *et al.* (2023) pour $Re_c = 5 \times 10^3$ et $\alpha = 10^\circ$ (cf. Figure 2.2).

Il convient de noter que, dans la plage de Reynolds considérée ici, GUPTA *et al.* (2023) indiquent que les fréquences de décollement sont très sensibles à la fois au nombre de Reynolds et à l'angle d'incidence. Cette sensibilité pourrait expliquer que le régime observé ne soit pas parfaitement net lorsqu'une aile finie est utilisée, puisque la présence du tourbillon marginal modifie l'angle d'incidence effectif de manière dépendante de la position selon l'envergure. Ainsi, la fréquence de décollement tourbillonnaire peut varier le long de l'aile.

2.3.3 Structures cohérentes de l'écoulement

Une analyse par décomposition orthogonale propre (POD) (TAIRA, BRUNTON *et al.* 2017) a été réalisée sur les champs instantanés de vitesse \mathbf{u} afin d'investiguer les éventuelles structures cohérentes présentes dans le sillage de l'aile. La méthode *Snapshot-POD* (SIROVICH 1987) a été appliquée à la série temporelle des champs de vorticités longitudinales à l'aide de la bibliothèque Python parallélisée développée par BRUNTON *et al.* (2014). La vitesse fluctuante \mathbf{u}' (avec $\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}'$) est décomposée comme suit :

$$\mathbf{u}'(y, z, t) = \sum_n \lambda_n \Theta_n(t) \Psi_n(y, z), \quad (2.3)$$

où $\Psi_n(y, z)$ sont les fonctions propres (modes spatiaux POD) représentant l'organisation spatiale des fluctuations. Les valeurs propres λ_n indiquent l'énergie de chaque mode, et

$\Theta_n(t)$ sont les coefficients temporels, n représentant le rang du mode. Les modes sont classés par ordre décroissant en fonction de leur part d'énergie cinétique du champ de perturbation total : le mode 1 concentre la plus grande fraction d'énergie, suivi du mode 2, puis du mode 3, et ainsi de suite.

La Figure 2.14(a_1)-(d_1),(a_2)-(d_2) et (a_3)-(d_3) présente la vorticité transverse associée aux trois premiers modes spatiaux obtenus pour chaque configuration de grille. Parmi les modes les plus énergétiques, certains présentent une alternance de zones de vorticité positive et négative régulièrement espacées. C'est le cas des modes 1 et 2 pour la configuration sans grille et pour la grille A, ainsi que des modes 2 et 3 pour les grilles B et C. Ces modes qui apparaissent par pair sont caractéristiques d'un lâché tourbillonnaire convecté par l'écoulement (GONG *et al.* 2020). Ils contribuent de manière significative au bilan énergétique total (*cf.* Figure 2.15), en particulier dans le cas sans grille où ils représentent environ 14 %. Leur contribution décroît avec la présence des grilles, s'établissant respectivement   7,5 %, 3,5 % et 4 % pour les grilles A, B et C.   des niveaux d'énergie plus faibles, on observe l'émergence de modes de lâché tourbillonnaire plus complexes, comme c'est le cas pour le mode 3 de la grille A. Cette évolution témoigne du caractère désorganisé du sillage (*cf.* Figure 2.12).

La Figure 2.15 présente également les densités spectrales de puissance pr multipli es des coefficients temporels $\Theta(t)$ associés à chaque mode (*cf.* Figure 2.14(e_1)-(h_1),(e_2)-(h_2) et (e_3)-(h_3)). On observe des pics autour de $St_c = 1$ de façon cohérente avec les spectres obtenus à partir des signaux ponctuels mesurés dans le sillage (*cf.* Figure 2.13). Plus précisément, les densités spectrales de puissance des modes POD de lâché tourbillonnaire présentent un pic, proche de 2 Hz ($St_c = 1$) pour le cas sans grille et proche de 1,5 Hz ($St_c = 0,8$) Hz dans les cas A, B et C.

D'autres types de modes apparaissent, différents de ceux associés au lâché tourbillonnaire. Ils se caractérisent par deux bandes de vorticité de signe opposé, s'étalant au-dessus de l'extrados de l'aile. C'est le cas du mode 1 pour les grilles B et C, ainsi que du mode 3 dans la configuration sans grille. On notera que nous n'observons pas ce mode pour la grille A. Nous les interprétons comme des fluctuations de la vitesse longitudinale dans la couche de cisaillement, liées à la nature fortement instationnaire du décollement sur l'aile. Ces modes représentent respectivement 6% , 2% et 3% du bilan entropique total (*cf.* Figure 2.15). L'analyse des densités spectrales de puissance pr multipli es révèle que l'énergie associée à ces modes se concentre dans la gamme des basses fréquences, comprise entre 0,1 et 1Hz ($St_c \in [0,05, :, 0,5]$). Plusieurs pics de plus hautes fréquences (8, 11, 12 et 83Hz) sont également observés, bien que leur origine demeure inexplicée, comme cela avait déjà été constaté pour l'écoulement dans la veine d'essai en l'absence d'aile (*cf.* Figure 2.10). Ces pics correspondent à des fréquences significativement supérieures à celles des phénomènes d'intérêt, liés au décollement sur l'aile ainsi qu'au mouvement du tourbillon marginal, comme nous le verrons plus loin ; leur présence ne g ne donc pas l'interprétation des dynamiques associées.

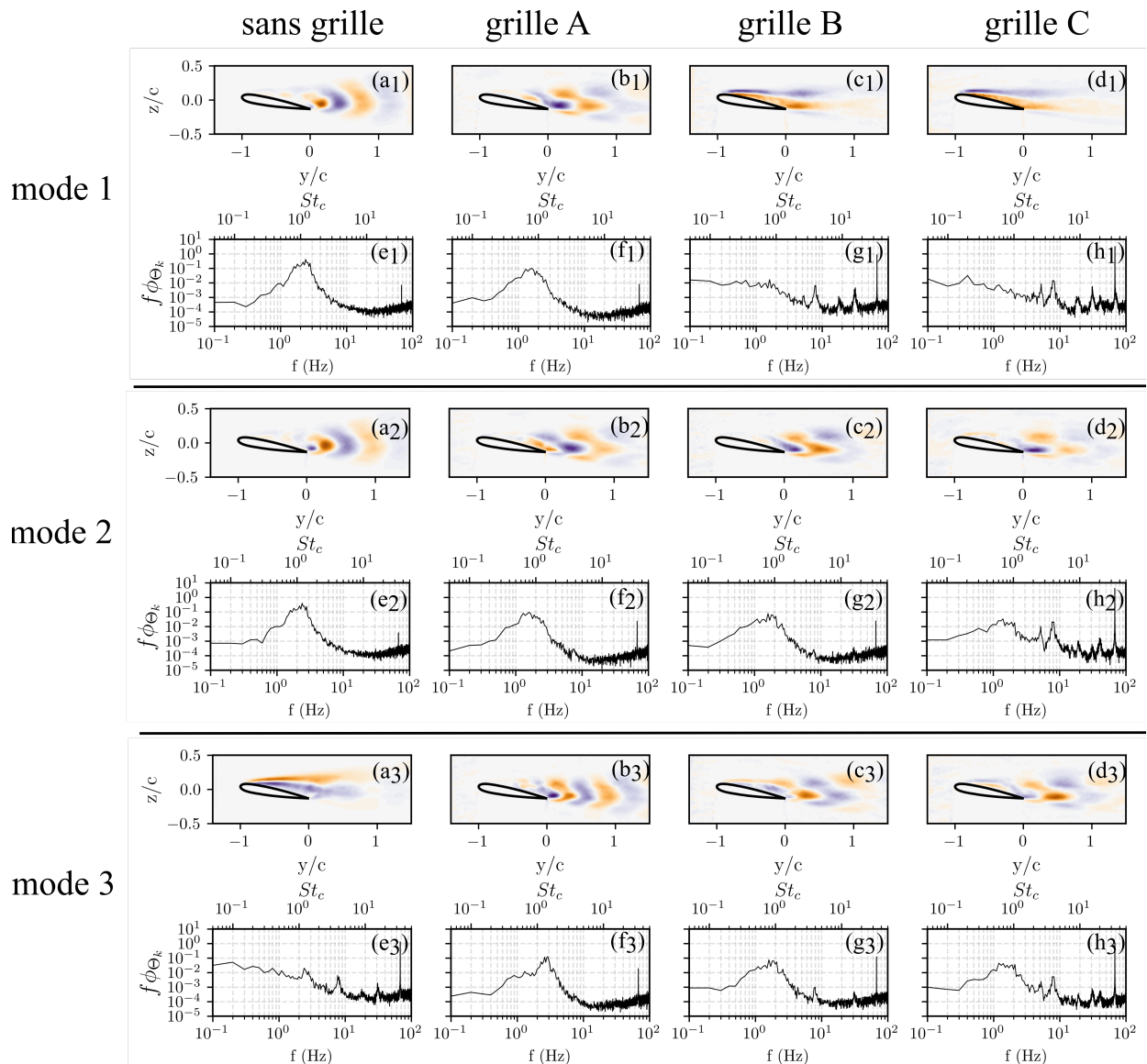


FIGURE 2.14 – Décomposition POD de l’écoulement autour de l’aile. Pour chaque configuration de grille, les trois modes les plus énergétiques sont présentés. La première ligne montre les modes spatiaux de vorticité transverse (en orange les valeurs positives, en violet les valeurs négatives), tandis que la deuxième ligne représente les spectres prémultipliés des coefficients temporels Θ_j .

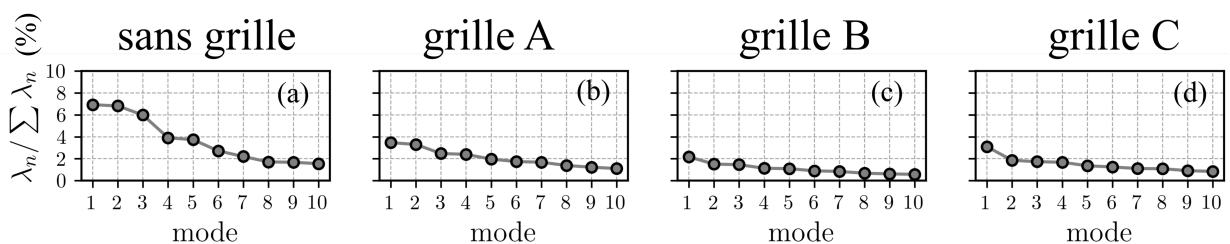


FIGURE 2.15 – Hiérarchie des contributions des modes POD à l’énergie des perturbations $\lambda_n / \sum \lambda_n$ tracée pour les 10 premiers modes.

2.4 Effet de la turbulence sur les caractéristiques du tourbillon marginal

Après avoir examiné l'effet de la turbulence d'amont sur l'écoulement autour de l'aile, nous nous intéressons désormais à son influence sur les propriétés du tourbillon marginal, et plus particulièrement sur son rayon, sa vitesse azimutale maximale et sa circulation.

2.4.1 Tourbillon moyenné temporellement

La Figure 2.16 présente le champ de vorticité axiale adimensionnée $\bar{\omega}_x c / U_0$ moyenné temporellement pour les différentes configurations de grille, et met en évidence la présence du tourbillon marginal. À la position $x/c = 3$, on distingue également la nappe de vorticité issue du bord de fuite de l'aile. Aux positions plus aval, $x/c = 12$ et $x/c = 24$, la nappe de vorticité n'est plus identifiable, ce qui suggère que le mécanisme d'enroulement du tourbillon marginal est achevé à ces positions. Le tourbillon atteint alors un état proche d'une symétrie azimutale complète. Les différentes configurations présentent par ailleurs des

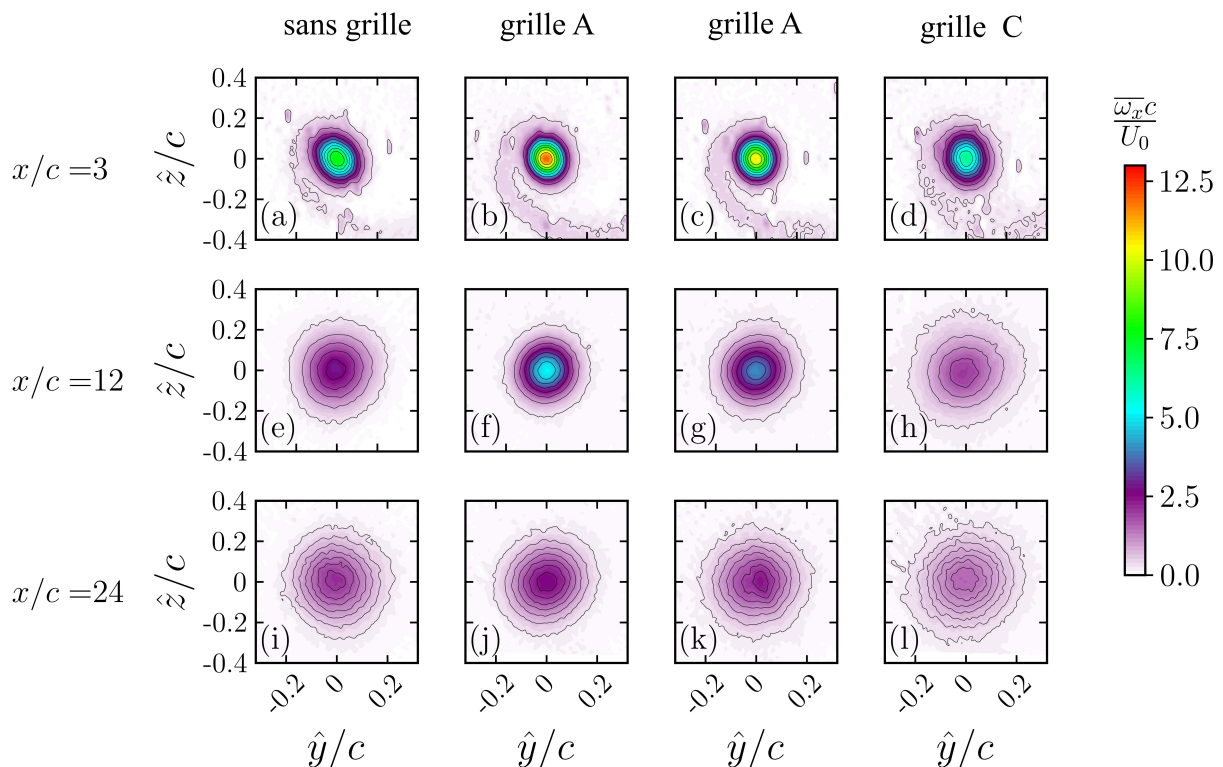


FIGURE 2.16 – Champ de vorticité axiale moyen $\bar{\omega}_x$

différences notables en termes d'intensité du tourbillon dès la première position de mesure ($x/c = 3$), reflétant l'influence conjointe de l'aérodynamique de l'aile et de la turbulence incidente. Les niveaux maximaux de vorticité axiale moyenne au cœur du tourbillon sont fortement affectés par l'utilisation des grilles. En particulier, l'augmentation de l'intensité turbulente T_u de 1.5 % à 8.0 % entraîne une diminution nette de la valeur maximale de $\bar{\omega}_x c / U_0$. Ainsi, à $x/c = 3$, cette valeur atteint 12.1 pour $T_u = 4.5$ %, tandis qu'elle chute à 6.4 pour $T_u = 8.0$ %.

L'évolution axiale est marquée par une forte diminution des niveaux de vorticité ainsi que par un épaissement progressif de la zone tourbillonnaire. Comme souligné au

Chapitre 1 consacré à l'état de l'art (Section 1.2.1), des études antérieures ont montré que les tourbillons marginaux en champ proche sont soumis à un phénomène de flottement, et qu'une augmentation de la turbulence incidente amplifie ce mouvement (BAILEY & TAVOULARIS 2008; PENTELOW 2014; BEN MILOUD *et al.* 2020). Une partie de la diffusion apparente des propriétés du tourbillon observée ici est donc probablement liée davantage à l'effet de moyennage induit par le mouvement de flottement du tourbillon plutôt qu'à une véritable diffusion physique seule.

2.4.2 Tourbillon recentré puis moyenné temporellement

L'effet de flottement est analysé à partir du mouvement du centre du tourbillon marginal. Plusieurs méthodes ont été explorées pour détecter la position du centre du tourbillon.

Méthode 1 - Barycentre du champ de vorticité axiale :

Une première méthode, peu coûteuse numériquement, consiste à définir le centre du tourbillon comme le barycentre du champ instantané de vorticité axiale. La vorticité axiale ω_x est estimée par une méthode intégrée à FOLKI utilisant une formulation intégrale. Autour d'un point de la grille, on définit un contour carré de 31×31 pixels, à l'intérieur duquel la vorticité est calculée comme une valeur moyenne. La circulation du champ de vitesse est alors évaluée en sommant les composantes tangentielles des vecteurs le long des quatre côtés du carré. Cette approche présente l'avantage d'être moins sensible au bruit inhérent aux mesures PIV, mais elle introduit en contrepartie un filtrage spatial correspondant à la taille de la fenêtre d'intégration. Ensuite le barycentre de la vorticité $\mathbf{x}_c(t)$ est calculé selon l'équation (1.2) définie au Chapitre 1.2. La position de vorticité maximale est d'abord identifiée dans chaque champ PIV, puis le domaine d'intégration S est définie comme un disque de rayon $0.2c$ centré sur ce point. De plus, un seuil $\omega_{th} = 0.1 \max(\overline{\omega}_x(y, z))$ est appliqué pour éliminer le bruit de fond, en ne retenant que les points tels que $|\omega_x| > \omega_{th}$.

Méthode 2 - Ajustement par un modèle de Lamb–Oseen :

Pour valider la première approche, une seconde méthode, plus coûteuse, est également considérée. Celle-ci consiste à ajuster un modèle de tourbillon sur les champs PIV instantanés. Le modèle retenu est celui de Lamb–Oseen, choisi car, comme nous le verrons dans la suite (*cf.* Figure 2.20), il s'ajuste de manière satisfaisante aux champs de vitesse mesurés. Le champ est ajusté à ce modèle axisymétrique, centré en (y_0, z_0) , de circulation Γ et de rayon de cœur a . La vitesse azimutale s'écrit :

$$v_\theta(r) = \frac{\Gamma}{2\pi r} \left(1 - e^{-r^2/2a^2} \right), \quad (2.4)$$

avec

$$r = \sqrt{(y - y_0)^2 + (z - z_0)^2}. \quad (2.5)$$

Comparaison des deux méthodes de détection de centre :

Une grandeur d'intérêt pour la suite de l'étude est l'écart-type des positions latérales σ_y et verticales σ_z du centre du tourbillon, défini par $\sigma = \sqrt{\sigma_y^2 + \sigma_z^2}$. La Figure 2.17 représentant l'écart $\Delta\sigma$, entre les valeurs de σ obtenues par les deux méthodes de détection.

La Figure 2.17 montre l'évolution de cette quantité en fonction de la position longitudinale pour les différentes configurations de grille. $\Delta\sigma$ augmente avec l'intensité de la turbulence. Plusieurs facteurs peuvent expliquer cette tendance. D'une part, la turbulence de grille génère des structures cohérentes porteuses de vorticité non liée au tourbillon marginal, susceptibles d'alt er la pr ecision du calcul du barycentre si elles se trouvent à proximité du c eur du tourbillon. D'autre part, des  v enements turbulents intenses peuvent d eformer le champ de vorticité du tourbillon, en rompant sa sym etrie axisym etrique (non montré ici), pouvant ainsi renforcer les écarts observés entre les deux m ethodes de d etection du centre.

Par ailleurs, la valeur de $\Delta\sigma$ augmente avec la distance à l'aile. Cette tendance peut s'expliquer par la diminution progressive de l'intensité de la vorticité associée au tourbillon marginal, qui rend la d etection de son centre plus sensible au bruit ext erieur à mesure que l'on s'éloigne de l'aile.

Néanmoins, m eme dans les cas les plus d efavorables, $\Delta\sigma$ reste inf erieur à 1 mm. Cela correspond à une diff erence relative entre la m ethodes de d etection par barycentre et celle bas ee sur un ajustement avec un tourbillon gaussien comprise entre 1% (cas sans grille, $x/c = 3$) et 15% (grille C, $x/c = 24$). Compte tenu du nombre important de champs PIV à traiter (environ 1,5 million), la m ethodes du barycentre, environ cent fois plus rapide que la m ethodes bas ee sur un ajustement, a été retenue.

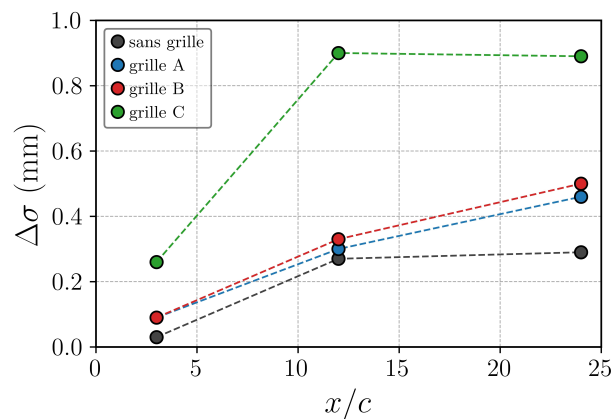


FIGURE 2.17 –  cart entre les valeurs de σ mesurée par la m ethodes du barycentre et celle obtenue par un ajustement au mod ele de Lamb-Oseen, pour diff erentes configurations de grille et positions longitudinales x/c . $\Delta\sigma$ correspond à la diff erence absolue entre les deux m ethodes.

2.4.2.1 Champs moyens recentrés

Une fois la position du centre du tourbillon d etect e, les champs de vitesse et de vorticité sont moyennés temporellement apr es avoir été translats de mani ere à centrer chaque instantané sur le tourbillon (c'est-à-dire dans le syst eme de coordonnées $(\hat{y}, \hat{z}) = (0, 0)$), selon la m ethodes proposée par (HEYES *et al.* 2004). Les champs obtenus par cette proc edure

sont désignés comme des champs moyens *recentrés*, et les grandeurs correspondantes sont notées avec un accent circonflexe, $\hat{\cdot}$.

La Figure 2.18 présente les champs de vorticité axiale moyens recentrés $\hat{\omega}_x$. L'évolution axiale reste similaire à celle observée dans les champs non recentrés, avec une forte diminution des niveaux de vorticité adimensionnée et un épaississement progressif de la zone tourbillonnaire. En revanche, par comparaison avec les champs moyens bruts (cf. Figure 2.16), la distribution apparaît plus compacte (*ie.* avec un rayon de dispersion a plus faible), et une vorticité maximale renforcée au centre du tourbillon. À titre d'exemple, dans le cas sans grille, on observe une diminution de 30% du rayon de dispersion a et une augmentation de 45% de la vorticité maximale dans le champ recentré par rapport au champ non recentré. Comme l'ont souligné DEVENPORT *et al.* (1996), le déplacement

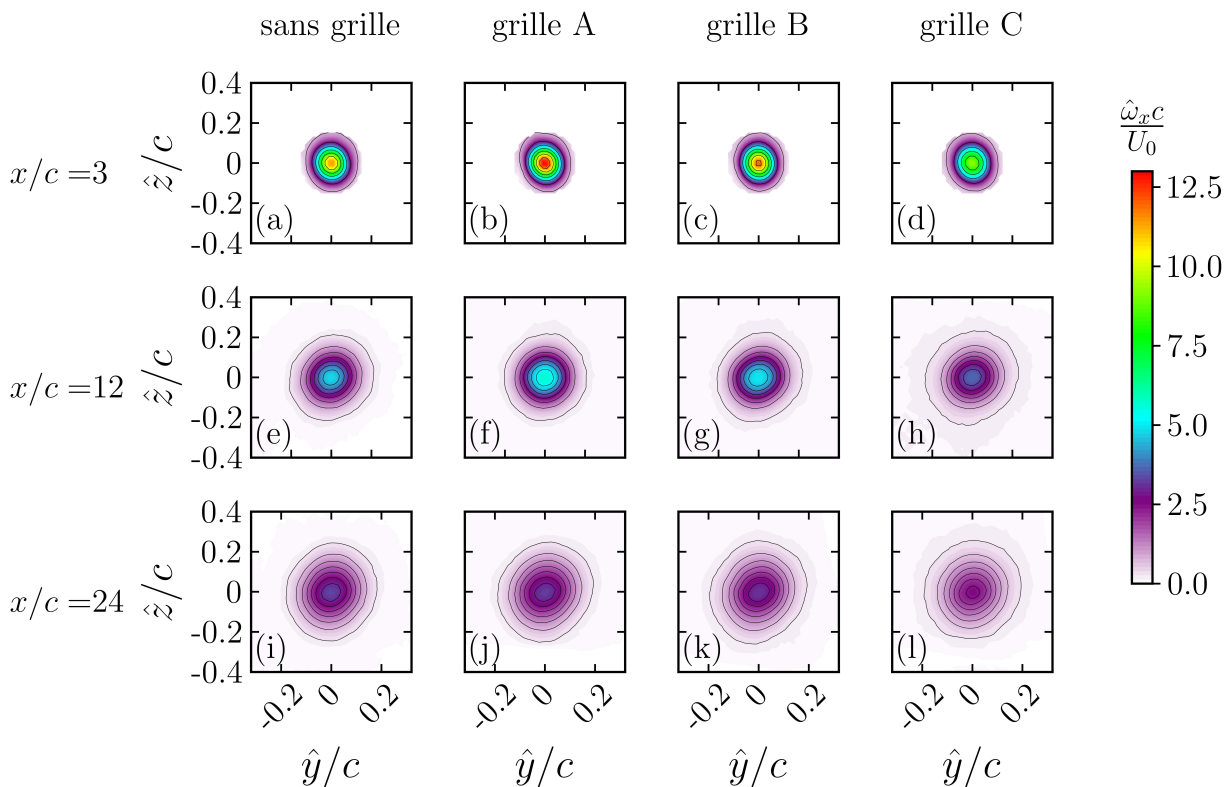


FIGURE 2.18 – Champ de vorticité axiale moyen recentré $\hat{\omega}_x$. Pour la position $x/c = 3$, la zone correspondant à l'enroulement de la nappe de vorticité a été masquée, car son interprétation est peu pertinente dans le cadre d'un moyennage recentré sur les tourbillons instantanés.

du tourbillon au cours du temps induit, dans les champs moyens bruts, une diffusion artificielle de la vorticité. La procédure de recentrage corrige cet effet et permet ainsi une caractérisation plus fidèle du tourbillon marginal.

La vitesse azimutale u_θ est déterminée à partir des composantes de vitesse v et w dans le système de coordonnées cartésien, puis convertie en coordonnées polaires :

$$u_\theta = w \cos(\theta) - v \sin(\theta).$$

La vitesse azimutale moyenne du tourbillon $\langle \hat{u}_\theta \rangle$ est évaluée en fonction de la distance radiale r à partir du champ de vitesse moyen recentré, la notation $\langle \dots \rangle$ représentant la moyenne azimutale. La Figure 2.19 montre l'évolution du profil $\langle \hat{u}_\theta \rangle$ en fonction de la

distance radiale pour les différents niveaux de turbulence incidente. La vitesse azimutale maximale est notée $\langle \hat{u}_\theta^* \rangle$ et le rayon où elle est atteinte est noté r^* . Leurs valeurs sont reportées Tableau 2.2. Le rayon du tourbillon augmente en aval, comme l'illustre la Figure 2.19(a) pour le cas sans grille : il passe de $\hat{r}^*/c = 0,09$ à $x/c = 3$ à $0,16$ en $x/c = 24$.

La Figure 2.19.(b) montre l'effet des grilles sur $\langle \hat{u}_\theta \rangle$, en prenant comme exemple l'écoulement à $x/c = 12$. Le rayon du cœur n'est pas affecté par le niveau de turbulence, avec une valeur similaire pour toutes les configurations avec grille. Ceci est cohérent avec les résultats de DGHIM *et al.* (2021), qui ont montré qu'une augmentation de la turbulence amont a peu d'effet sur le rayon du tourbillon moyenné conditionnellement. En revanche, la valeur maximale de la vitesse azimutale $\langle \hat{u}_\theta^* \rangle$ est influencée par la turbulence de grille. Pour les cas avec grille (A, B et C), elle diminue lorsque l'intensité de la turbulence augmente. Le cas sans grille ne suit toutefois pas cet ordonnancement, avec une valeur de $\langle \hat{u}_\theta^* \rangle$ intermédiaire par rapport à celles observées pour les cas B et C.

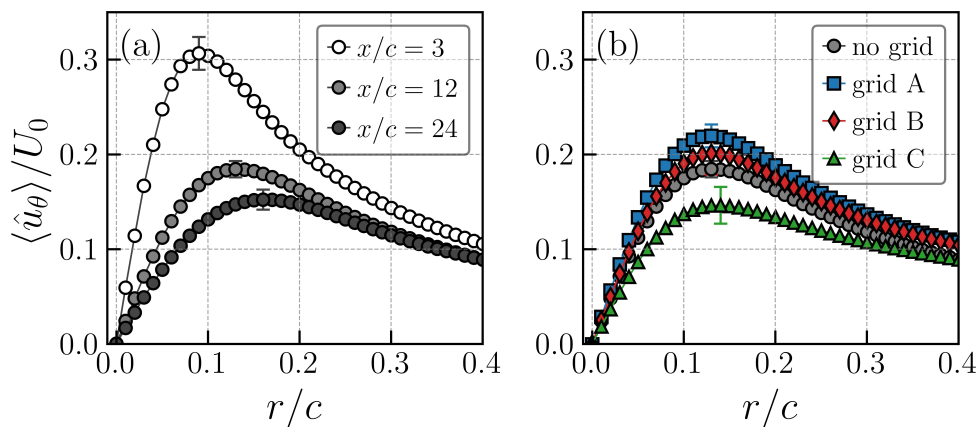


FIGURE 2.19 – Exemples de profils de vitesse moyens recentrés et moyennés azimuthalement (a) cas de référence sans grille, (b) profils à $x/c = 12$ pour l'ensemble des configurations de grille. Les barres d'erreur indiquent l'écart-type de $\langle \hat{u}_\theta \rangle / U_0$ au rayon correspondant à la vitesse azimutale maximale.

L'évolution de la circulation peut également être examinée. Toutefois, son estimation par intégration du champ de vitesse reste délicate en raison de la taille limitée du champ PIV, insuffisante pour couvrir l'ensemble du tourbillon. Une telle approche conduirait à une sous-estimation, une partie de la circulation se trouvant hors du domaine de mesure.

Afin d'estimer la circulation, une autre approche est utilisée. Elle consiste à ajuster un modèle de tourbillon sur les champs de vitesse moyens recentrés. La Figure 2.20 présente les profils de $\langle \hat{u}_\theta \rangle$, adimensionnés par $\langle \hat{u}_\theta^* \rangle$, en fonction du rayon réduit $\eta = r/r^*$. La ligne magenta en pointillés correspond au profil théorique du modèle de Lamb-Oseen (Eq. (2.4)). Pour $x/c = 3$, les profils sont en très bon accord avec le modèle pour $\eta < 2$, ce dernier sous-estime légèrement la vitesse azimutale dans l'intervalle $\eta \in [2 : 3]$ (Figure 2.20(a)). Une tendance similaire est observée pour $x/c = 12$, à l'exception du cas sans grille qui dévie du modèle dès $\eta \simeq 1,5$ (Figure 2.20(b)). Pour $x/c = 24$, le modèle décrit correctement l'évolution de la vitesse azimutale (Figure 2.20(c)) mais les données ne sont plus accessibles au-delà de $\eta > 1,5$ pour les cas sans grille ainsi que pour les grilles A et B, et au-delà de $\eta > 1$ pour le cas avec la grille C. En effet, en s'éloignant de l'aile, le tourbillon s'étale sous l'effet de la diffusion visqueuse (*cf.* Figure 2.19(a)) et le mouvement de flottement tourbillonnaire devient plus prononcé, comme nous le verrons dans la section suivante. Dans ces conditions, l'étendue du champ PIV ne permet pas

CAS	x/c	$\langle \hat{u}_\theta^* \rangle / U_0$	$\delta \langle \hat{u}_\theta^* \rangle / u_0$	\hat{r}^*/c	$\delta \hat{r}^*/c$	$\hat{\Gamma} / (U_0 c)$	$\delta \hat{\Gamma} / (U_0 c)$
sans grille	3	0.31	0.02	0.09	0.01	0.22	0.04
grille A	3	0.35	0.03	0.09	0.01	0.29	0.02
grille B	3	0.33	0.02	0.09	0.01	0.24	0.02
grille C	3	0.27	0.03	0.09	0.02	0.23	0.03
sans grille	12	0.19	0.01	0.13	0.01	0.20	0.02
grille A	12	0.22	0.02	0.13	0.01	0.30	0.02
grille B	12	0.20	0.02	0.13	0.01	0.29	0.02
grille C	12	0.15	0.02	0.14	0.02	0.25	0.03
sans grille	24	0.15	0.02	0.16	0.01	0.24	0.02
grille A	24	0.15	0.02	0.17	0.02	0.26	0.02
grille B	24	0.15	0.01	0.17	0.01	0.26	0.02
grille C	24	0.12	0.02	0.17	0.02	0.24	0.02

TABLE 2.2 – Caractéristiques du tourbillon recentré, moyennées azimutalement : vitesse azimutale maximale $\langle \hat{u}_\theta^* \rangle$, rayon correspondant \hat{r}^* , et circulation $\hat{\Gamma}$ obtenue par ajustement au modèle de Lamb-Oseen. Les valeurs préfixées par δ indiquent les écarts types.

toujours de capturer l'intégralité du tourbillon, qui peut partiellement sortir du domaine d'observation.

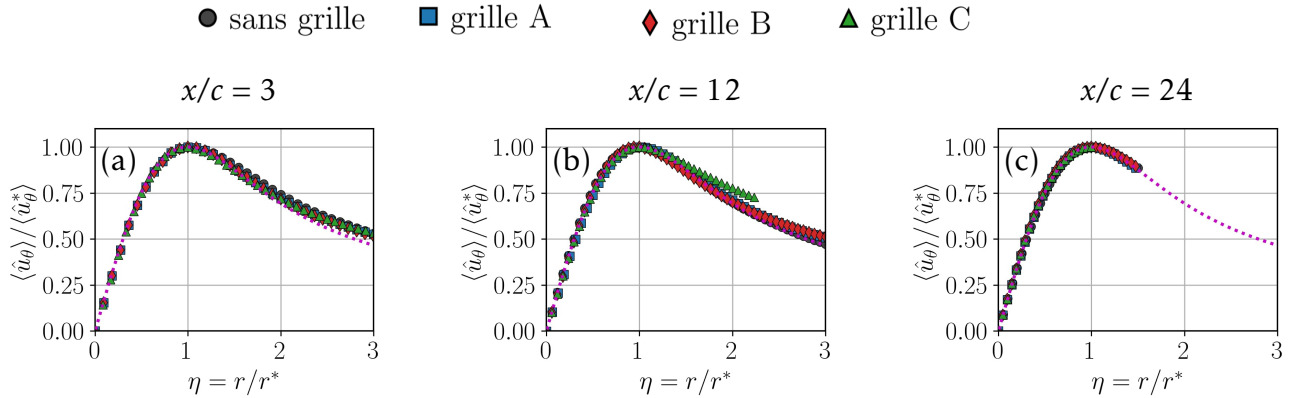


FIGURE 2.20 – Profil moyen de la vitesse azimutale, recentré et adimensionné par la valeur maximale $\langle \hat{u}_\theta \rangle / \langle \hat{u}_\theta^* \rangle$, en fonction de la distance radiale adimensionnée $\eta = r/r^*$, mesurés aux positions longitudinales (a) $x/c = 3$, (b) $x/c = 12$ et (c) $x/c = 24$. La ligne en pointillés correspond au profil théorique issu du modèle de Lamb-Oseen.

La méthode d'ajustement par un modèle de Lamb-Oseen permet ainsi d'estimer la circulation du tourbillon marginal, malgré la taille limitée du champ de mesure. Les valeurs obtenues sont reportées dans le Tableau 2.2.

Pour les cas avec grilles, la circulation décroît quand la turbulence augmente. Par exemple, pour le cas $x/c = 12$, on observe une diminution de 16 % entre la grille A et C. Pour le cas sans grille, la circulation est inférieure aux cas avec grilles. Cela peut s'expliquer par la présence d'une large zone de décollement, entraînant vraisemblablement une diminution de la portance et, par conséquent, de l'intensité du tourbillon marginal.

En considérant que l'essentiel de la portance est généré par le sillage tourbillonnaire, la portance sur l'aile, L , et la circulation du tourbillon marginal sont liées par l'équation

(1.7) définie au Chapitre 2. On peut donc estimer le coefficient de portance de l'aile selon la relation $C_L = \frac{2\hat{\Gamma}}{U_0 c}$. Au plan $x/c = 12$, la mesure de $\hat{\Gamma}$ pour le cas sans grille ($Tu = 1,5\%$) conduit à un coefficient de portance estimé à 0,41. Cette valeur est proche de celle rapportée par WANG *et al.* (2014) de 0,38, obtenue à $Re_c = 5,3 \times 10^3$, sans dispositif de grille ($Tu = 0,6\%$) et pour une incidence de 10° , où le coefficient de portance a été mesuré à l'aide d'une balance aérodynamique. Avec la grille B ($Tu = 5\%$), le coefficient de portance atteint 0,58 contre 0,81 chez WANG *et al.* (2014) ($Tu = 6\%$), soit une valeur 28% plus faible.

Les écarts observés entre la valeur de C_L mesurée par WANG *et al.* (2014) et celle estimée à partir de la circulation du tourbillon marginal dans notre étude peuvent s'expliquer par plusieurs facteurs. D'une part, les configurations expérimentales ne sont pas strictement comparables : ils utilisent une aile complète munie de plaques marginales, tandis que nos mesures concernent une demi-aile sans plaque marginale, avec en outre un rapport d'aspect de 2,7 dans leur cas contre 6 (équivalent aile complète) dans le nôtre. D'autre part, l'écoulement est partiellement décollé, ce qui limite la validité du théorème de Kutta–Joukowski (Eq. (1.7)). En particulier, la condition de Kutta - qui impose que l'écoulement quitte le bord de fuite de manière lisse - n'est pas respectée. On pourrait néanmoins s'attendre à ce que ces écarts diminuent lorsque le décollement se réduit, c'est-à-dire lorsque la turbulence incidente augmente. Or, de façon surprenante, nos résultats indiquent au contraire une meilleure concordance avec les mesures de WANG *et al.* (2014) pour un faible niveau de turbulence (écoulement fortement décollé) que pour une turbulence plus élevée (écoulement moins décollé).

2.5 Effet de la turbulence sur la dynamique du tourbillon marginal

2.5.1 Mouvement de la position du centre du tourbillon

Le nuage de points représentant les positions instantanées du centre du tourbillon pour les trois plans de mesure est présenté en Figure 2.21. Le mouvement de flottement y est clairement identifiable, avec une amplitude plus marquée dans les cas sans grille et avec la grille C, plus faible pour la grille A, et intermédiaire pour la grille B. Pour une configuration donnée, cette amplitude augmente avec la distance à l'aile.

Les ellipses de covariance, ainsi que leurs axes principaux, sont également tracées en lignes continues dans la même figure. Leur forme globalement circulaire suggère un déplacement isotrope du cœur tourbillonnaire, quelle que soit la configuration de grille ou la position axiale, à l'exception notable du cas sans grille à $x/c = 3$. Dans ce cas, l'ellipse est inclinée d'environ 45° , traduisant une direction préférentielle du déplacement. Une telle anisotropie, observée à proximité immédiate de l'aile, a déjà été rapportée dans la littérature (DEL PINO *et al.* 2011) et pourrait résulter de l'interaction entre le tourbillon principal et la nappe de vorticité secondaire encore en cours d'enroulement à cette position.

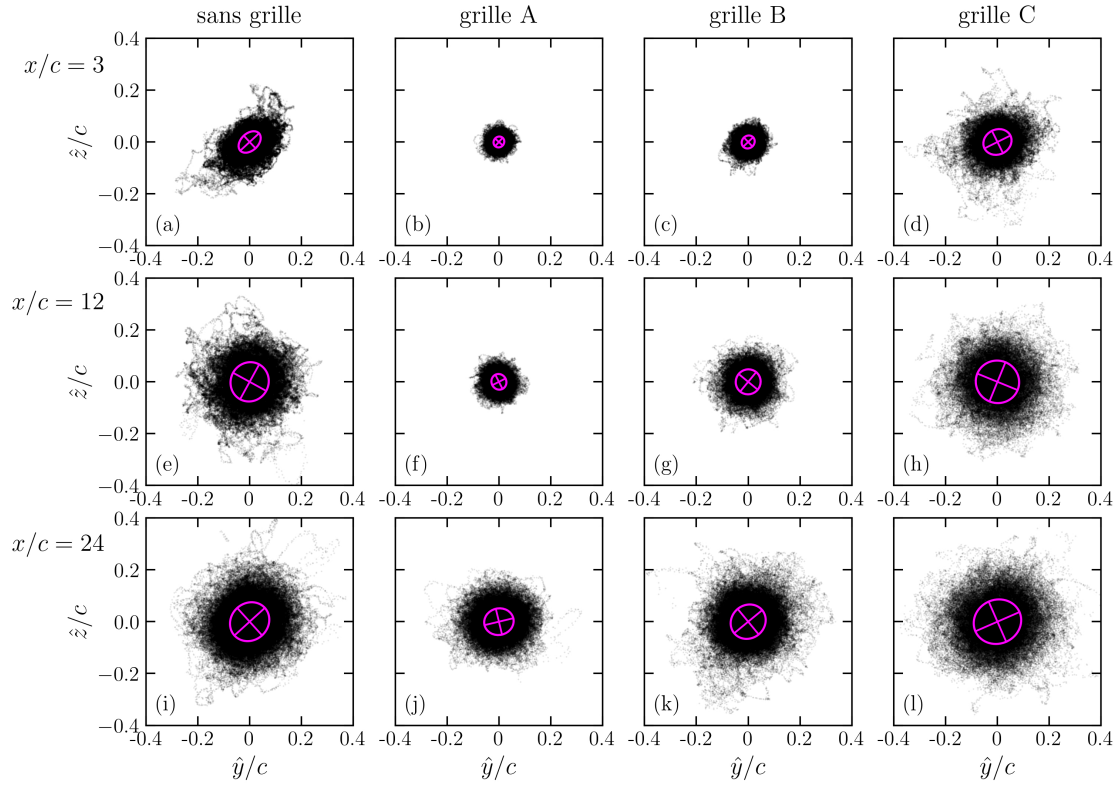


FIGURE 2.21 – Positions instantanées du centre du tourbillon pour les différentes configurations de grilles (a)-(d) aux positions $x/c = 3$, (e)-(h) $x/c = 12$ et (i)-(l) $x/c = 24$. Pour chaque configuration 110000 positions sont représentées. Les ellipses de covariance ainsi que leurs axes principaux sont représentés en lignes continues.

L'analyse paramétrique de l'amplitude du mouvement du tourbillon est présentée en Figure 2.22, avec l'écart-type total $\sigma = (\sigma_y^2 + \sigma_z^2)^{1/2}$ donné en fonction de la distance axiale en aval de l'aile. Pour toutes les configurations, le flottement augmente avec cette distance. De manière étonnante, l'amplitude du flottement dans le cas sans grille ($T_u = 1,5\%$) est aussi grande que dans le cas de la grille C ($T_u = 8\%$). De plus, pour les configurations A et B, l'amplitude du flottement croît presque linéairement avec la distance à l'aile, tandis que pour les cas sans grille et grille C, l'amplitude du flottement augmente d'abord puis atteint un plateau au-delà de $x/c = 12$.

Un examen plus approfondi est réalisé en analysant les fréquences du mouvement du tourbillon. La Figure 2.23 présente les spectres pré-multipliés du mouvement du tourbillon dans la direction horizontale, exprimés en fonction du nombre de Strouhal et selon une normalisation basée sur le rayon du tourbillon (BAILEY & TAVOULARIS 2008).

Nous relevons que le mouvement du tourbillon se produit sur des gammes de fréquences différentes entre le cas sans grille et les cas avec grilles. Tandis que le tourbillon marginal dans le cas sans grille présente un mouvement centré autour d'une fréquence $St_c \approx 10^{-1}$, celui des cas avec grilles est situé plus haut, à $St_c \approx 0.6$. Les seuls endroits où l'on retrouve des instationnarités de basse fréquence sont dans l'écoulement incident (*cf.* Figure 2.10) et dans l'écoulement décollé de la couche de cisaillement sur l'extrados de l'aile (*cf.* Figure 2.14(a_3), (c_1) et (d_1)) - ce qui suggère une réceptivité du tourbillon marginal à ces basses fréquences.

La situation est néanmoins différente dans les cas avec grille car l'énergie dans la

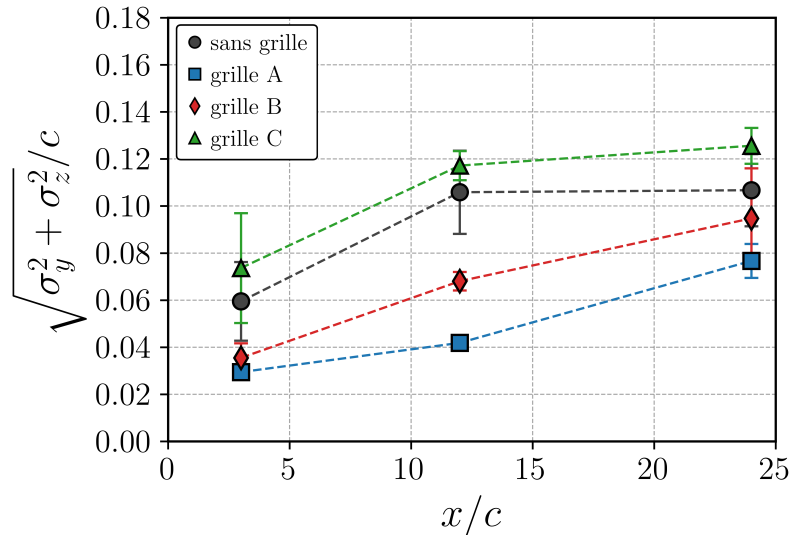


FIGURE 2.22 – Amplitude du mouvement du tourbillon en fonction de la distance longitudinale pour toutes les configurations. Chaque point est moyenné sur 10 réalisations, avec des barres d’erreur indiquant l’écart-type correspondant.

gamme de basses fréquences, bien que présente, est surpassée par les fluctuations de plus haute fréquence (cf. Figure 2.10). L’écoulement incident concentre la majorité de son énergie de fluctuation autour de $St_c \simeq 1$, suggérant également une réceptivité du tourbillon marginal au contenu dominant de l’énergie cinétique amont. .

L’évolution de la fréquence du tourbillon dans la direction axiale est également notable. Pour le cas sans grille, on observe une forte augmentation de l’amplitude du mouvement du tourbillon dans la gamme des basses fréquences entre les stations $x/c = 3$ et $x/c = 12$, suivie d’une diminution, tandis qu’un mouvement de fréquence plus élevée émerge dans la même plage que celle des cas avec grilles. Pour les cas avec grilles, on observe également une augmentation d’amplitude - particulièrement pour la grille C - mais la plage fréquentielle du mouvement demeure inchangée. Ces tendances présentent certaines similarités avec les observations de BAILEY & TAVOULARIS (2008) pour le cas sans grille, mais diffèrent significativement pour les cas turbulents (cf. Chapitre 1, Figure 1.6). En effet, BAILEY & TAVOULARIS (2008) rapportent que les composantes haute fréquence (courte longueur d’onde) décroissent en aval, tandis que les mouvements de basse fréquence (grande longueur d’onde) s’amplifient progressivement et finissent par dominer le mouvement de flottement du tourbillon dans toutes les configurations turbulentes.

Une question subsiste quant à la grande amplitude du mouvement du tourbillon observée sans grille. Les Figures 2.22 et 2.22 montrent en effet que cette amplitude est presque aussi élevée que pour la grille C, malgré une différence importante de niveau de turbulence. Une explication possible à ce paradoxe est fournie par la Figure 2.24, qui compare directement le niveau de turbulence, l’amplitude des perturbations induites par l’écoulement décollé autour de l’aile et l’amplitude du mouvement du tourbillon. D’un point de vue qualitatif, il apparaît que la seule source de fortes fluctuations dans le cas sans grille est l’écoulement décollé, qui est maximal parmi les cas testés. Il en résulte que la cause la plus probable de la grande amplitude de déplacement du tourbillon dans le cas sans grille est l’amplitude plus importante de l’écoulement décollé dans ce cas, qui favorise de fortes fluctuations du mouvement du tourbillon. Comme ces fluctuations du

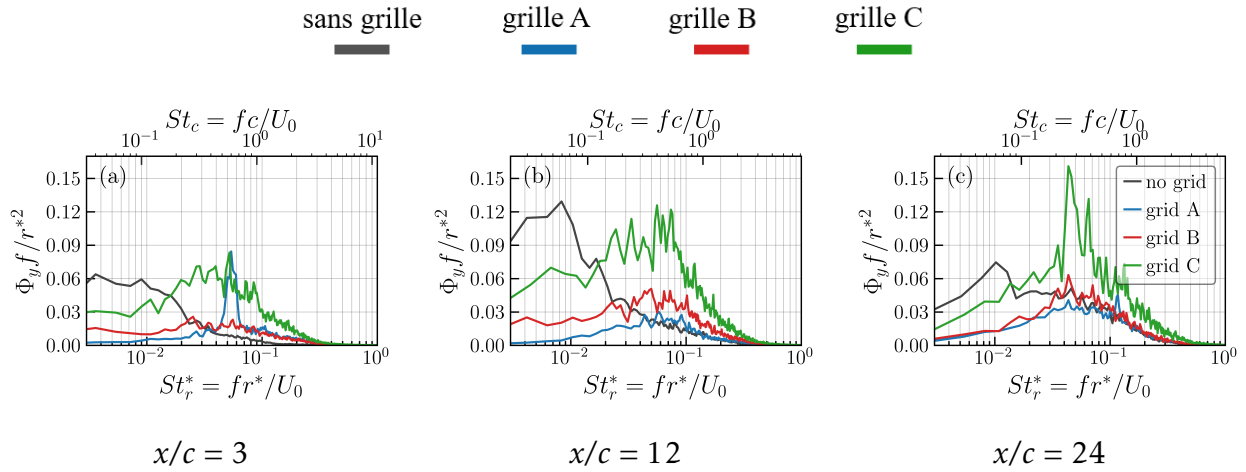


FIGURE 2.23 – Spectres prémultipliés du mouvement tourbillonnaire dans la direction horizontale pour les différentes configurations de grille aux positions (a) $x/c = 3$, (b) $x/c = 12$ et (c) $x/c = 24$.

sillage diminuent avec l'utilisation des grilles turbulentes, la turbulence incidente prend alors le relais et pilote le mouvement du tourbillon dans les cas avec grilles.

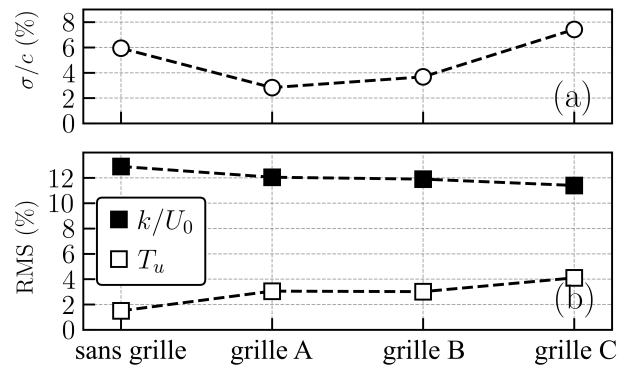


FIGURE 2.24 – (a) Taux de turbulence et (b) perturbations de l'écoulement libre et du sillage mesurées en $x/c = 3$. Le paramètre k correspond à l'énergie cinétique turbulente moyenne dans le sillage, évaluée à partir du champ de vue PIV transversal, en excluant la région occupée par le tourbillon.

En conclusion sur le mouvement du tourbillon et la fréquence associée, les observations présentes indiquent que le tourbillon répond au contenu fréquentiel de l'écoulement amont. Nous supposons que cela signifie également que le contenu fréquentiel de l'écoulement incident se situe dans la bande de réceptivité du tourbillon marginal. À défaut, ces fréquences amont auraient été filtrées. Il en ressort également que le décollement de l'écoulement sur l'aile joue probablement un rôle décisif dans l'amplitude du mouvement du tourbillon dans le cas sans grille.

Sur la base des données disponibles dans la littérature, VAN JAARSVELD *et al.* (2011) ont proposé une loi décrivant la dynamique du tourbillon dans des écoulements turbulents (*cf.* Chapitre 1 Section 1.2.1). Plus récemment, BÖLLE (2024) a proposé un modèle visant à démontrer cette loi d'échelle; établissant des équations reposant sur l'hypothèse que le mouvement transversal du tourbillon résulte d'un processus de dispersion, conséquence

d'un forçage dû aux perturbations externes et d'une force de rappel associée à l'intensité du tourbillon $\Gamma^* = 2\pi r^* \langle \dot{u}_\theta(r^*) \rangle$. La loi proposée par VAN JAARSVELD *et al.* (2011) relie σ/r^* en fonction de u_{rms}/u_{vortex} , où $u_{vortex} = \sqrt{\Gamma^*/t}$ est une estimation de la vitesse azimutale au sein du tourbillon. Les détails de cet loi sont décrits au Chapitre 1 (Section 1.2.1.2)

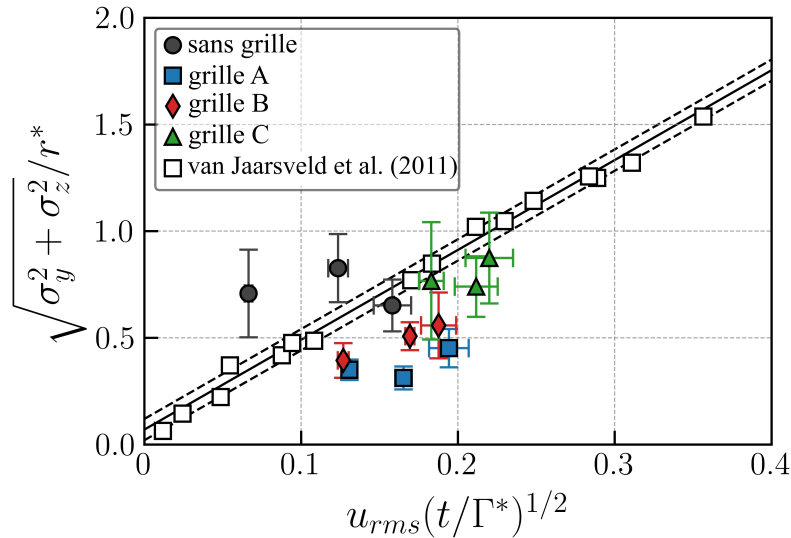


FIGURE 2.25 – Adimensionnement de l'intensité du mouvement du tourbillon pour toutes les configurations. La ligne continue représente l'ajustement linéaire des données proposé par VAN JAARSVELD *et al.* (2011), tandis que les lignes en tirets indiquent l'erreur standard de l'ordonnée à l'origine. Les incertitudes associées à r^* et Γ^* sont estimées en calculant l'écart-type typique sur la série temporelle.

La Figure 2.25 compare les résultats de l'étude présente avec cette loi d'échelle. On notera que la distance axiale a été transformée en temps en supposant que les perturbations du tourbillon sont transportées axialement à la vitesse amont dans la section de test, c'est-à-dire $x = U_0 t$. Les trois stations de mesure fournissent ainsi trois instants d'évaluation différents du phénomène de déplacement du tourbillon.

En l'absence de grille, l'amplitude du mouvement du tourbillon dépasse légèrement la prédiction donnée par la loi de Van Jaarsveld. En revanche, lorsque de la turbulence est introduite, l'amplitude du mouvement du tourbillon se situe légèrement en dessous de la prédiction de l'échelle. Ces observations suggèrent un accord acceptable avec la loi d'échelle de Van Jaarsveld, mais laissent place à d'autres effets que ceux pris en compte dans la loi définie. En particulier, pour le cas sans grille, l'influence probable de l'écoulement décollé pourrait expliquer l'amplitude légèrement plus élevée du mouvement du tourbillon par rapport à la prédiction de l'échelle.

2.5.2 Analyse POD

Une analyse par POD a été réalisée sur les champs instantanés de vorticité $\omega_x(t)$ afin d'investiguer l'impact des conditions de turbulence sur les caractéristiques dynamiques du tourbillon marginal. La méthode employée est identique à celle décrite en Section 2.3.3, mais cette fois-ci appliquée à la vorticité plutôt qu'à la vitesse : les fonctions propres $\Psi_n(y, z)$ représentent donc l'organisation spatiale des fluctuations de vorticité. Les valeurs propres λ_n indiquent l'enstrophie de chaque mode, et $\Theta_n(t)$ sont les coefficients temporels, n représentant le rang du mode. Les modes sont classés par ordre décroissant en fonction de leur part d'enstrophie du champ de perturbation total.

La dynamique du tourbillon marginal apparaît dominée par les cinq premiers modes dans le cas général, et principalement par les trois premiers modes dans le cas de la grille A. Les autres modes possèdent une enstrophie plus faible mais qui ne décroît pas fortement lorsqu'on progresse dans la hiérarchie. Dans la suite, l'analyse se concentre sur les cinq premiers modes dominants.

La Figure 2.26 présente les champs de vorticité associés aux quatre premiers modes, avec à gauche $x/c = 3$, à $x/c = 12$ au milieu et $x/c = 24$ à droite. Le mode 5 n'est pas représenté car il est similaire au mode 4. Une première observation est que les modes sont similaires quelle que soit la configuration. Les deux premiers modes correspondent à des modes de déplacement (DGHIM *et al.* (2021)).

Le mode 3 (*cf.* Figure 2.26. $(i_1)-(l_1)$, $(i_2)-(l_2)$ et $(i_3)-(l_3)$) présente une structure centrale de vorticité $m = 0$ (m étant la notation communément utilisée pour le nombre d'onde azimutal de la perturbation du tourbillon), indiquant une déformation axisymétrique du tourbillon, entourée de vorticité de signe opposé de forme quasi axisymétrique. Une différence est observée pour le cas sans grille et grille B : le mode 3 (Figure 2.26. $(i_1), (k_1)$ et (i_2)) y est perturbé de manière non axisymétrique ($m = 1$), suggérant une contraction du tourbillon dans la direction reliant les centro ides des différentes zones de vorticité perturbée.

Le mode 4 est un quadripôle (  l'exception du cas sans grille, la position $x/c = 3$), indiquant, suivant FABRE, SIPP *et al.* (2006), une onde de type « aplatissement du tourbillon » : chaque lobe du quadripôle déforme le tourbillon en une forme elliptique. Pour une longueur d'onde axiale donnée, cette déformation elliptique induit un motif hélicoïdal. Des structures modales similaires ont été observées expérimentalement à des nombres de Reynolds plus élevés, comme rapporté par DEL PINO *et al.* (2011) et DGHIM *et al.* (2021).

Aucune tendance nette n'a pu être dégagée de l'évolution de l'enstrophie des modes en fonction de la distance aval ou du niveau de turbulence imposé par les grilles (*cf.* Figure 2.26(a)-(b)). Néanmoins, il apparaît que les modes de déplacement contribuent de manière prépondérante au bilan enstrophique. Par exemple, à la position $x/c = 12$, on peut estimer que, parmi les cinq premiers modes, ceux associés au déplacement représentent environ 70% de la dynamique réduite, et ce pour l'ensemble des cas d'écoulement incident (*cf.* Figure 2.26(b)). Cela est cohérent avec l'observation du mouvement de flottement du tourbillon marginal lors de l'analyse précédente de sa trajectoire.

Un résultat important de la présente étude, mis en évidence par l'évolution des modes POD dominants entre $x/c = 3$ et 24, est la convergence du motif de perturbation du tourbillon. On observe une légère dispersion des modes, notamment de leur orientation, en $x/c = 3$, mais il est notable que les analyses à la position aval $x/c = 24$ révèlent des modes et une orientation strictement similaires. Cela suggère que la dynamique du tourbillon filtre les détails de l'écoulement proche de l'aile ainsi que ceux liés aux conditions de turbulence incidente, et adopte une dynamique propre, indépendante des conditions initiales de formation et de l'environnement du tourbillon.

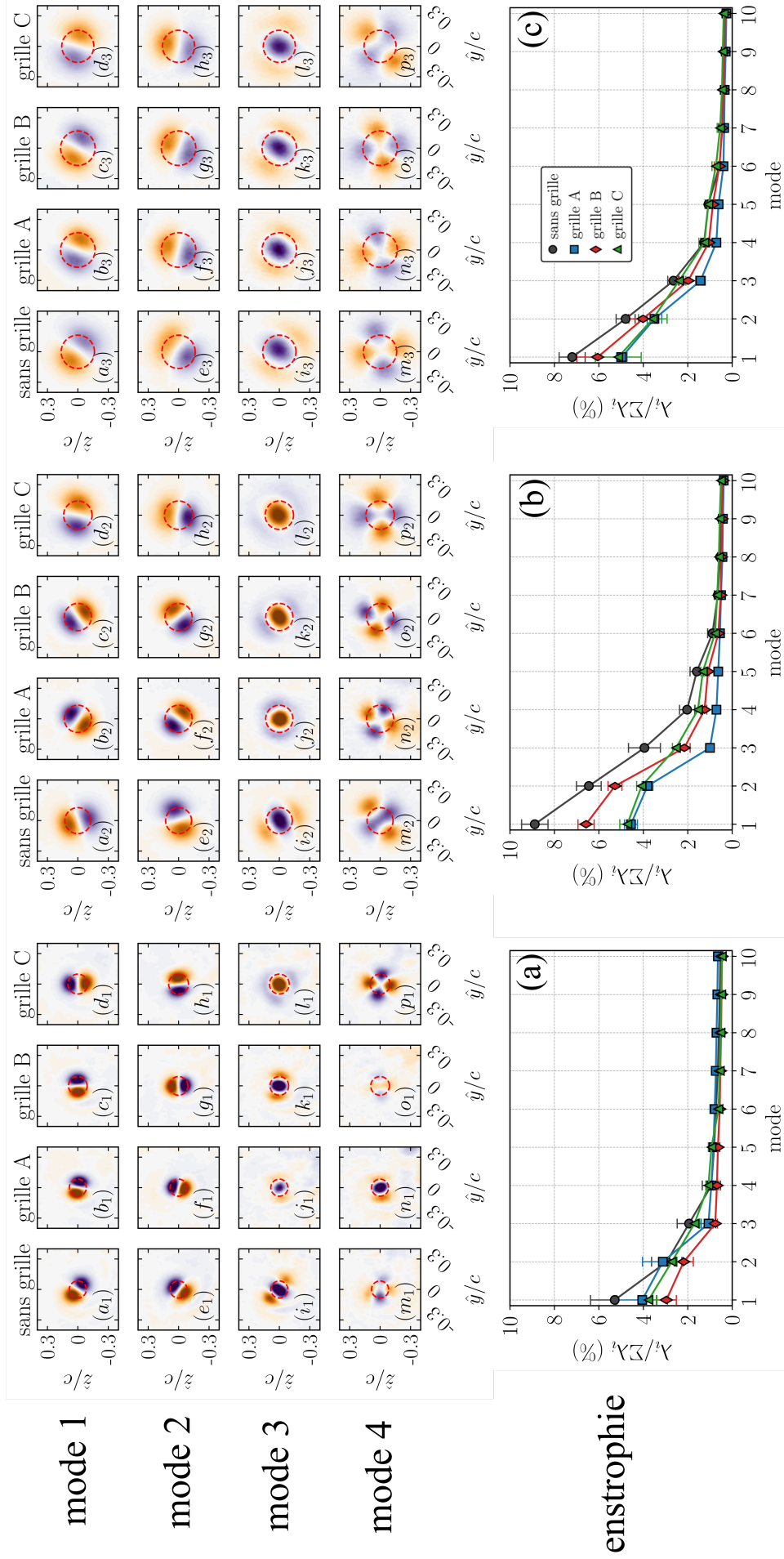
$x/c=24$ $x/c=12$ $x/c=3$ 

FIGURE 2.26 – Décomposition POD des champs PIV transverses. Organisation spatiale du champ fluctuant ω'_x aux positions $x/c = 3$ (à gauche), $x/c = 12$ (au milieu) et $x/c = 24$ (à droite). Les valeurs négatives sont représentées en orange et les valeurs positives en violet. Les cercles indiquent le rayon tourbillonnaire r^* . En bas, la hiérarchie des contributions des modes POD à l'enstrophie des perturbations. Les barres d'erreur correspondent à l'écart-type calculé sur 10 réalisations.

2.6 Résumé du Chapitre 2

Cette étude expérimentale a examiné l'influence de la turbulence amont sur la dynamique des tourbillons marginaux pour un nombre de Reynolds basé sur la corde de 5,000. La turbulence de l'écoulement libre a été systématiquement modifiée à l'aide de grilles passives, avec des intensités de turbulence comprises entre 1,5 % et 8%.

Les analyses des champs PIV mettent en évidence deux mécanismes principaux par lesquels l'écoulement libre influence la dynamique du tourbillon. **Premièrement, en modifiant l'écoulement décollé sur l'extrados de l'aile, qui gouverne la formation du tourbillon. Deuxièmement, par interaction directe avec le cœur du tourbillon au fur et à mesure de son développement dans le sillage.**

L'augmentation de l'intensité de la turbulence de l'écoulement libre entraîne une réduction significative du décollement sur l'aile, modifiant ainsi la force et le caractère instationnaire du tourbillon marginal. L'amplitude du mouvement de flottement du tourbillon augmente avec l'intensité de la turbulence de l'écoulement libre et avec la distance en aval. Toutefois, cette relation est modifiée par l'effet du décollement à bas nombre de Reynolds sur l'extrados de l'aile. **Tandis que la turbulence de l'écoulement libre excite directement le flottement du tourbillon, dans le même temps, l'instationnarité du sillage diminue à mesure que le décollement se résorbe. La combinaison de ces effets opposés explique probablement pourquoi l'amplitude de déplacement du tourbillon ne croît pas de manière linéaire avec l'intensité de la turbulence.**

Il existe des différences marquées dans les caractéristiques fréquentielles du flottement tourbillonnaire entre le cas sans grille et ceux avec grille. En effet, la bande de nombre de Strouhal basé sur la corde, où se concentre l'énergie du flottement tourbillonnaire, se déplace significativement en fonction des conditions de turbulence de l'écoulement libre. **En l'absence de grille ($T_u = 1,5\%$), l'énergie associée au mouvement du centre du tourbillon est concentrée autour d'un nombre de Strouhal proche de 0,1. Lorsque la turbulence de l'écoulement libre augmente ($T_u = 4,5\%$, 5% et 8%), cette énergie se déplace vers des fréquences plus élevées, centrées autour de $St \approx 0,6$.** Ces réponses fréquentielles du mouvement tourbillonnaire reflète étroitement la fréquence préférentielle de l'écoulement incident, impliquant que ces fréquences d'entrée appartiennent à la bande de réceptivité du tourbillon, tandis que l'étendue du décollement sur l'aile influence fortement l'amplitude du mouvement du tourbillon.

Une décomposition orthogonale en modes propres orthogonaux révèle que les structures cohérentes dominantes sont associées à des modes de déplacement du tourbillon, alors que les modes d'ordre supérieur traduisent des déformations du cœur du tourbillon. **Loin en aval, toutes les configurations convergent vers des structures modales et un alignement identiques, suggérant un comportement universel de la dynamique tourbillonnaire, indépendamment des conditions initiales de formation du tourbillon.** Globalement, ces résultats apportent un éclairage nouveau sur l'interaction entre la turbulence de l'écoulement libre et la dynamique tourbillonnaire à bas Reynolds.

Le contenu de ce chapitre fait l'objet d'un papier intitulé *Wingtip vortex dynamics at low Reynolds numbers under the influence of turbulence* en cours de review dans la revue *Experiments in Fluids*

Chapitre 3

Génération de tourbillons longitudinaux contra-rotatifs dans un fluide stratifié linéairement

Ce chapitre décrit le dispositif expérimental développé et mis en œuvre dans la seconde partie de cette thèse. Il a été conçu pour répondre à deux objectifs principaux. D'une part, il permet de générer une paire de tourbillons longitudinaux contrarotatifs d'intensité équivalente. D'autre part, il intègre un système permettant d'imposer une stratification linéaire de la densité du fluide, assurant ainsi le développement des tourbillons dans un environnement stratifié contrôlé.

La première section (3.1) explique le choix du fluide de travail et de la géométrie du générateur de tourbillons. La deuxième section (3.2) est consacrée à la cinématique du générateur de tourbillons. La troisième section (3.3) présente les méthodes d'imagerie et de vélocimétrie optique utilisées pour caractériser l'écoulement. La quatrième section (3.4) s'attache à évaluer l'influence des bords. La cinquième section (3.5) décrit la caractérisation des tourbillons générés en l'absence de stratification. La sixième section (3.6) expose la méthode de génération d'un milieu stratifié linéairement dans la cuve, ainsi que sa caractérisation expérimentale. La septième section (3.7) présente la matrice d'essais retenue et le protocole expérimental. Enfin, la section (3.8) propose une synthèse des éléments les plus importants du chapitre.

3.1 Choix du fluide et du générateur de tourbillons

3.1.1 Choix du fluide de travail

L'eau a été choisie comme fluide de travail. Bien qu'il soit possible de réaliser ce type d'expériences dans d'autres fluides, il reste le fluide de référence pour les études en milieu stratifié (THORPE 1973), se prêtant bien à la création de stratifications de densité continues par variation de la concentration en un soluté bien choisi (FORTUIN 1960) (*cf.* Section 3.6), la gravité assurant la stabilité de la stratifications sur les échelles de temps expérimentales considérées. Son coût modéré, quelques kilogrammes de sel, permet également de multiplier les conditions d'essai à moindres frais.

L'eau présente par ailleurs un avantage pour les méthodes de mesure optiques, en ce qu'elle permet l'utilisation de traceurs de taille plus importante que ceux employés dans l'air. En effet, on considère pour cela le nombre de Stokes, qui caractérise l'inertie d'une

particule par rapport aux variations de l'écoulement :

$$\mathcal{S} = \frac{(\rho_p - \rho) d_p^2 U_0}{18 \mu L}, \quad (3.1)$$

où ρ_p est la masse volumique de la particule, ρ la masse volumique du fluide porteur, d_p le diamètre de la particule, U_0 une vitesse caractéristique de l'écoulement, μ la viscosité dynamique du fluide et L une longueur caractéristique de l'échelle des variations spatiales l'écoulement.

Un bon traceur doit satisfaire la condition $\mathcal{S} \ll 1$ afin de suivre fidèlement le mouvement du fluide (RAFFEL *et al.* 2018). La densité élevée de l'eau permet d'utiliser des particules dont la densité est très proche de celle du fluide. On peut ainsi recourir à des particules de taille relativement grande - avantageux pour maximiser l'intensité de la diffusion de la lumière, qui croît avec le carré du diamètre de la particule (dans le cadre de la diffusion de Mie) - tout en conservant un nombre de Stokes très inférieur à l'unité. Cette condition reste valable tant que l'échelle caractéristique des variations spatiales l'écoulement L n'est pas trop petite ; dans le cas contraire, comme lors de la traversée d'une onde de choc où apparaissent des variations à très petite échelle, l'hypothèse du nombre de Stokes très inférieur à l'unité peut ne plus être vérifiée. Typiquement, dans l'air, le diamètre des particules utilisées est de l'ordre de $[0.5 : 10] \mu\text{m}$, tandis que dans l'eau il se situe plutôt entre $[5 : 100] \mu\text{m}$ (RAFFEL *et al.* 2018).

On notera toutefois que l'utilisation d'eau présente également certains inconvénients, tels que la précipitation du calcaire, qui peut perturber les mesures optiques, la croissance de micro-organismes, ou encore des effets de corrosion sur les pièces métalliques. S'ajoutent à cela les problèmes de réfraction aux interfaces eau/air, qui peuvent compliquer les méthodes de métrologie optiques.

3.1.2 Choix du générateur de tourbillons

Plusieurs méthodes permettent de générer une paire de tourbillons contrarotatifs dans une cuve à eau. Une approche couramment utilisée repose sur la traction d'une aile dans un canal (SARPKAYA 1987 ; DELISI *et al.* 2000 ; LIU 2006 ; CRUZ MARQUEZ *et al.* 2021). Cette méthode présente l'avantage de reproduire fidèlement le mécanisme d'enroulement de la nappe de vorticit   autour d'une aile profil  e, tel qu'il se produit en situation r  elle. Toutefois, sa mise en   uvre n  cessite une infrastructure de grande taille et un volume d'eau important, rendant plus difficile l'utilisation d'un milieu stratifi  . Ce point est discut   dans la derni  re partie (*cf.* Chapitre 5).    titre d'exemple, le bassin de traction de l'ONERA,   galement utilis   pour   tudier la dynamique tourbillonnaire (CRUZ MARQUEZ *et al.* 2021), pr  sente un volume de 43 m^3 .

Une autre approche, propos  e par exemple par LIU (2006), consiste    utiliser un g  n  rateur de tourbillons, fonctionnant par l'expulsion d'eau    travers une fente   troite situ  e sous une bo  te scell  e, mise en pression par un r  servoir d'air comprim   et contr  l  e par des   lectrovannes. Avec ce dispositif, les auteurs n'ont pas mis en   vidence le d  veloppement de l'instabilit   de Crow, alors m  me qu'il s'agit pr  cis  ment d'un des ph  nom  nes dont nous souhaitons   tudier l'apparition et l'  volution en milieu stratifi  .

Dans notre   tude, nous avons retenu un dispositif    volets mobiles, couramment utilis   dans de nombreuses   tudes ant  rieures. Ce dispositif a   t   employ   par diff  rentes   quipes de recherche pour explorer la dynamique d'une paire de tourbillons contra-rotatifs dans diverses configurations. LEWEKE & WILLIAMSON (2011) et LEWEKE & WILLIAMSON (1998) ont

caractérisé l’instabilité elliptique et l’instabilité de Crow en milieu non stratifié ; BILLANT *et al.* (2000), dans une configuration verticale, ont mis en évidence l’instabilité zigzag propre aux tourbillons colonnaires en milieu stratifié ; M. HARRIS *et al.* (2002) et MORRIS *et al.* (2020) ont étudié l’interaction des tourbillons avec une paroi plane ou ondulée. ALBAGNAC *et al.* (2011) ont également eu recours à ce dispositif en milieu peu profond et ont mis en évidence l’apparition d’un tourbillon transversal à l’avant de dipôles générés. La Figure 3.1 donne un aperçu de visualisations obtenues dans ces différentes configurations.

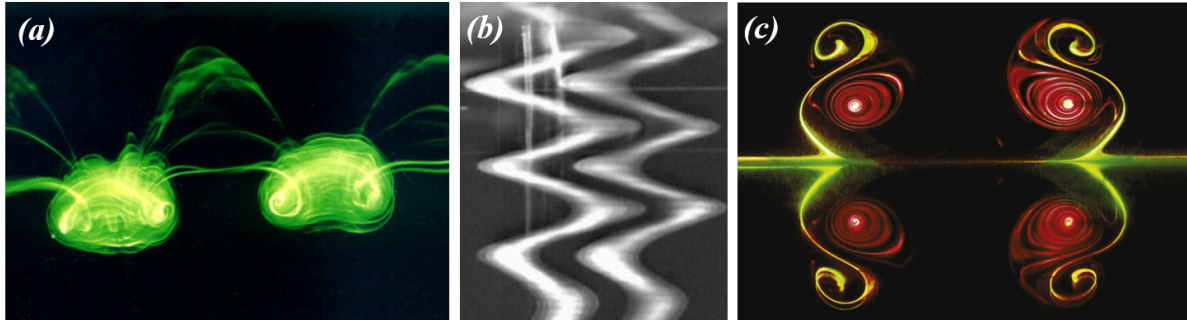


FIGURE 3.1 – Panorama d’expériences réalisées dans des cuves à eau avec le système de volets : (a) formation d’anneaux tourbillonnaires à la suite de la croissance de l’instabilité de Crow (LEWEKE & WILLIAMSON 2011), (b) instabilité zigzag observée pour une paire de tourbillons verticaux dans une stratification verticale (BILLANT *et al.* 2000), (c) interaction de tourbillons contra-rotatifs (en rouge) avec une paroi, montrant la formation de tourbillons secondaires (en vert) sous l’effet du sol (D. M. HARRIS *et al.* 2012).

Ce générateur de tourbillon repose sur l’utilisation de deux plaques mobiles immergées, positionnées à une altitude fixe dans la cuve. Ces plaques, désignées ici sous le terme de volets sont illustrées en coupe sur la Figure 3.2(b). Ils sont articulés à leur base et initialement disposés de manière quasi parallèle. Lors de leur fermeture symétrique, ils expulsent le fluide contenu entre eux ; celui-ci, en interagissant avec le fluide environnant au repos, s’enroule alors en une paire de tourbillons contra-rotatifs d’intensité égale.

3.1.3 Géométrie du système

Le choix du contenant s’est porté sur une cuve préexistante à nos travaux sur le centre de Lille de l’ONERA, illustrée sur la photographie Figure 3.3. La cuve mesure $l_x = 244,5$ cm en longueur, $l_y = 105$ cm en largeur, et $l_z = 75$ cm en profondeur. Elle s’avère particulièrement adaptée à notre étude, à la fois par ses grandes dimensions, qui permettent de limiter l’influence des effets de bord (*cf.* Section 3.4), et par son implantation dans un environnement facilitant la gestion de l’eau grâce à une arrivée d’eau et à un système de vidange. Construite sur une armature en acier, elle assure une fixation rigide et stable des éléments du dispositif expérimental. Enfin, ses parois en plexiglas offrent un accès optique sur toutes les faces (à l’exception de la face inférieure) ce qui facilite les mesures par imagerie.

La géométrie des volets, identique à celle utilisée dans les études précédemment citées (LEWEKE & WILLIAMSON 1998 ; BILLANT *et al.* 2000 ; ALBAGNAC *et al.* 2011 ; M. HARRIS *et al.* 2002 ; MORRIS *et al.* 2020), est détaillée sur le plan de coupe présenté Figure 3.2(b). Chaque volet possède une largeur de $B = 10,3$ cm et une épaisseur de 0.5 cm, tandis que l’espacement initial entre les deux volets est de $S = 5,2$ cm. L’ensemble présente une extension longitudinale de $l_{x,\text{volets}} = 200$ cm.

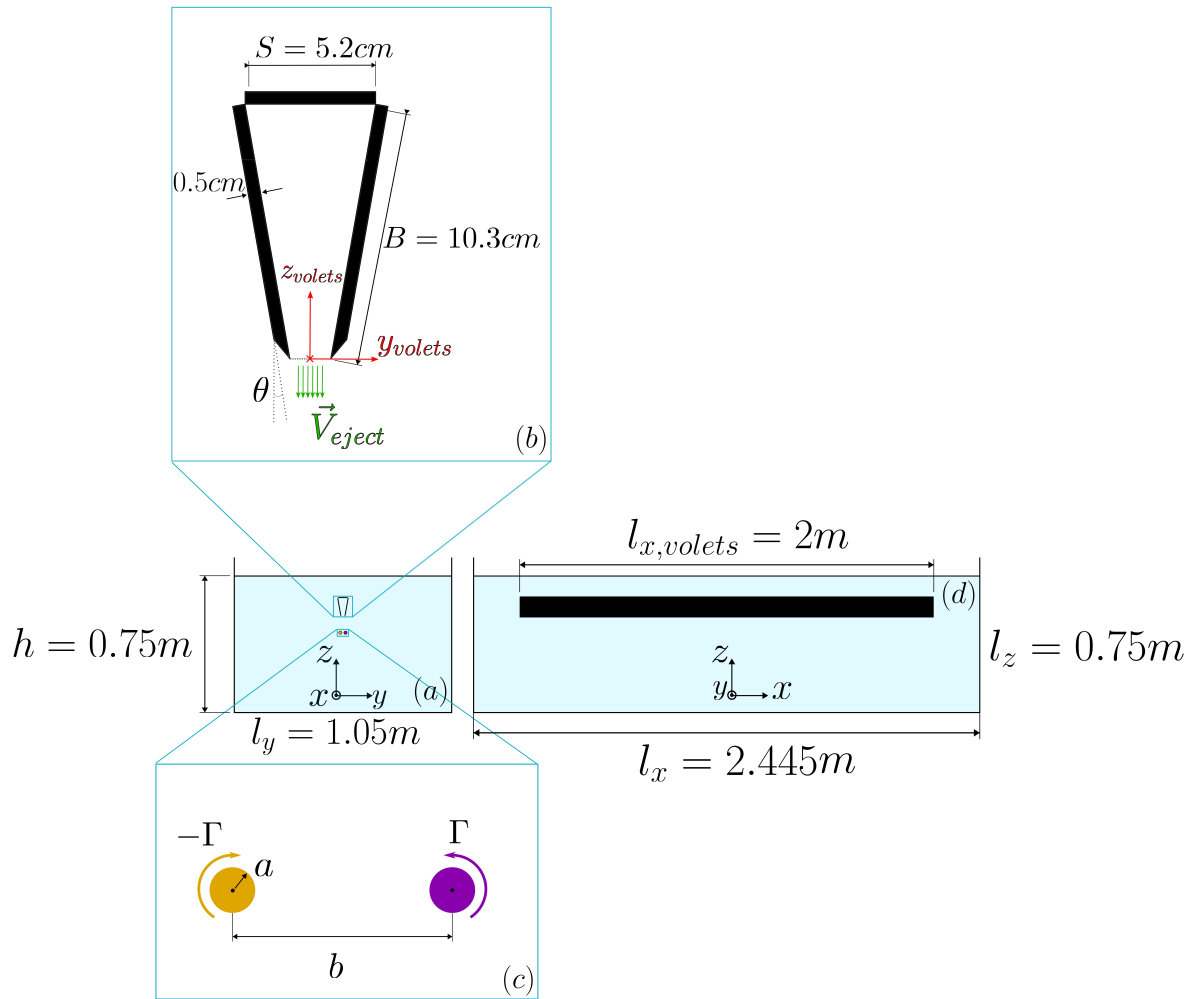


FIGURE 3.2 – Schéma du système de génération de tourbillons dans la cuve à eau. (a) Vue en coupe transversale et (d) vue longitudinale des volets immergés dans la cuve ; (b) Zoom sur la coupe transversale précisant la géométrie des volets ; (c) Représentation schématique du dipôle tourbillonnaire généré, avec Γ la circulation des tourbillons, a le rayon des tourbillons et b la distance entre les tourbillons.

L'angle de fermeture des volets est noté θ et leur vitesse angulaire de fermeture est notée $\dot{\theta}$. $\theta = 0^\circ$ correspond à la position où les volets sont parallèles entre eux et verticaux. Le système de coordonnées lié aux volets est visible sur la Figure 3.2.(b) et est défini de sorte que l'axe x_{volets} soit aligné avec l'axe de la paire de tourbillons, tandis que les axes y_{volets} et z_{volets} appartiennent au plan perpendiculaire, avec l'axe z_{volets} orienté vers le haut. L'origine du repère est définie comme le point situé à mi-distance entre les deux extrémités des volets et à leur mi-longueur.

Pour favoriser un développement contrôlé et reproductible de l'instabilité de Crow, on applique une forme sinusoïdale au bord des volets comme illustré sur le schéma de la Figure 3.4. Pour ce faire, de fines feuilles plastiques d'épaisseur $0,25 \text{ mm}$ ¹ ont été découpées à l'aide d'une découpeuse à commande numérique². Ces bandes, présentant une ondulation sinusoïdale dans la direction longitudinale, de longueur d'onde λ , sont

1. Modèle PP RAYSON 250 μm A4 mat.
2. Modèle Cricut Explore 3.

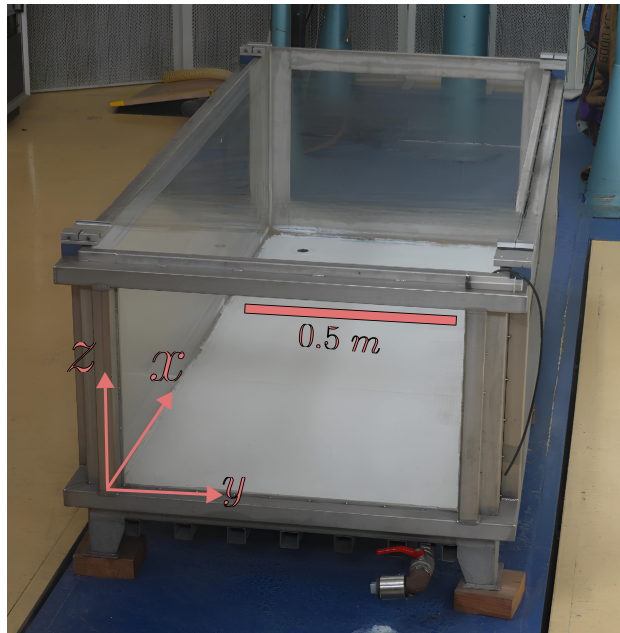


FIGURE 3.3 – Photographie de la cuve à eau vide. Elle est placée sur une plaque isolatrice vibratoire la désolidarisant du sol. Un revêtement anticorrosion a été appliqué sur son fond en acier, et des cales en bois ont été utilisées pour la mettre à niveau.

fixées sur la bordure extérieure des volets à l'aide d'un ruban adhésif double-face résistant à l'eau.

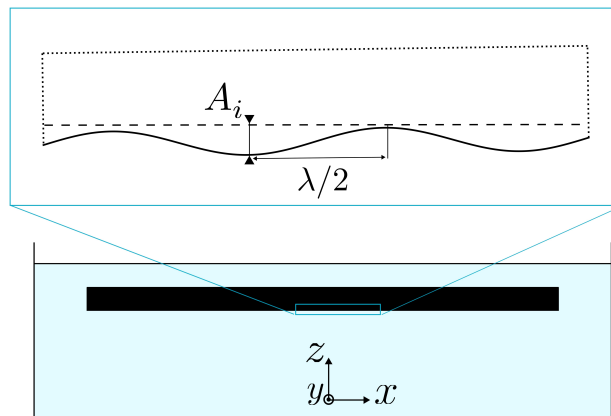


FIGURE 3.4 – Schéma de l'ondulation sinusoïdale du bord des volets. A_i représente l'amplitude de l'oscillation et $\lambda = 18\text{cm}$ sa longueur d'onde.

La longueur d'onde de l'ondulation λ a été choisie sur la base des travaux théoriques de WIDNALL & BLISS (1971) et des résultats expérimentaux de LEWEKE & WILLIAMSON (2011), de manière à se situer au voisinage de la valeur théorique pour laquelle la croissance de l'instabilité de Crow est maximale. Pour un générateur de tourbillons produisant un dipôle de rapport d'aspect $a_0/b_0 \approx 0,2$, cette croissance maximale est atteinte lorsque le rapport λ/b_0 est proche de 7,2 (cf. Figure 1.8). En appliquant ce critère à notre dispositif, nous avons retenu une longueur d'onde $\lambda = 18\text{ cm}$ puisque $b_0 \approx 2,5\text{cm}$.

Afin d'évaluer l'influence de l'amplitude de l'ondulation de l'extrémité des volets sur les tourbillons, deux amplitudes ont été testées : $A_1 = 1,0\text{ mm} \pm 0,5\text{ mm}$ ($\lambda/A_1 \approx 180$) et $A_2 = 1,5\text{ mm} \pm 0,5\text{ mm}$ ($\lambda/A_2 \approx 120$). La précision de la découpe sinusoïdale est de l'ordre

de 0,1 mm. Toutefois, la principale source d'incertitude pour les perturbations provient du positionnement des bandes de plastique qui est réalisé manuellement. Comme cela sera montré dans le chapitre consacré aux résultats (cf. Chapitre 4), les dynamiques observées restent nettement différenciées selon l'amplitude imposée (A_1 ou A_2), et reproductibles pour chaque cas. Cela indique que, en dépit de la mise en place manuelle et des opérations répétées de retrait et de repositionnement des éléments en plastique, la précision obtenue semble suffisante pour assurer la répétabilité des résultats.

L'ensemble du dispositif est schématisé en Figure 3.5. La cuve et les volets sont représentés. Le système comprend également une table de translation linéaire, qui permet d'immerger les volets dans la cuve de manière progressive et sans à-coups. Le schéma montre également le système de motorisation assurant la fermeture des volets selon la cinématique désirée, décrite dans la section suivante.

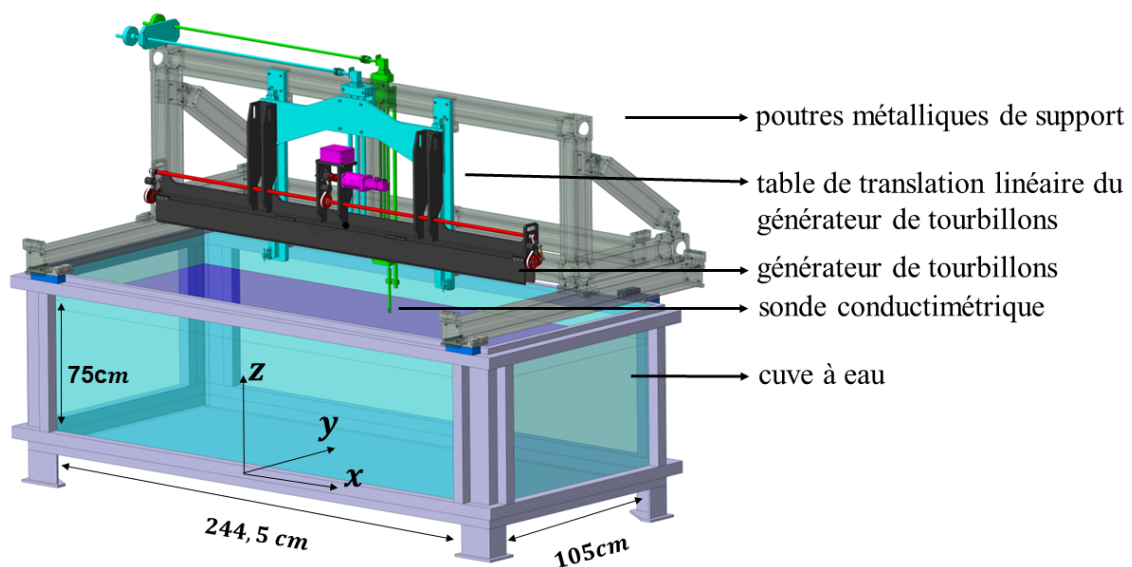


FIGURE 3.5 – Schéma du système de volets (**en noir**), situé hors de l'eau. Les volets peuvent être immergés à l'aide d'une table de translation linéaire (**en cyan**). Leur fermeture est assurée par un mécanisme motorisé (**en magenta**). Le dispositif de mesure de la densité du fluide composé d'une sonde de mesure de la conductimétrie montée sur une table de translation linéaire permettant de mesurer les variations verticales de conductivité est également visible (**en vert**). Il est décrit en détail en Section 3.6.2.

3.2 Cinématique du générateur de tourbillons

3.2.1 Mécanisme

Le mouvement de fermeture des volets est assuré par un servomoteur de vitesse nominale 1500 tr/min³. Ce motoréducteur entraîne un axe de rotation principal, dont le mouvement est transmis aux volets par l'intermédiaire d'un système combinant poulies, courroies et engrenages. L'ensemble est illustré en Figure 3.6.

Afin de limiter les phénomènes de corrosion, les différents composants du dispositif sont réalisés en acier inoxydable, en plastique ou en aluminium anodisé. Les volets sont

3. Modèle *Low Voltage Servo-moteurs AC (Movinor)*, couplé à un réducteur planétaire de précision *NR 60 (Sumer)* présentant un rapport de réduction de 60.

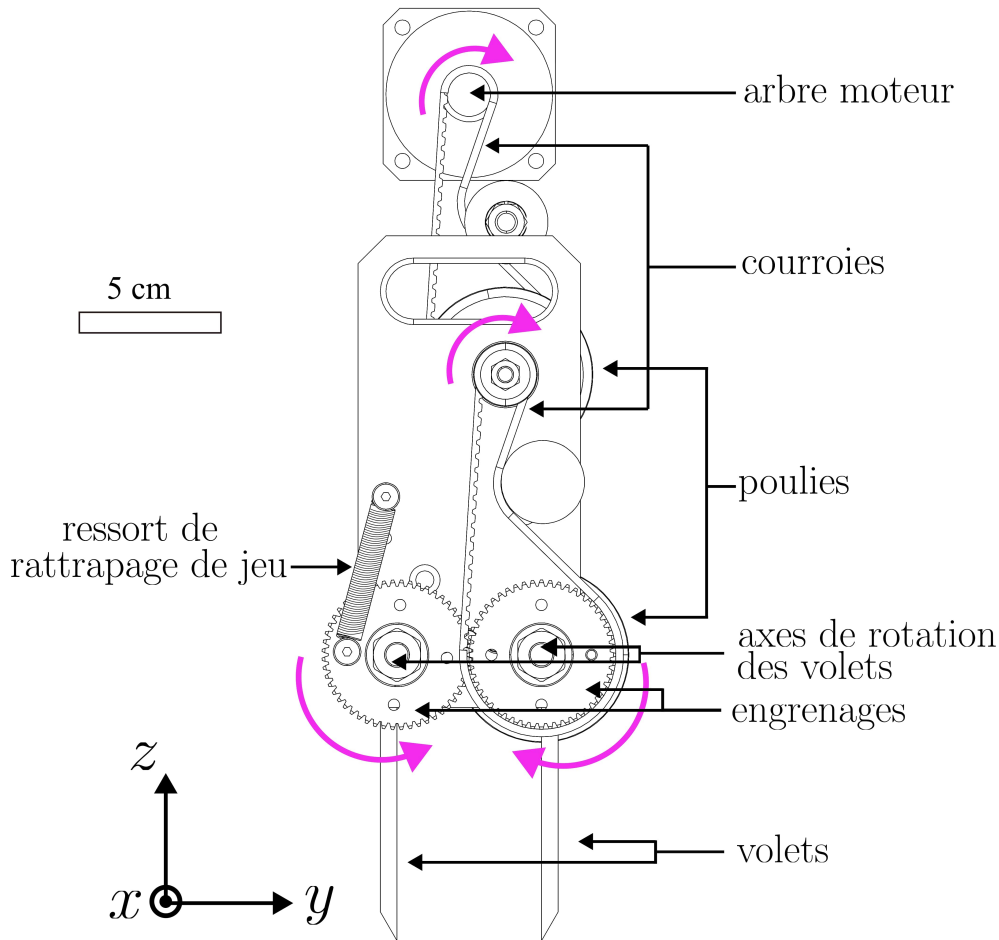


FIGURE 3.6 – Vue en coupe transverse du système de poulies, courroies et engrenages permettant de transmettre le mouvement du moteur aux volets.

fabriqués en aluminium 2017A d'épaisseur 5 mm, offrant un compromis entre rigidité et légèreté, avec une masse d'environ 3 kg par volet. Les volets sont anodisés en noir pour réduire les réflexions parasites de faisceaux laser.

Afin de renforcer la rigidité du dispositif et de limiter une éventuelle flexion ou torsion des volets, la cinématique présentée en Figure 3.6 - comprenant le système de courroies, poulies et engrenages - est dupliquée à l'identique aux deux extrémités du montage. Le système présente ainsi une symétrie à la fois selon le plan (Oyz) et selon le plan (Oxz) .

Cette cinématique présente plusieurs avantages majeurs. Tout d'abord, un unique moteur permet d'actionner simultanément les deux volets en rotation opposée, la symétrie du mouvement étant mécaniquement assurée par le système d'engrenages contra-rotatifs. La vitesse de fermeture des volets, notée $\dot{\theta}$, est reliée à la vitesse de rotation du moteur $\dot{\theta}_{\text{moteur}}$ par un facteur de réduction constant $f_{\text{red}} = \dot{\theta}_{\text{moteur}}/\dot{\theta}$, égal à 1/540. Un tel rapport de réduction très faible présente deux bénéfices. En premier lieu, il permet un contrôle très fin de la loi de mouvement. En effet, la résolution du codeur de position, qui fournit une mesure discrète de la rotation du moteur, est de $r_{\text{codeur}} = 500$ points/tour. La course angulaire des volets est de l'ordre de $\Delta\theta = 6^\circ$, ce qui correspond à environ $N = 9$ tours moteur pour l'ensemble de la course. On obtient donc une résolution effective sur le

positionnement des volets de

$$\delta\theta = \frac{\Delta\theta}{r_{\text{codeur}} \times N} \approx 0.0013^\circ, \quad (3.2)$$

Cette résolution $\delta\theta$ de 0.0013° garantit une grande précision dans le suivi de la consigne de vitesse ou de position. En second lieu, ce rapport amplifie le couple nominal disponible en sortie, permettant de compenser l'inertie et la traînée des volets. Cela confère une grande souplesse dans l'utilisation du système, en particulier la capacité d'imposer des dynamiques de fermeture rapides si nécessaire.

3.2.2 Loi de commande

L'enjeu principal de ce montage réside désormais dans la définition d'une loi temporelle $\dot{\theta}_{\text{moteur}} = f(t)$ permettant de générer les tourbillons désirés. Pour déterminer cette loi temporelle, l'approche proposée par LEWEKE & WILLIAMSON (1998) a été suivie. Elle consiste à imposer une vitesse d'éjection constante du fluide dans l'interstice entre les volets pendant toute la durée de leur mouvement. Plus précisément, cette vitesse d'éjection, notée \vec{V}_{eject} et représentée dans la Figure 3.2(b), correspond à la vitesse du fluide dans le plan médian, juste à la sortie des volets, au moment de son expulsion.

En supposant que l'écoulement est unidimensionnel - c'est-à-dire caractérisé par une vitesse uniforme entre les deux volets - on peut établir un bilan de masse LEWEKE & WILLIAMSON 1998. La variation du volume de fluide contenu entre les deux volets est intégralement compensée par le flux éjecté à travers la ligne joignant leurs extrémités. On obtient la relation suivante entre la vitesse d'éjection du fluide et la cinématique des volets :

$$\forall t > 0, \quad \vec{V}_{\text{eject}}(t) = V_{\text{eject}}(t) \cdot \mathbf{e}_z = \frac{B\dot{\theta}(t)}{\frac{S}{B} - 2 \sin \theta(t)} \cdot \mathbf{e}_z, \quad (3.3)$$

où S et B sont des dimensions fixes, liées à la géométrie des volets (*cf.* Figure 3.2.(b)).

En imposant une vitesse d'éjection constante dans le temps, cette relation devient une équation différentielle non linéaire du premier ordre. Celle-ci peut alors être résolue numériquement afin de déterminer la loi temporelle $\dot{\theta} = f(t)$ qui garantit une vitesse d'éjection constante au cours du mouvement des volets.

Idéalement, on souhaiterait que la loi temporelle régissant le mouvement des volets respecte la condition $V_{\text{eject}} = \text{cste}$ pendant l'ensemble du mouvement des volets. Toutefois, cela impliquerait que les volets démarrent instantanément avec une vitesse angulaire non nulle, ce qui correspondrait à une énergie cinétique infinie et donc irréalisable physiquement. Dans des conditions expérimentales réalistes, il est nécessaire d'introduire une phase transitoire initiale, durant laquelle la vitesse angulaire augmente progressivement jusqu'à atteindre une valeur maximale. Une phase de décélération doit également être ajoutée en fin de course afin de ramener la vitesse des volets à zéro. Une telle loi de vitesse en trois phases est illustrée Figure 3.7.

L'objectif est désormais de déterminer une cinématique permettant de générer des tourbillons dont les caractéristiques sont comparables à celles observées dans les études antérieures sur les écoulements générés par des volets (LEWEKE & WILLIAMSON 1998; BILLANT *et al.* 2000; M. HARRIS *et al.* 2002; LEWEKE & WILLIAMSON 2011; MORRIS *et al.*

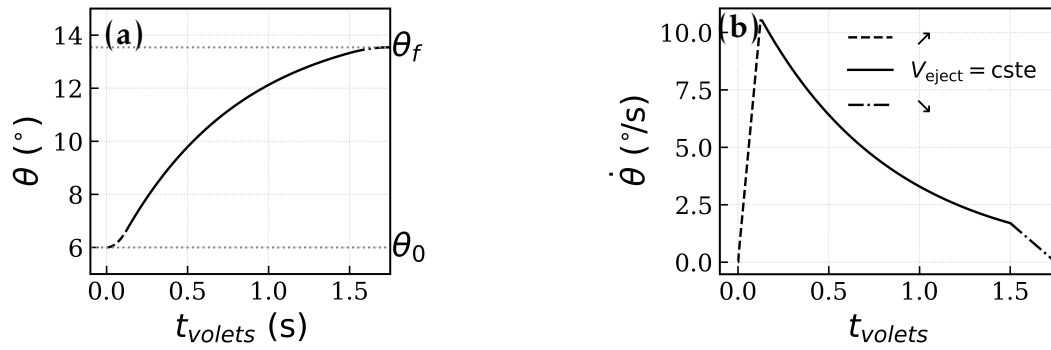


FIGURE 3.7 – Exemple de loi de commande des volets en trois phases, illustrant (a) la position angulaire θ et (b) la vitesse angulaire $\dot{\theta}$ des volets. La commande comprend une phase d'accélération initiale (\nearrow), une phase centrale à vitesse d'éjection constante ($V_{\text{eject}} = \text{cste}$), puis une phase de décélération finale (\searrow) ramenant progressivement la vitesse à zéro.

2020). Les paramètres caractéristiques visés pour ces tourbillons sont un espacement de $b_0 \approx 2.5 \times 10^{-2}$ m et une circulation initiale dans l'intervalle $\Gamma_0 \in [2 \times 10^{-3} : 3 \times 10^{-3}] \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.

La stratégie adoptée pour identifier des paramètres cinématiques repose sur plusieurs critères. Tout d'abord, la durée de la phase d'accélération est minimisée, afin d'atteindre le plus rapidement possible le régime stationnaire associé à une vitesse d'éjection constante. La phase de décélération a été conçue de manière suffisamment progressive pour éviter l'apparition d'à-coups pouvant entraîner la formation de tourbillons d'arrêt (LEWEKE & WILLIAMSON 1998), susceptibles de perturber les tourbillons principaux.

Il est également nécessaire de s'assurer que les volets ne se touchent pas en fin de course et qu'ils maintiennent un angle de fermeture final θ_f suffisamment grand pour prévenir la formation d'un jet de fluide fort en fin de course, qui pourrait interférer avec l'évolution des tourbillons. Enfin, la position angulaire initiale des volets, notée θ_0 , a été soigneusement ajustée, car il a été constaté qu'elle influence la structure du dipôle, en particulier l'espacement initial des tourbillons.

Les différentes lois de commande testées dans le cadre de cette étude sont présentées en Figure ??.

Elles résultent d'une exploration paramétrique portant sur la durée des phases d'accélération, de décélération, et de la phase à vitesse d'éjection constante, mais également sur la valeur de V_{eject} et sur la position angulaire initiale des volets θ_0 . La loi de commande finalement retenue pour les expériences est indiquée par les courbes en lignes continues.

3.2.3 Trajectoire des volets

Une fois la loi de commande définie, il est apparu nécessaire de mesurer la trajectoire réelle des volets. Pour vérifier la conformité de la trajectoire effective avec celle imposée par la commande, et également afin de détecter d'éventuelles dérives dues à des altérations mécaniques du montage, telles que le desserrage de certaines fixations. Il est indispensable de bénéficier d'un dispositif de mesure fiable permettant de garantir que la position angulaire initiale des volets demeure identique tout au long de la campagne expérimentale.

Pour ce faire, des repères colorés fluorescents ont été placés sur la bordure des volets, comme illustré sur la Figure 3.8. Ces repères sont éclairés par des LED UV et filmés en

continu par une webcam basse résolution⁴, avec une fréquence d'acquisition de 10 Hz. Malgré la présence d'une nappe laser en arrière-plan, cette méthode permet d'obtenir un contraste suffisant pour détecter clairement les repères.

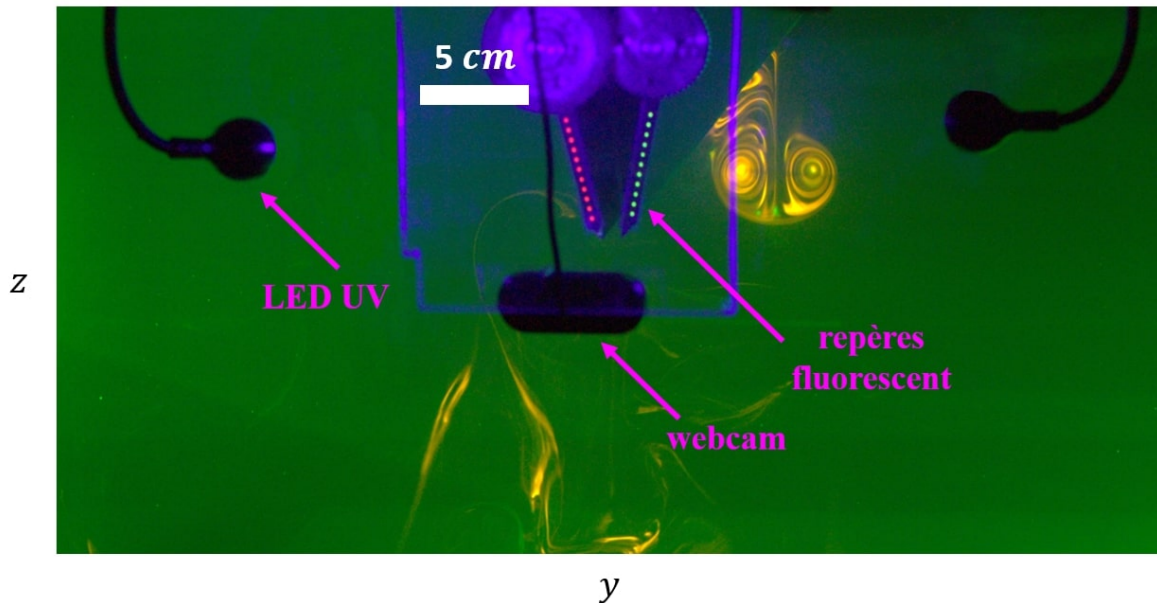


FIGURE 3.8 – Système de détection de la position des volets. Des marqueurs colorés placés sur les volets sont éclairés par des LED UV et filmés en continu par une webcam. En arrière-plan, on distingue les tourbillonsensemencés à la rhodamine B et éclairés par une nappe laser.

La Figure 3.9(a) montre une image brute issue de la webcam, tandis que la Figure 3.9(b) montre la même image après seuillage. Les centres des marqueurs sont automatiquement détectés, puis une droite est ajustée au sens des moindres carrés à l'ensemble de ces points, ce qui permet d'estimer la position angulaire des volets connaissant le coefficient directeur de la droite. L'angle initial des volets est également vérifié à l'aide d'un inclinomètre numérique, afin d'assurer une valeur de $\theta_0 = 6^\circ \pm 0,15^\circ$. L'incertitude de $\pm 0,15^\circ$ sur cet angle initial provient du fait que la mesure n'est pas parfaitement uniforme d'un bord à l'autre des volets, probablement en raison de légers défauts d'alignement et d'une flexion résiduelle de leur structure. La Figure 3.10 compare l'évolution de la position angulaire des volets mesurée à partir de la détection des marqueurs colorés, décrite précédemment, à celle prescrite par la commande envoyée au moteur. On observe en premier lieu une certaine variabilité des mesures d'angle. Cette variabilité ne reflète pas une différence effective du mouvement des volets entre les expériences : une analyse image par image (non présentée ici) montre que la position des volets est reproductible, avec une précision de l'ordre de 0,1 mm. Cette dispersion apparente résulte donc principalement de la sensibilité de la méthode de détection des repères au choix du seuil de binarisation et aux conditions d'éclairage.

En outre, un écart systématique est observé entre la trajectoire angulaire mesurée et la consigne imposée : la position réelle des volets demeure continuellement inférieure à la valeur prescrite (cf. Figure 3.10). Des efforts ont été menés pour réduire l'écart entre la loi de commande et la cinématique mesurée. Toutefois, les possibilités d'optimisation se sont heurtées aux limitations du matériel disponible comme expliqué ci-dessous.

4. Modèle Logitech C270

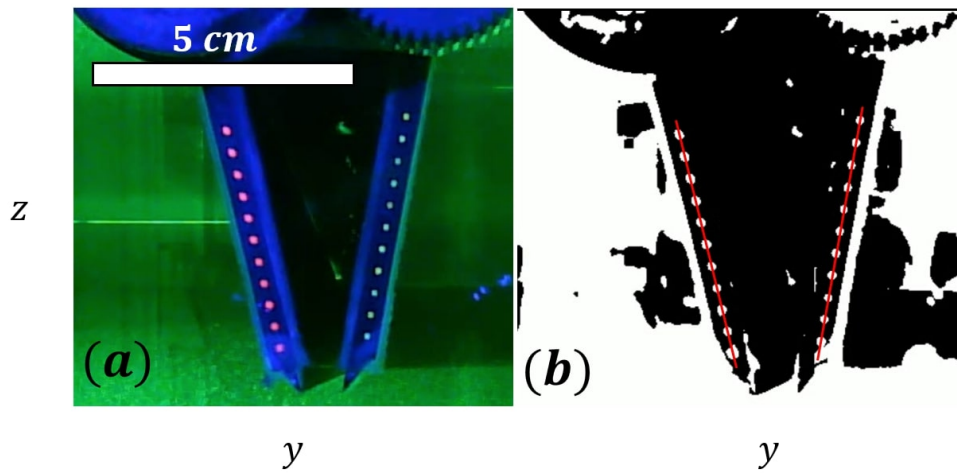


FIGURE 3.9 – Images des volets prises par la webcam (a) brute et (b) après seuillage. Les lignes continues en rouge représentent les segments de droites passant au mieux par les centres des repères au sens des moindres carrés.

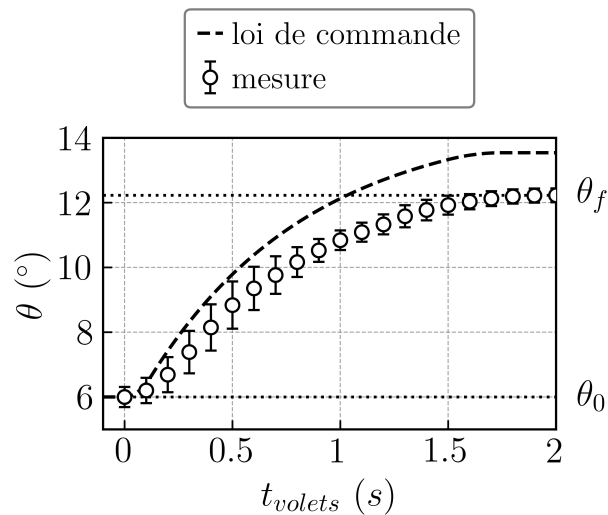


FIGURE 3.10 – Position angulaire des volets $\theta(t)$ prescrite par la loi de commande et valeurs mesurées expérimentalement. Les barres d'erreurs associées aux mesures sont calculées à partir de l'écart type sur 10 réalisations. Les angles $\theta_0 = 6^\circ$ et $\theta_f = 12.2^\circ$ correspondent respectivement aux positions angulaires initiale et finale des volets.

L'écart ne provient pas des limitations dynamiques du moteur, qui reste en théorie capable de suivre des variations de consigne bien plus rapides, mais s'explique par la latence introduite par le système de commande. Plus précisément, l'interface de contrôle repose sur un script *LabVIEW RT*, qui communique avec le contrôleur moteur via le protocole industriel *CANopen*. Bien que ce système permette un fonctionnement en temps réel, il est ici exécuté sur un ordinateur standard dont les performances sont limitées, en particulier en ce qui concerne la fréquence d'envoi des consignes. Dans la configuration utilisée, cette fréquence est plafonnée à 10 Hz. Cette cadence est très inférieure à la résolution angulaire théorique du système, qui permettrait de traiter jusqu'à 4500 points codeur, correspondant à une fréquence équivalente de l'ordre de 2000 Hz.

Toutefois, cet écart entre la consigne et la trajectoire effectivement suivie par les volets ne remet pas en cause la validité de notre étude. L'objectif n'est pas de reproduire fidèlement une trajectoire théorique, mais de générer des tourbillons dont les caractéristiques soient compatibles avec les conditions visées, et qui soient reproductibles d'une réalisation à l'autre. Cette reproductibilité est bien vérifiée, comme nous le verrons dans la section consacrée à la caractérisation du dipôle (Section 3.5).

3.3 Méthodes de diagnostic de l'écoulement

Cette section présente les différentes méthodes mises en œuvre pour caractériser l'écoulement, selon deux configurations complémentaires : d'une part, dans des plans perpendiculaires à l'axe des tourbillons, d'autre part dans des plans parallèles à cet axe.

3.3.1 Mesures dans des plans perpendiculaires à l'axe des tourbillons

3.3.1.1 Velocimétrie par image de particules (PIV)

Des mesures de PIV plan ont été réalisées dans des plans (yz) perpendiculaires à l'axe des tourbillons. Elles permettent d'accéder aux deux composantes de la vitesse v et w dans le plan d'acquisition, avec pour objectif de caractériser la structure des cœurs tourbillonnaires. L'ensemble du dispositif expérimental - caméras, systèmes laser et chaînes d'acquisition - a été dupliqué, de manière à autoriser des mesures simultanées dans deux plans transverses distincts, comme représenté sur le schéma de la Figure 3.11(a).

La cuve estensemencée avec des particules d'un diamètre moyen de $d_p = 10 \mu\text{m}$ et de densité $\rho_p = 1,4 \text{ cm/m}^3$ ⁵. Avant l'ensemencement, le fluide est filtré pendant 24 heures à l'aide d'un système de pompe faisant circuler l'eau en circuit fermé à travers une cartouche filtrante⁶. Ce système permet de prévenir la précipitation de calcaire dans la cuve, laquelle réduit fortement le contraste entre le fond et les images des particules. L'éclairage des particules est assuré par deux lasers Nd :YAG 532 nm à double impulsion, capables de délivrer jusqu'à 200 mJ par impulsion et réglées à 50% de leur puissance maximale. Chaque laser est couplé à un système optique de mise en forme du faisceau, composé d'une série de lentilles, permettant de générer des nappes laser d'extension verticale d'environ 40 cm. Cela permet de couvrir l'ensemble de la zone de mesure située sous les volets. L'épaisseur des nappes est de l'ordre du millimètre. Les paires d'images sont acquises à l'aide de caméras équipées de capteurs sCMOS de 4 Mpx⁷, associées à des objectifs de

5. Modèle *S-HGS* (Dantec), avec une distribution de taille de 2 à 20 μm .

6. Cartouche à cristaux de silicophosphates (Aquawater)

7. Modèle *Imager sCMOS* (LaVision)

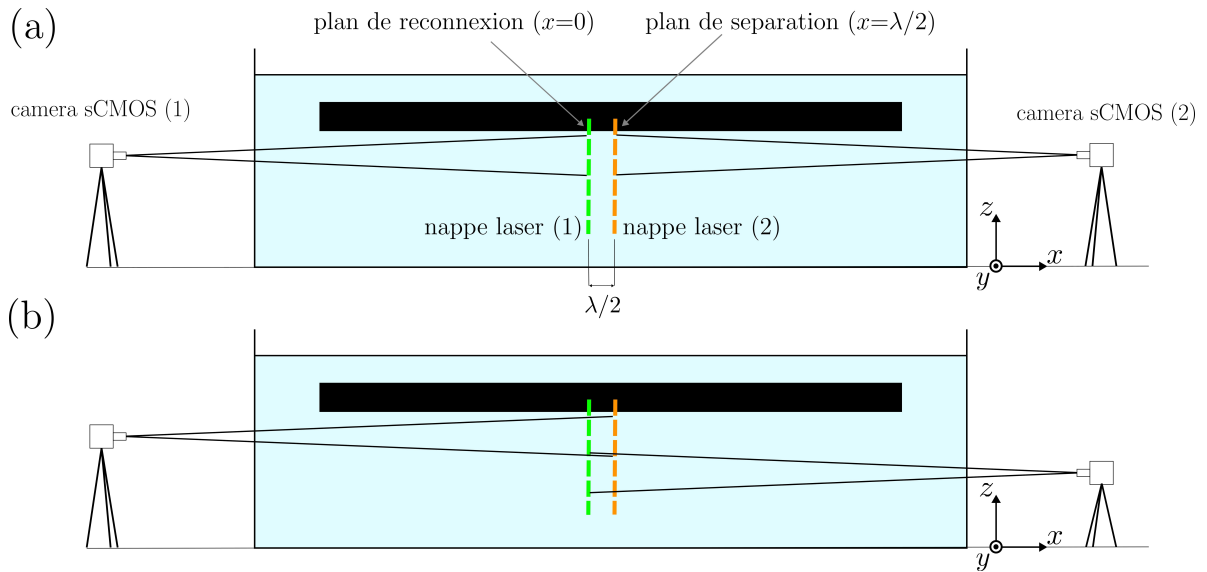


FIGURE 3.11 – Schéma de la configuration de mesures transverses (configuration \perp). (a) Système de mesure PIV et (b) système de visualisation par colorant.

longueur focale fixe de 200 mm⁸, réglés à une ouverture constante $f\#$ de 8. Le champ de vue typique est de $11 \times 13 \text{ cm}^2$, ce qui permet d'atteindre une résolution spatiale de l'ordre de 20 px/mm.

Le système permet d'acquérir des images de particules avec un éclairage homogène sur l'ensemble du champ, telles que celle présentée en figure 3.13(a). Le champ de vitesses est reconstruit à partir de ces images à l'aide de l'algorithme FOLKI (CHAMPAGNAT *et al.* 2011), selon la méthode décrite au Chapitre 2. Le traitement est effectué à l'aide de fenêtres d'interrogation de $31 \times 31 \text{ px}^2$, ce qui correspond à une résolution physique d'environ 1,5 mm entre deux vecteurs. Typiquement, cette résolution permet de discrétiser le cœur d'un tourbillon par une dizaine de vecteurs. Les acquisitions sont réalisées à une fréquence d'échantillonnage $f_e = 10 \text{ Hz}$, avec un intervalle de 6,5 ms entre les deux images constituant chaque paire. Ce dispositif permet de suivre la descente du dipôle pendant environ 10 s, soit l'enregistrement d'une centaine de paires d'images par expérience, avec le centre du champ PIV situé 6,5 cm sous les volets (à l'altitude $z_{volets} \approx -6,5 \text{ cm}$). Comme le dipôle sort du champ de vision au cours de sa descente, une seconde série d'acquisitions est réalisée, les caméras sCMOS (1) et (2) étant translatées de 12 cm vers le bas, à l'altitude $z_{volets} \approx -18,5 \text{ cm}$, afin de suivre la dynamique du dipôle jusqu'à la fin du processus de reconnexion. La Figure 3.12 illustre la taille et la position des champs PIV, représentés par des lignes pointillées bleues. Chaque acquisition couvre une zone de $13 \times 11 \text{ cm}^2$. En juxtaposant les deux positions successives des caméras, la surface totale explorée atteint environ $25 \times 11 \text{ cm}^2$, ce qui permet de suivre le dipôle sur une portion plus étendue de sa trajectoire.

Afin de convertir les vitesses mesurées depuis les images en unités physiques, et de repositionner celles-ci dans un repère fixe attaché à la cuve, une mire de calibration est placée dans le champ de vue au début et à la fin de chaque journée d'expériences. Les images de cette mire permettent de déterminer un facteur d'échelle entre les dimensions en pixels et les dimensions réelles. Aucune correction géométrique n'est appliquée ici aux images, les distorsions optiques étant jugées négligeables. En effet, l'angle de prise de vue étant très faible (environ $3,5^\circ$), l'application du modèle de projection par sténopé - ou

8. Modèle *Nikkor AF-D 200mm f/4.0 IF-ED Micro* (Nikon)

pinhole model (HATA *et al.* 2020) - permet d'estimer une distorsion géométrique relative maximale sur les bords de l'image de seulement 0,03 %. Cette valeur faible de distorsion justifie l'hypothèse d'une projection quasi-linéaire sur le capteur. Ainsi, la conversion des champs de vitesse s'effectue donc simplement à l'aide de ce facteur, passant des vitesses en pixels par seconde à des vitesses en mètres par seconde.

Pour les cas où le fluide est stratifié en densité, une méthode de correction d'indice expliquée Section 3.6.3 est appliquée afin de limiter les effets de distorsions optiques induites par les variations locales d'indice optique au sein du fluide.

3.3.1.2 Visualisations

En complément des mesures PIV, des visualisations par colorant ont été réalisées. Contrairement à cette dernière, la visualisation ne permet pas d'accéder au champ de vitesses, mais elle présente d'autres avantages.

Les visualisations permettent de couvrir l'ensemble de la zone explorée en une seule acquisition, contrairement à la PIV. Cette différence provient de la configuration des caméras, schématisée en Figure 3.11(b) : la caméra (1) est placée plus haut pour capter le début de la trajectoire du dipôle, tandis que la caméra (2), décalée verticalement d'environ 11 cm, enregistre la suite de son évolution. À l'inverse, la PIV nécessite deux acquisitions successives avec translation des caméras (Figure 3.11(a)). La Figure 3.12 illustre la taille et la position des champs de vue des visualisations, représentés par des lignes continues magenta. Au-delà de cet avantage en termes de couverture de champs, les visualisations présentent également des atouts pratiques. Elles ne requièrent pas de correction d'indice

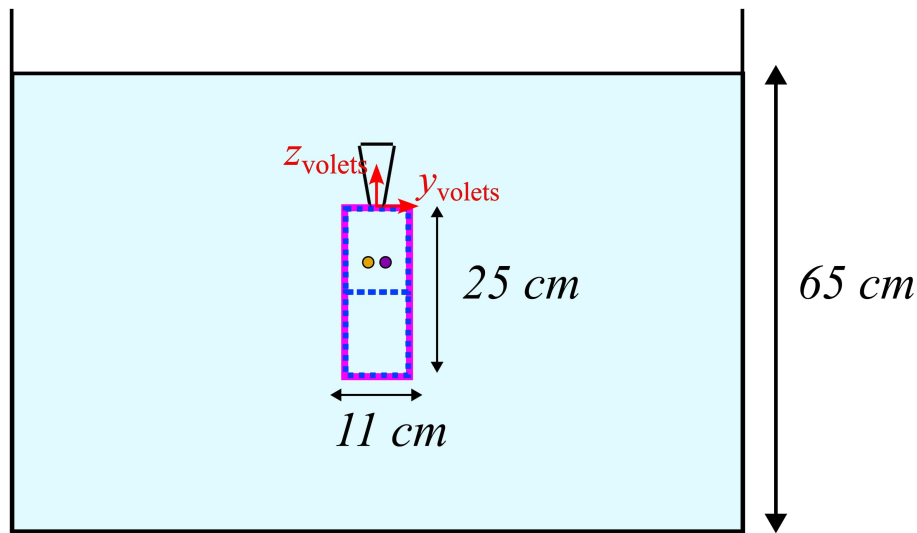


FIGURE 3.12 – Dimensions des champs de mesure. Les champs PIV, représentés par des lignes pointillées bleues, sont obtenus en deux acquisitions différentes (configuration de la Figure 3.11(a)), tandis que les visualisations, représentées par des lignes continues magentas, sont obtenues en une seule acquisition (configuration de la Figure 3.11(b)).

optique en présence de stratification, opération complexe et coûteuse, comme discuté en Section 3.6.3. En outre, elles permettent de s'affranchir de l'étape préalable de filtration de l'eau, habituellement nécessaire pour limiter la précipitation calcaire. Bien que qualitatives, elles fournissent enfin des informations précieuses sur la structure de l'écoulement, en particulier sur l'enroulement de la vorticité et la localisation des centres

tourbillonnaires.

Hormis le positionnement des caméras, le fonctionnement du système est très proche de celui décrit pour la PIV. Le dispositif d'illumination, l'imagerie et la méthode de calibration employés pour les visualisations par colorant sont identiques à ceux utilisés pour les mesures PIV. En pratique, la technique consiste à recouvrir les surfaces internes des volets avec un mélange composé d'eau, de peinture acrylique blanche et d'un traceur coloré (fluorescéine ou rhodamine B)⁹.

Une fois le mélange d'eau, de peinture et de colorant sec, une fine couche de laque pour cheveux est appliquée afin de limiter le décollement du revêtement lors des expériences, permettant ainsi de répéter plusieurs essais avant de devoir repeindre les volets. Ces derniers sont ensuite immergés lentement dans la cuve jusqu'à atteindre la position désirée. Lors de leur fermeture, une partie du colorant adhérant à la surface des volets est entraînée par les tourbillons en formation, puis piégée au sein de ces derniers. Dans les expériences, afin d'éviter de surcharger trop rapidement l'eau de la cuve en colorant, le mélange n'est appliqué que localement, aux positions longitudinales correspondant aux plans de mesure, et non sur toute la longueur des volets.

Un exemple d'image obtenue avec cette installation est présentée en Figure 3.13.(b). Cette image a été capturée en fin de journée, alors qu'il ne restait qu'une faible quantité de colorant sur les volets. Malgré cela, le centre des tourbillons ainsi que la taille caractéristique de l'ovale de Kelvin demeurent clairement visibles. Une fois les visualisations terminées, les volets sont nettoyés afin d'éliminer les résidus du mélange acrylique et du colorant. Malgré ce nettoyage, l'image PIV présentée en Figure 3.13(a) révèle une légère trace résiduelle de colorant. Ce résidu provient de la difficulté à éliminer complètement le colorant infiltré dans les interstices situés entre les ondulations sinusoïdales en plastique et la surface des volets, rendant cette opération particulièrement chronophage. Néanmoins, lorsque de tels résidus subsistent, leur quantité demeure très faible, et aucun impact mesurable sur la qualité de la reconstruction des champs de vitesses n'a été observé.

3.3.1.3 Mesure dans deux plans espacés d'une demi-longueur d'onde

Tant dans le cadre de la PIV que des visualisations par colorant, nous avons vu que les images sont acquises dans deux plans distincts, tous les deux perpendiculaires à l'axe des tourbillons. Cette configuration permet d'imager simultanément la crête et le creux des tourbillons, déformés sous l'effet de l'instabilité de Crow, tel que schématisé en Figure 3.14. Le plan situé à $x = 0$, où les tourbillons se rapprochent localement, est désigné dans la suite de cette thèse comme le *plan de reconnexion*. À l'inverse, le plan situé à $x = \lambda/2$, où les tourbillons s'éloignent localement, est désigné comme le *plan de séparation*. Afin d'éviter une illumination simultanée des particules ou du colorant dans les deux plans, les deux chaînes d'acquisition sont pilotées avec un léger décalage temporel : un délai de 0,02 s est introduit entre la double impulsion du laser (1) et celle du laser (2).

Les informations issues de chaque plan de mesure peuvent être analysées séparément, comme illustré en Figures 3.15(a) et (b). Il est également possible de combiner ces deux champs pour obtenir une représentation composite du système tourbillonnaire, comme montré en Figure 3.15(c). Cette superposition permet d'analyser la déformation longitudinale des tourbillons par rapport à leur axe moyen, notamment en mesurant des grandeurs caractéristiques telles que l'angle de Crow, noté β , ou l'amplitude de l'oscillation d'un

9. Proportions typiques du mélange : 10g d'eau, 30g de peinture acrylique, 2g de fluorescéine ou 0,2 g de rhodamine B

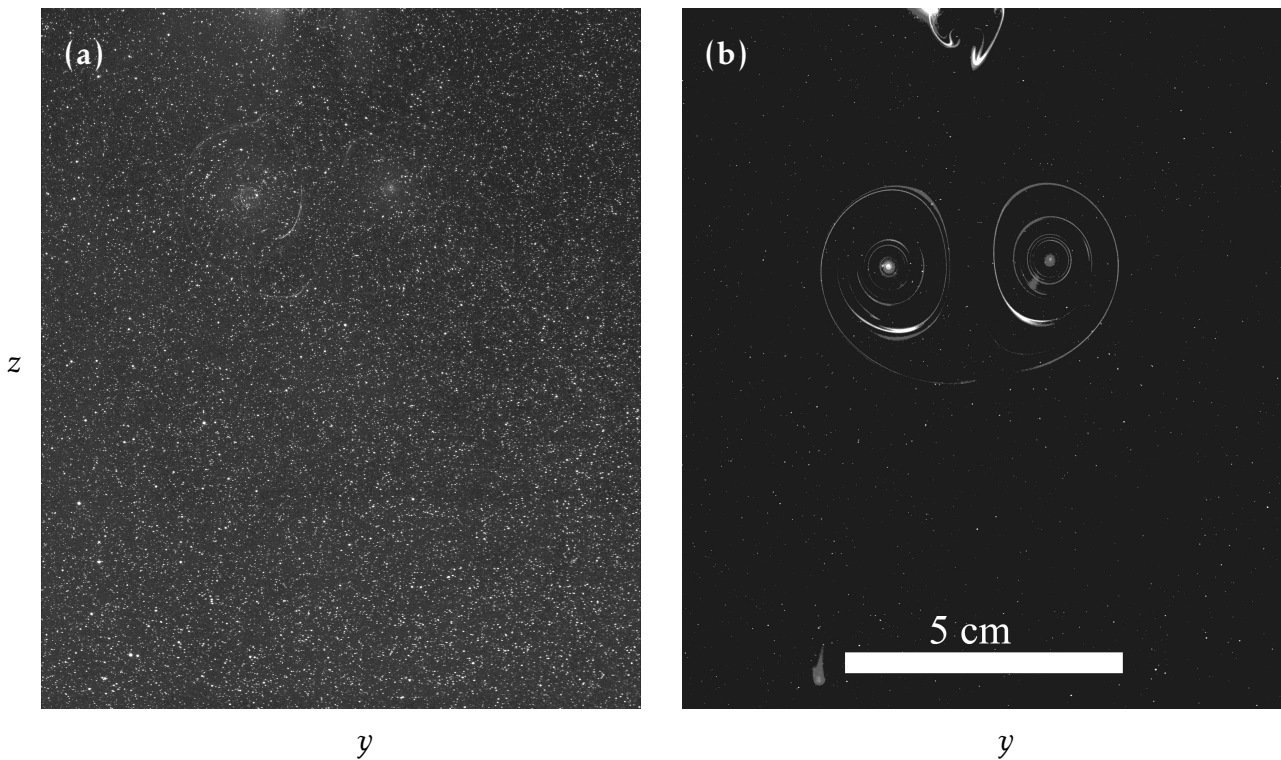


FIGURE 3.13 – Exemples d’images obtenues par les deux méthodes : (a) image des particules utilisée pour les mesures PIV et (b) visualisation par colorant en fin de journée, lorsque très peu de colorant subsiste sur les volets (le centre des tourbillons reste clairement identifiable).

tourbillon, notée d . Les deux images utilisées dans la représentation composite de la Figure 3.15(c) sont acquises par une même caméra, grâce à l’illumination de deux plans distincts par deux nappes laser différentes, avec un léger décalage temporel d’environ 0,02 ms entre les acquisitions tel qu’établi précédemment. Durant cet intervalle, le dipôle ne se déplace que d’environ 0,2 mm. Ce décalage, bien que négligeable devant la vitesse de descente typique du dipôle (de l’ordre de 10 mm/s), est corrigé lors de l’analyse des trajectoires par interpolation linéaire sur une base de temps commune. Aussi, les deux plans de mesure sont séparés de 9 cm selon l’axe x , ce qui induit une légère différence d’échelle spatiale entre les images : le grossissement varie d’environ 2% entre le plan de reconnexion et celui de séparation. Lors de l’évaluation de l’amplitude de l’oscillation de l’instabilité de Crow, caractérisée par la distance d , cette variation de grossissement n’est pas corrigée ; un grossissement moyen est considéré pour la détermination de d .

3.3.2 Visualisations dans des plans parallèles aux axes des tourbillons

En complément des visualisations et des champs de vitesses dans les plans transverses décrits ci-dessus, des visualisations ont été réalisées dans des plans parallèles à l’axe des tourbillons. Pour ces visualisations, le mélange colorant est appliqué sur toute la longueur des deux volets, permettant d’ensemencer l’ensemble du système tourbillonnaire. Dans cette configuration, l’émission de fluorescéine est excitée à l’aide de deux panneaux LED UV de 100 W, disposés de manière à assurer un éclairage homogène sur toute la zone observée. L’imagerie est réalisée à l’aide d’une caméra de marque Sony (modèle

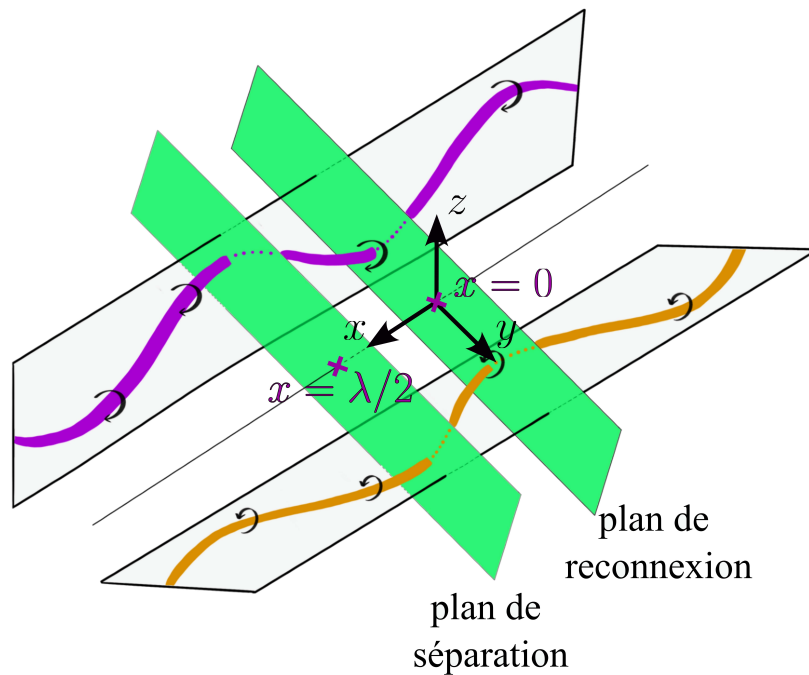


FIGURE 3.14 – Schéma des deux plans d’observation perpendiculaires à l’axe des tourbillons : plan de reconnexion ($x = 0$) et plan de séparation ($x = \lambda/2$).

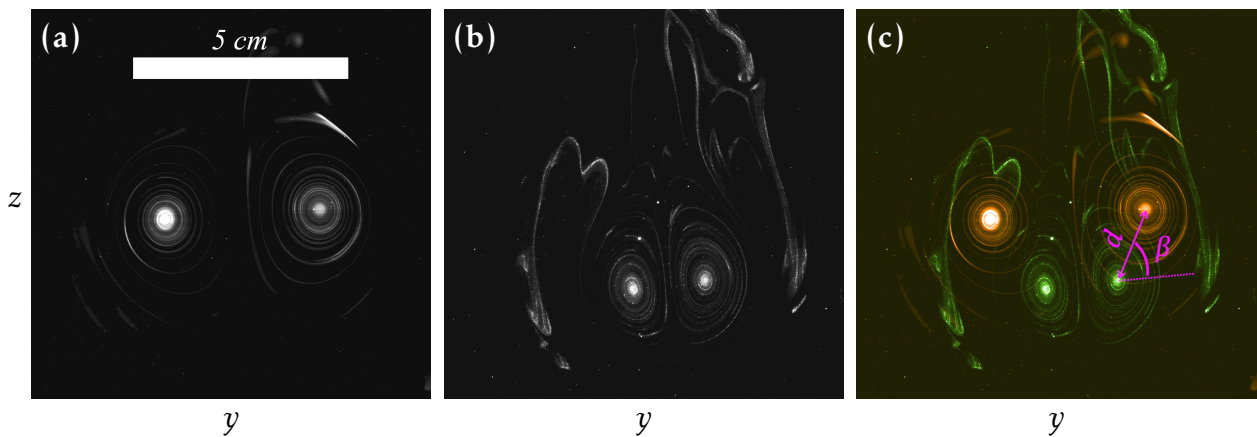


FIGURE 3.15 – Exemple d’imagerie bi-plan réalisée à l’aide d’un dispositif à double laser synchronisé. Les images (a) et (b) sont acquises quasi simultanément dans deux plans distincts, respectivement associés aux zones de reconnexion et de séparation. L’image (c) présente une superposition composite des deux vues, avec un codage en fausses couleurs pour en améliorer la lisibilité. La distance notée d correspond à l’amplitude de l’oscillation induite par l’instabilité de Crow, tandis que l’angle β représente l’angle caractéristique de cette instabilité.

ILCE-7RM3) équipée d'un capteur CMOS et d'un objectif de focale fixe de 200 mm. La Figure 3.16 montre une photographie d'un dépôt de colorant sur l'ensemble de la longueur des volets. Sous éclairage ultraviolet, la fluorescéine émet une fluorescence verte.

Un miroir de 1 mètre de long et de 0,3 mètre de large est placé au fond de la cuve, incliné à 45° comme schématisé en Figure 3.17. La caméra permet de visualiser simultanément deux plans orthogonaux : le plan vertical (Oxz) en vision directe, et le plan horizontal (Oxy) via le reflet dans le miroir. Ce miroir n'est utilisé que pour ce type de visualisations (configuration \parallel) et est systématiquement retiré pour les autres moyens de diagnostic de l'écoulement (configuration \perp). Son influence sur l'écoulement a été évaluée expérimentalement, et aucun effet notable n'a été observé dans le domaine de mesure, comme discuté en Section 3.19.

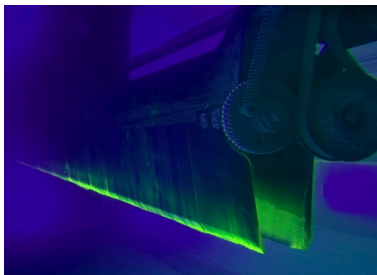


FIGURE 3.16 – Photographie des volets sous lumière UV, immergés dans l'eau.

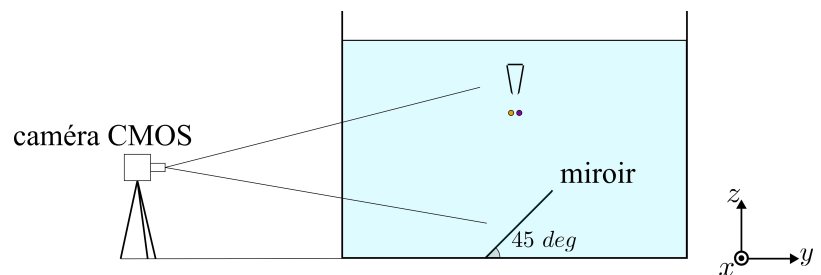


FIGURE 3.17 – Schéma de la configuration de mesure longitudinale (configuration \parallel). Une seule caméra filme à la fois l'image directe des tourbillons ainsi que le reflet dans le miroir.

Afin de suivre au mieux l'évolution des structures tourbillonnaires, il est essentiel que les images des filaments de colorant matérialisant les axes des tourbillons soient nettes, avec un contraste suffisant vis-à-vis du fond pour permettre une identification claire, au moins à l'œil nu. Pour atteindre cette qualité de visualisation, plusieurs précautions ont été prises lors de la préparation et de l'application du colorant :

- La quantité de peinture déposée sur les volets a été volontairement réduite, en limitant l'application à leurs extrémités. Celle-ci a été réalisée à l'aide d'un rouleau de peinture, que l'on vient faire rouler sur toute la longueur des volets.
- Les volets sont immergés très lentement dans la cuve afin d'éviter qu'un excès de colorant ne se détache brutalement et ne vienne contaminer prématurément la cuve, ce qui réduit fortement le contraste entre les tourbillons et le fond, comme illustré en Figure 3.18(a).
- La poudre de fluorescéine est finement broyée puis tamisée avant d'être incorporée au mélange d'eau et de peinture acrylique, afin de limiter la présence de grains grossiers susceptibles de se détacher, puis de décanter rapidement dans la cuve. La Figure 3.18(b) illustre un exemple typique de décantation observée lorsque cette précaution n'est pas prise.
- Une première immersion partielle des extrémités des volets est effectuée dans une couche superficielle de la cuve (à environ 1 cm de profondeur), afin d'évacuer l'excès de colorant. Les volets sont ensuite retirés lentement, puis ré-immersés jusqu'à la profondeur de travail.

Une fois l'ensemble de ces précautions mises en œuvre, la qualité des visualisations s'en trouve nettement améliorée. Un exemple est présenté en Figure 3.18(c), où les structures tourbillonnaires apparaissent clairement au cours de leur descente. Avec cette méthode de visualisation, on obtient un rendu comparable à celui rapporté dans la littérature expérimentale sur les écoulements dipolaires colorés (cf. Figure 1.7a(a)).

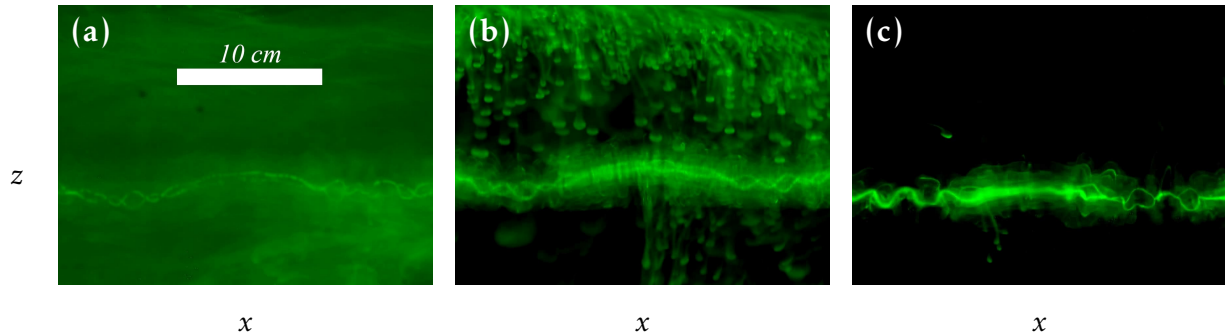


FIGURE 3.18 – Amélioration progressive de la technique de visualisation au fil des essais. Les images (a), (b) et (c) correspondent à trois itérations successives d'une même configuration expérimentale (perturbation A_1) au même instant $t_{volets} = 5$ s. On observe une amélioration nette de la qualité des visualisations entre les essais (a) et (c). Dans le cas (a), la quantité de peinture déposée sur les volets est excessive ; dans le cas (b), les grains de fluorescéine n'ont pas été correctement broyés ni tamisés ; enfin, dans le cas (c), l'ensemble des précautions décrites dans le protocole du paragraphe ci-dessus a été respecté.

3.4 Évaluation des effets de bord sur la dynamique tourbillonnaire

Cette section vise à vérifier que les différentes conditions aux limites n'affectent que marginalement la dynamique étudiée. Deux effets sont considérés séparément : d'une part, ceux liés à la longueur finie des volets ; d'autre part, ceux induits par la profondeur limitée de la cuve.

3.4.1 Effets des extrémités des volets

Il existe un premier effet de bord lié au fait que le système n'est pas infiniment long selon la direction x . En effet, les tourbillons sont progressivement détruits depuis les extrémités des volets, et cette perturbation se propage vers la région centrale. Il est donc important de s'assurer que cet effet n'affecte pas notre étude.

Une stratégie parfois employée pour limiter les effets de bord consiste à ajouter des plaques d'extrémité aux volets (LEWEKE & WILLIAMSON 1998). Sans plaques, une partie du fluide s'échappe latéralement, ce qui réduit la circulation générée aux extrémités et conduit à une déstructuration progressive des tourbillons par les bords. Avec des plaques aux extrémités bien dimensionnées (pas trop grandes, limitées à la hauteur des volets), il est possible de limiter cette perte de circulation et d'augmenter ainsi la longueur exploitable du dipôle. Cette approche n'a cependant pas été retenue dans la présente étude. Nous avons préféré prolonger les volets sur une longueur totale de 2 m, de manière à isoler une portion centrale du dipôle non affectée par les effets de bord, comme illustré en Figure 3.19.

Cette la Figure 3.19 présente l'évolution temporelle des structures tourbillonnaires. Il est possible d'y observer une diffusion progressive du colorant au niveau des extrémités des volets, traduisant une destruction locale des tourbillons. Ce phénomène se propage ensuite vers la région centrale au cours du temps, réduisant progressivement l'étendue de la zone effectivement préservée de ces effets de bord. La région centrale du dipôle ne montre aucune contamination visible par ces effets de bord aux temps courts. On constate qu'à partir de 12 secondes suivant le début du mouvement des volets, la reconnexion a eu lieu et les anneaux sont formés. On observe également qu'au moins cinq anneaux ne semblent pas affectés par ces effets de bord. Comme nos mesures PIV et nos visualisations par colorant se concentrent sur un laps de temps inférieur à 30s et sur la région centrale des volets, sur une extension d'une demi-longueur d'onde seulement, on peut être assuré que cette destruction progressive des tourbillons n'affecte pas la dynamique des tourbillons à l'endroit de nos mesures.

3.4.2 Influence du miroir de fond et de la profondeur d'immersion des volets

Idéalement, les conditions expérimentales devraient rester identiques quelle que soit la méthode de mesure utilisée - qu'il s'agisse des diagnostics centrés sur des plans de coupe perpendiculaires aux tourbillons (configuration \perp) ou des visualisations globales réalisées dans des plans parallèles à l'axe des structures (configuration \parallel), et ce, indépendamment du milieu, qu'il soit stratifié ou non. En pratique, certaines adaptations s'avèrent toutefois nécessaires.

Une première différence concerne la présence ou non d'un miroir au fond de la cuve. Dans le cas des mesures transverses (configuration \perp), aucun miroir n'est requis. En revanche, pour les visualisations longitudinales (configuration \parallel), un miroir est placé au fond de la cuve afin de permettre une observation complète du plan vertical contenant l'axe des tourbillons.

Une seconde différence provient de la nature du milieu : stratifié ou non stratifié. Sans stratification, les volets peuvent être immergés à faible profondeur (typiquement 4 cm sous la surface libre), ce qui offre une plus grande plage d'observation avant que les tourbillons n'interagissent avec le fond de la cuve ou avec le miroir. À l'inverse, dans un milieu stratifié - comme détaillé en Section 3.6 - les volets doivent être immergés plus profondément (environ 13 cm sous la surface libre) afin de s'assurer que les structures tourbillonnaires se développent dans une zone où la stratification verticale est linéaire. En effet, des effets de bord non négligeables apparaissent généralement à proximité de la surface libre et du fond de la cuve, ce qui justifie cet ajustement.

La Figure 3.20 résume les différentes configurations expérimentales envisagées : (a) volets en position haute, sans miroir ; (b) volets en position haute, avec miroir ; (c) volets en position basse, sans miroir ; (d) volets en position basse, avec miroir. Pour chacune de ces configurations, des visualisations par colorant ont été réalisées dans un plan perpendiculaire à l'axe des tourbillons, sans stratification, afin d'évaluer l'influence des différences géométriques - en particulier la position verticale des volets et la présence éventuelle d'un miroir - sur la dynamique du dipôle.

Dans les quatre cas étudiés, l'évolution temporelle des différentes grandeurs caractéristiques du dipôle, présentée dans la Figure 3.21, apparaît très similaire. Toutes les quantités sont normalisées par b_0 , défini comme l'espacement entre les deux tourbillons une fois leur formation achevée, soit quelques secondes après leur génération. La méthode

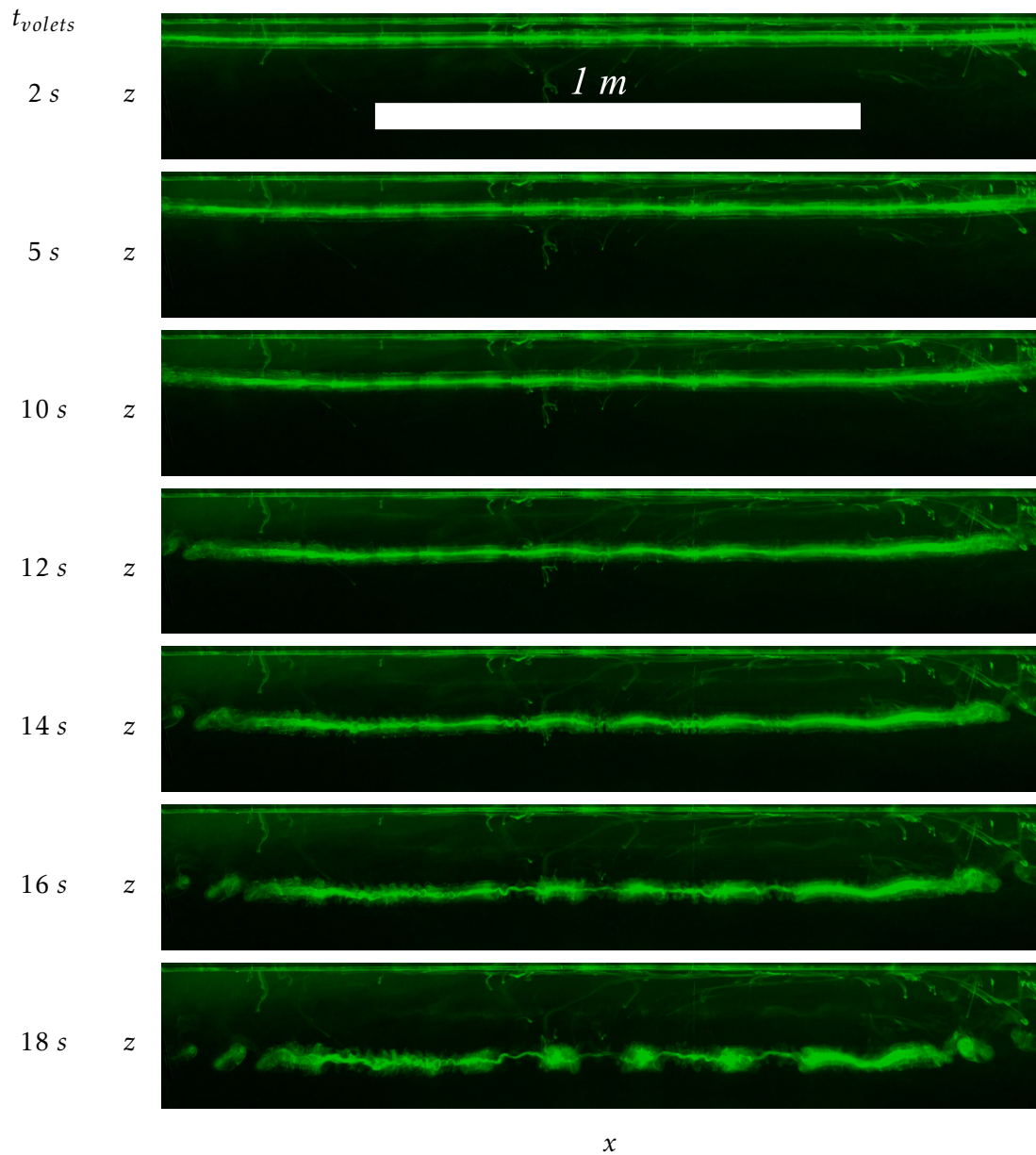


FIGURE 3.19 – Visualisation de la propagation des effets de bord au cours du temps depuis les extrémités des volets. La base des volets, hors champ, est alignée en haut des images. La largeur totale des images représentée correspond à la longueur complète des volets dans la direction x , soit 2 m. À partir de ces visualisations, on peut aussi tenter d’extraire une vitesse de propagation de la destruction des tourbillons sur les bords. On mesure une vitesse de 1.0 ± 0.5 cm/s, du même ordre de grandeur que la vitesse azimutale maximale d’un tourbillon u_{θ}^* .

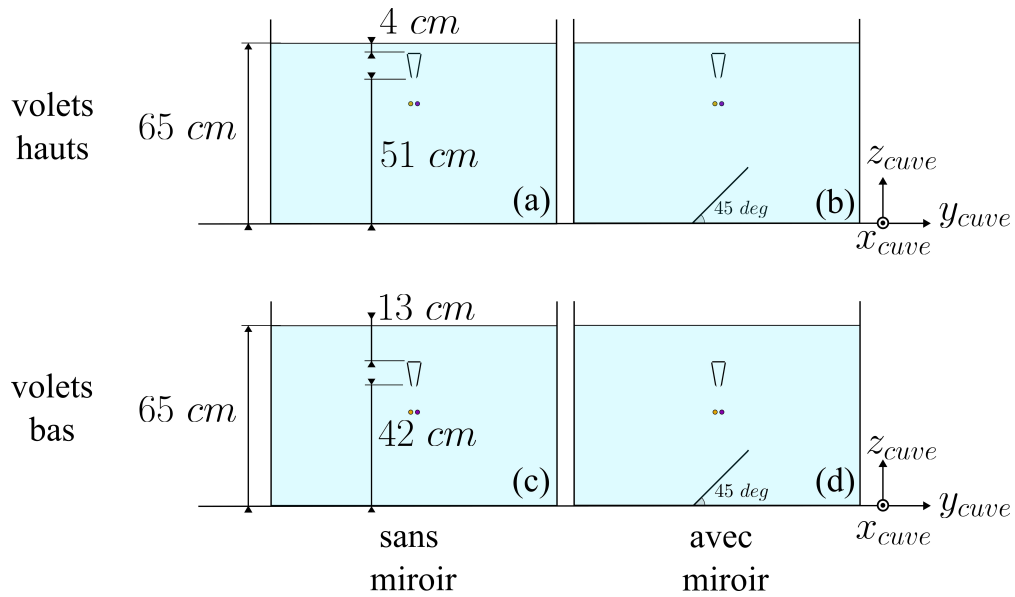


FIGURE 3.20 – Schéma des différentes configurations expérimentales (a) volets en position haute, sans miroir ; (b) volets en position haute, avec miroir ; (c) volets en position basse, sans miroir ; (d) volets en position basse, avec miroir.

d'estimation de ces différentes grandeurs, ainsi que la définition précise de l'instant de formation du dipôle, sont détaillées en Section 3.5.

Qu'il s'agisse de l'altitude moyenne (Figure 3.21(a)), de la déviation latérale (Figure 3.21(b)) ou de l'espacement entre les deux tourbillons (Figure 3.21(c)), les courbes issues des différentes configurations se superposent. Plus précisément, aux temps faibles, où les instabilités tridimensionnelles restent encore peu développées ($t_{\text{volets}} < 10$ s), les variations relatives maximales entre les configurations sont de l'ordre de 5 % pour l'altitude, 7 % pour la déviation latérale, et 3 % pour l'espacement entre tourbillons. Même dans la configuration la plus défavorable - *volets bas / avec miroir* - où les tourbillons sont potentiellement les plus sensibles à la proximité du fond ou du miroir, aucune déviation notable n'est observée par rapport à la configuration de référence - *volets hauts / sans miroir*.

Il convient également de souligner que les données présentées ici correspondent pour chaque cas à une unique réalisation expérimentale. Les écarts observés entre configurations restent très inférieurs à la variabilité mesurée entre plusieurs répétitions d'une même configuration (*cf.* Tableau A.1) et ne peuvent donc être attribués uniquement à des différences de géométrie entre les configurations.

En ce qui concerne la déviation latérale du dipôle (Figure 3.21(b)) où on observe une déviation vers $y > 0$, il faut noter que, selon les jours et les essais, des déviations inverses ($y < 0$) ou des trajectoires quasi rectilignes peuvent également être observées. Cette variabilité aléatoire et de faible amplitude confirme qu'aucun biais géométrique systématique n'est présent. Enfin, pour des temps plus longs ($t_{\text{volets}} > 10$ s), des déviations plus marquées peuvent apparaître, comme observé dans la configuration *volets hauts / avec miroir*. Ce phénomène s'interprète naturellement comme la conséquence du développement d'instabilités coopératives, susceptibles d'induire localement des déviations importantes, selon la manière dont elles se manifestent dans chaque réalisation.

On peut ainsi conclure que ni la présence du miroir, ni la position verticale des volets ne modifient significativement les grandeurs dynamiques étudiées. Il est donc légitime de comparer les résultats obtenus dans les différentes configurations, sans qu'il soit nécessaire

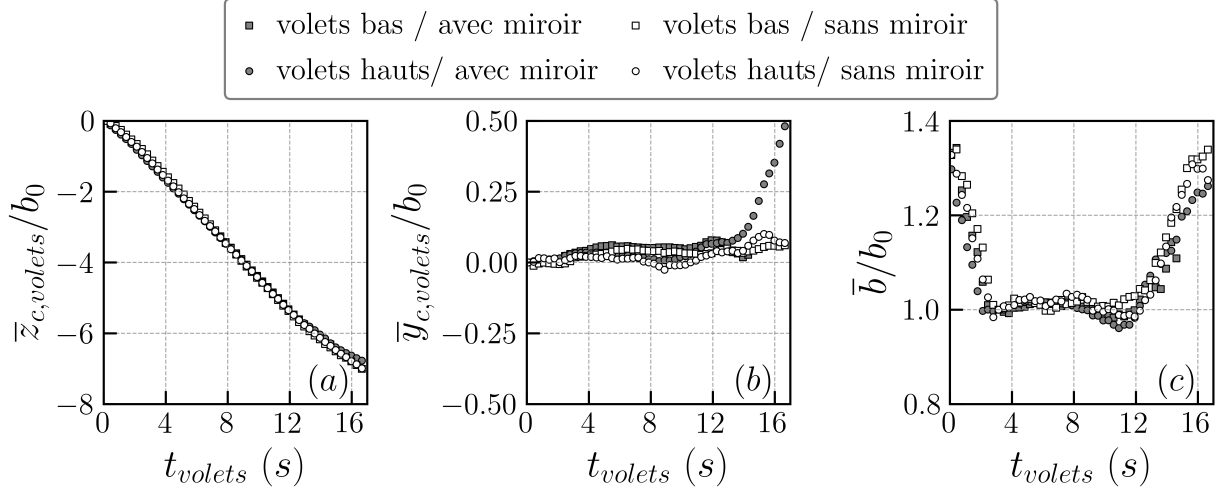


FIGURE 3.21 – Évolution temporelle de différentes grandeurs caractéristiques de la dynamique des tourbillons générés dans un fluide en l’absence de stratification, pour la perturbation A_1 dans les quatre configurations expérimentales schématisées en Figure 3.20. (a) $\bar{z}_{c,volets}$: altitude moyenne du centre du dipôle ; (b) $\bar{y}_{c,volets}$: déviation latérale moyenne du centre du dipôle ; (c) \bar{b} : espacement moyen entre les deux tourbillons du dipôle.

d’appliquer de correction liée à la géométrie.

En résumé, les différentes sources de perturbation liées à la géométrie du montage - qu’il s’agisse des extrémités des volets ou des parois de la cuve - n’affectent pas significativement la dynamique tourbillonnaire au sein de la zone de mesure.

3.5 Caractérisation des tourbillons

Grâce aux méthodes de métrologie développées et validées dans les sections précédentes, il est désormais possible de déterminer les principales caractéristiques des tourbillons générés.

3.5.1 Méthodologie

Les champs de vitesse issus de la PIV et les visualisations par colorant permettent d’extraire plusieurs grandeurs primaires caractérisant le dipôle. D’une part, la position instantanée des centres tourbillonnaires est déterminée dans les plans de mesure transverses. D’autre part, les mesures PIV permettent d’accéder à des paramètres décrivant la structure interne des tourbillons, tels que leur rayon et leur circulation.

3.5.1.1 Détermination du centre des tourbillons

Pour les champs de vitesse obtenus par PIV, la vorticité est calculée à l’aide de la méthode intégrale décrite au Chapitre 2 (Section 2.4.2), en utilisant des fenêtres d’intégration de $31 \times 31 \text{ px}^2$ (soit $1,5 \times 1,5 \text{ mm}^2$ dans l’espace physique). Les positions instantanées des centres des deux tourbillons contra-rotatifs sont ensuite déterminées en appliquant la même approche.

Pour chaque champ de vitesse, le centre d'un tourbillon est défini comme le barycentre de la vorticité axiale ω_x comme définie à l'équation (1.2) (page 30). Les positions $\mathbf{x}_{c_+}(t)$ et $\mathbf{x}_{c_-}(t)$ désignent respectivement les centres des tourbillons de circulation positive et négative, c'est-à-dire le tourbillon de droite et celui de gauche. Elles sont calculées dans des sous-domaines circulaires S^\pm de rayon 5 mm, soit une valeur proche du rayon caractéristique des tourbillons ($a_0 \approx 5$ mm), centrés sur les extrema locaux de ω_x . L'analyse est réalisée séparément pour chaque tourbillon, en ne considérant que les valeurs de ω_x tels que $\omega_x > 0$ pour le tourbillon positif et $\omega_x < 0$ pour le tourbillon négatif.

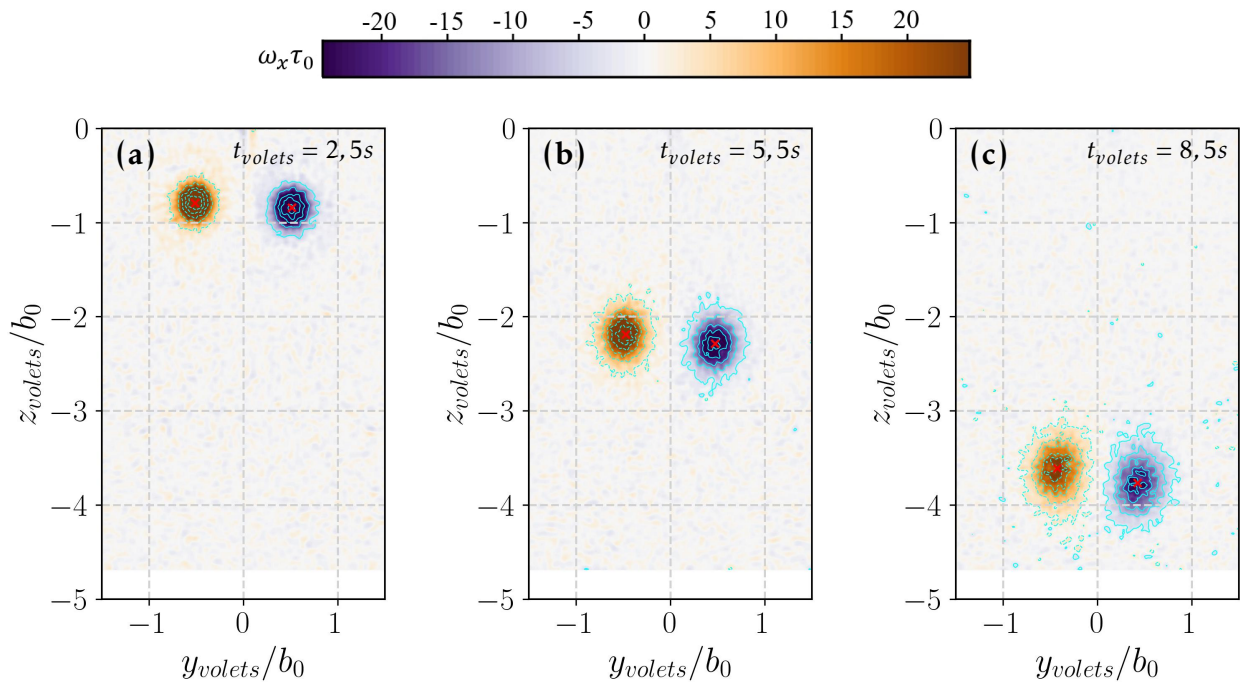


FIGURE 3.22 – Séquence de champs de vorticité axiale ω_x mesuré en l'absence de stratification ($N^* = 0$) dans le plan de reconnexion pour la perturbation A_1 . Les symboles \times indiquent les centres des tourbillons identifiés par le calcul des barycentres de vorticité.

Un exemple de repérage du centre des tourbillons en utilisant cette méthode est illustrée Figure 3.22. Une succession de champs de vorticité axiale, obtenus par PIV, est présentée. Les champs montrent la descente des tourbillons à vitesse quasi constante dans la cuve. Le centre de chaque tourbillon est indiqué par le symbole \times . La méthode permet ainsi de localiser le centre des tourbillons et de suivre leur trajectoire depuis leur formation jusqu'à leur sortie du champ de mesure.

Concernant les visualisations par colorant, les centres tourbillonnaires sont identifiés manuellement. Bien que certaines méthodes automatiques d'analyse d'images se soient révélées très efficaces dans des conditions expérimentales idéales, leur fiabilité demeure fortement dépendante de la distribution initiale du colorant. Or, cette distribution est elle-même sensible aux modalités de dépôt sur les volets, qui restent difficiles à contrôler précisément dans notre dispositif. De plus, au cours d'une journée d'expériences, la quantité de colorant présente sur l'extrémité des volets diminue progressivement d'un essai à l'autre, ce qui affecte la qualité du contraste et renforce l'intérêt d'une détection manuelle, plus robuste dans ce contexte.

Cette méthode manuelle s'avère très fiable aux temps courts, en particulier lors de la formation initiale et de la descente du dipôle, lorsque les centres des tourbillons sont bien individualisés et facilement repérables, comme c'est par exemple le cas sur la Figure 3.15.

En revanche, la localisation des centres tourbillonnaires devient plus incertaine à mesure que l'anneau se développe et que les structures s'écartent localement. La Figure 3.23 illustre cette limitation : à l'instant (a), deux taches lumineuses signalent encore clairement la présence de colorant piégé au niveau des centres tourbillonnaires. À l'instant suivant (b), puis plus nettement encore à l'instant (c), le colorant s'est rapidement dilué, rendant toute localisation précise des centres difficile. Aux instants ultérieurs (non présentés ici), seule subsiste une masse diffuse de colorant en descente, sans structure identifiable et centre tourbillonnaire bien défini.

Des difficultés similaires apparaissent dans le plan de reconnexion (non montrées ici), lorsque les tourbillons interagissent fortement. La proximité des centres et l'apparition d'instabilités elliptiques génèrent des motifs complexes qui obscurcissent significativement leur détection visuelle.

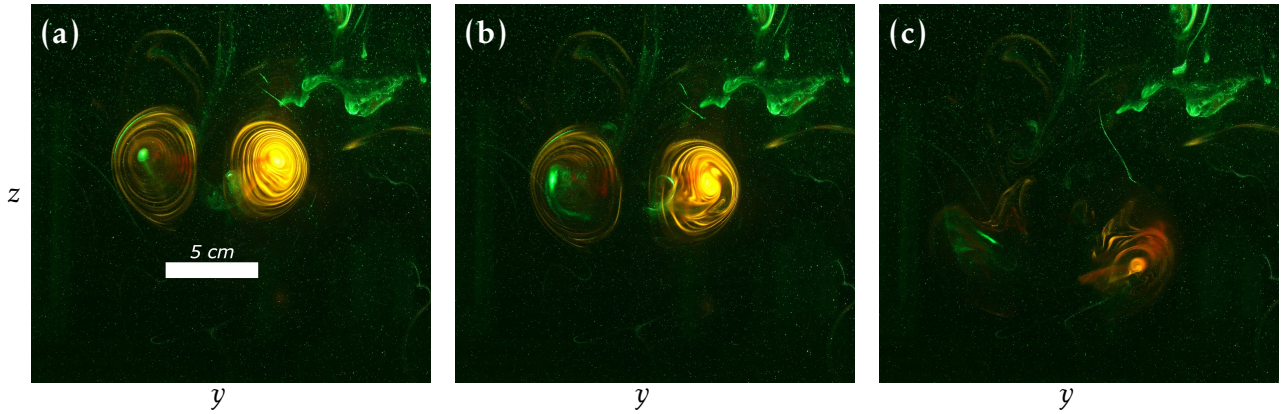


FIGURE 3.23 – Exemple de visualisations réalisées dans le plan de séparation pour la perturbation A_1 à trois instants successifs : (a), (b) et (c) correspondent respectivement à des temps t_{volets} de 21, 22 et 23 s.

3.5.1.2 Détermination des caractéristiques des tourbillons

Pour les champs PIV, une fois les centres tourbillonnaires détectés, la composante verticale du champ de vitesse, w , est échantillonnée le long de la droite joignant ces deux centres. Cette opération permet d'extraire le profil de vitesse azimutale du dipôle, $u_\theta(y) = w(y)$, le long de cette ligne. Ce profil est ensuite ajusté par une fonction modèle représentant la superposition de deux tourbillons de Lamb-Oseen de circulation opposée, séparés par une distance b :

$$f(r) = u_{\theta_+}(r) + u_{\theta_-}(r), \quad (3.4)$$

avec

$$u_{\theta_\pm}(r) = \pm \frac{\Gamma}{2\pi r} \left(1 - \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right) \right),$$

où Γ désigne la circulation et a le rayon du cœur tourbillonnaire.

Il s'avère que ce modèle reproduit fidèlement les profils de vitesse mesurés, et permet ainsi d'estimer les paramètres a et Γ . Sur la Figure 3.24 on remarque que le modèle de Lamb-Oseen s'adapte aussi bien aux temps très courts - juste après l'initiation du mouvement des volets - à $t_{volets} = 0.2$ s - où la vorticité commence à s'enrouler, qu'aux temps plus longs - $t_{volets} = 13$ s -   l'instabilité de Crow est largement développée et   les cœurs tourbillonnaires commencent à interagir fortement dans le plan de reconnexion ($b \approx 2a$).

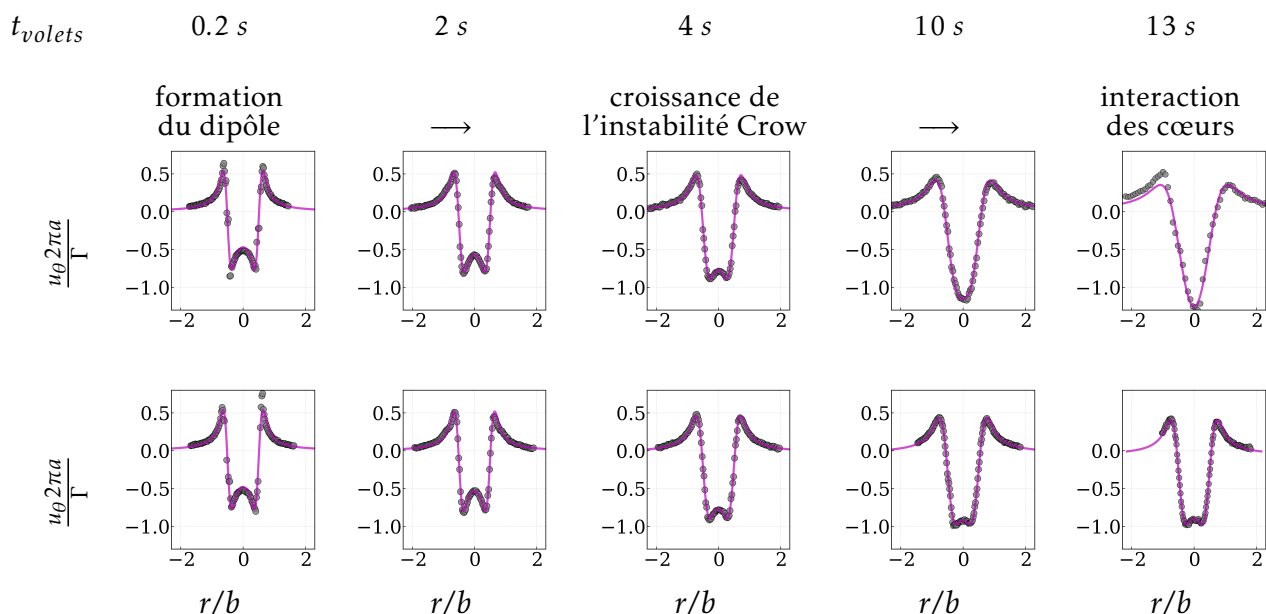


FIGURE 3.24 – Profils de la vitesse azimutale normalisée $u_{\theta} 2\pi a / \Gamma$ dans les plans de reconnexion (première ligne) et de séparation (deuxième ligne) mesurés pour la perturbation A_1 . Les symboles \circ correspondent aux mesures et l’ajustement avec le modèle tel que définie à l’équation (3.4) est représenté en lignes continues

Pour chaque ajustement, réalisé sur les points numérotés de $i = 1$ à n , la qualité est évaluée via le coefficient de détermination R^2 , calculé par :

$$R^2 = 1 - \frac{\sum_{i=1}^n (u_{\theta,i} - f(r_i))^2}{\sum_{i=1}^n (u_{\theta,i} - \bar{u}_{\theta})^2}.$$

Les profils de vitesse mesurés présentent un excellent accord avec la fonction modèle puisque le coefficient moyen de détermination R^2 est de 0.996 ± 0.005 , entre les profils de vitesse mesurés et le modèle.

3.5.2 Caractéristiques en l’absence de stratification

Afin de caractériser la dynamique moyenne du dipôle tout en s’affranchissant autant que possible des différences locales liées au développement des instabilités, les grandeurs sont moyennées entre les plans de reconnexion et de de séparation. Les notations utilisées sont présentées dans la Figure 3.25.

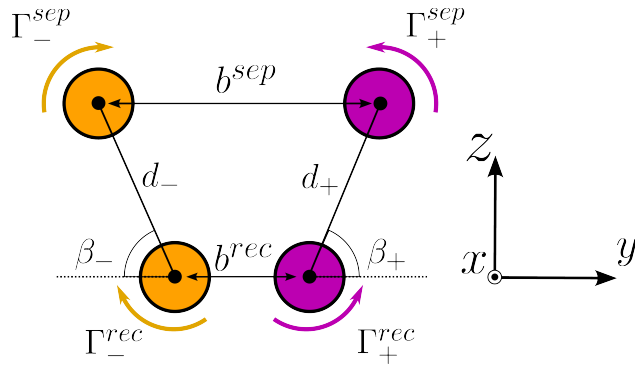


FIGURE 3.25 – Définition des principales grandeurs mesurées selon le plan d’observation. Les exposants *sep* et *rec* désignent respectivement les quantités mesurées dans les plans de séparation et de reconnexion. Les indices + et – indiquent les grandeurs extraites dans les demi-plans $y > 0$ et $y < 0$, dans le repère associé aux tourbillons.

Les exposants *rec* et *sep* désignent respectivement les grandeurs issues de mesures effectuées dans les plans de reconnexion et de séparation. Ces plans sont connus a priori grâce au forçage imposé aux volets : le plan de reconnexion correspond à $x = 0$, tandis que le plan de séparation se situe en $x = \lambda/2$ (cf. Figure 3.14). Les indices + et – se réfèrent quant à eux aux demi-plans $y > 0$ et $y < 0$, définis dans le repère associé aux tourbillons. Les grandeurs surlignées correspondent aux moyennes arithmétiques entre les deux plans. Par exemple, l’espacement moyen entre les centres tourbillonnaires est noté \bar{b} et défini par $\bar{b} = (b^{rec} + b^{sep})/2$.

La Figure 3.26(a) présente l’évolution temporelle de la circulation moyenne du dipôle, notée $\bar{\Gamma}$, pour les perturbations A_1 et A_2 . Deux observations principales peuvent être faites. D’une part, on observe qu’à l’issue du mouvement des volets, la circulation se stabilise autour d’un plateau qui est atteint environ 3 s après le début de leur mise en mouvement. Ce comportement suggère que l’essentiel de l’enroulement de vorticit   a eu lieu d  s l’  tablissement de ce plateau, et que les tourbillons peuvent alors   tre consid  r  s comme « form  s ». D’autre part, une diff  rence de circulation d’environ 10 % est observ  e entre les configurations associ  es aux ondulations d’amplitude A_1 et A_2 . Cette disparit   semble r  sulter d’une modification du champ de base g  n  r   par les volets ondul  s.

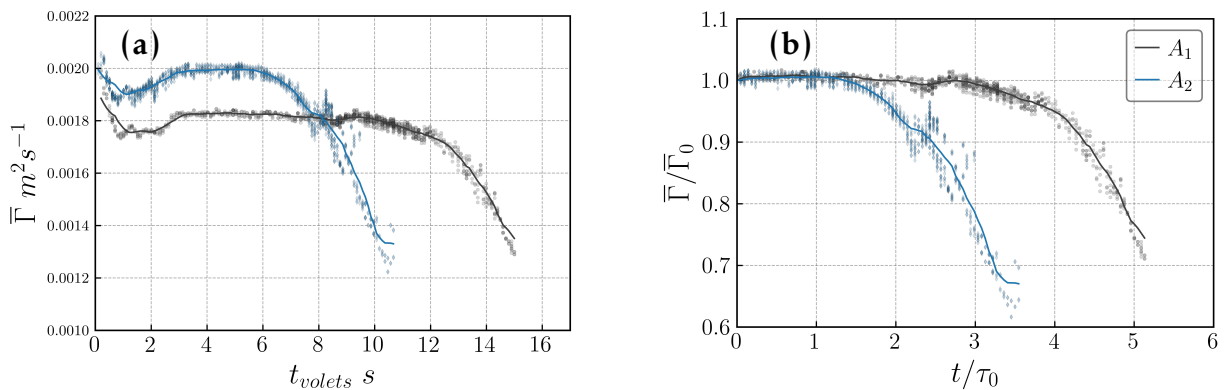


FIGURE 3.26 –   volution de la circulation moyenne $\bar{\Gamma}$ pour les perturbations A_1 et A_2 (a) avant adimensionnement et (b) apr  s adimensionnement. Les symboles repr  sentent les donn  es brutes obtenues par ajustement au mod  le de Lamb-Oseen (3.4) et la ligne continue repr  sente la valeur m  diane.

La Figure 3.27 présente les profils de vitesse azimutale u_θ mesurés à $t = 3$ s dans les deux plans d'observation. Dans le plan de séparation (Figure 3.27(a)), les profils correspondant aux deux configurations sont pratiquement identiques, indiquant une structure tourbillonnaire similaire. En revanche, dans le plan de reconnexion (Figure 3.27(b)), un déficit de vitesse est nettement visible pour la configuration A_2 dans la région intermédiaire entre les deux tourbillons.

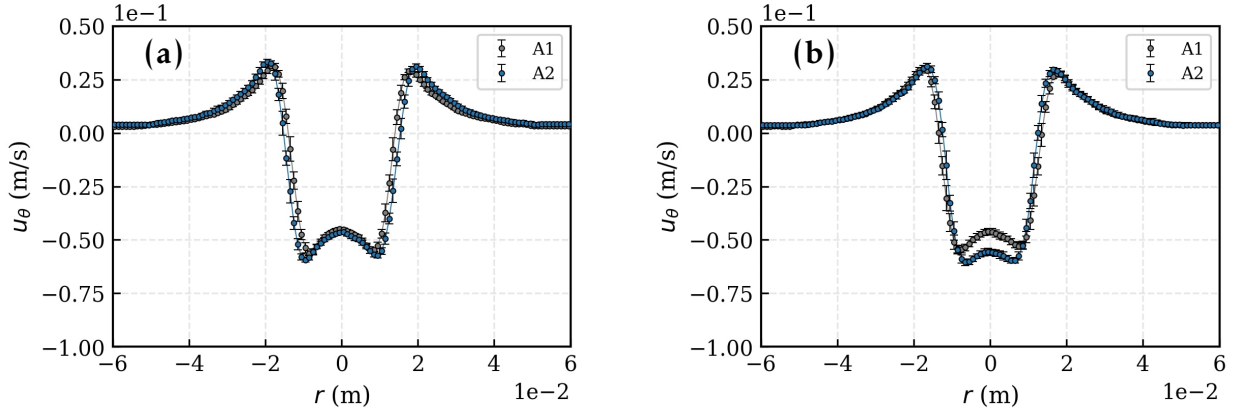


FIGURE 3.27 – Profils de vitesse azimutale u_θ à $t = t_0$ (a) dans le plan de séparation et (b) dans le plan de reconnexion pour les perturbations A_1 et A_2 .

Ces différences observées entre les perturbations A_1 et A_2 dans les profils de vitesse et les valeurs de circulation s'expliquent par la géométrie modifiée des volets, induite par les ondulations sinusoïdales imposées en bord de fuite. Le plan de reconnexion coïncide avec la position où l'ondulation atteint son amplitude maximale. Dans ce plan, les ajouts réalisés sur les volets allongent localement leur longueur effective. À l'inverse, dans le plan de séparation, l'ondulation est minimale, et la géométrie des volets demeure inchangée, tant en l'absence de perturbation que dans les configurations A_1 et A_2 . Cette asymétrie géométrique entre les deux plans d'observation introduit ainsi une légère dissymétrie dans le champ de base, ce qui est cohérent avec les différences mesurées sur les profils de vitesse.

La convergence vers un régime quasi stationnaire autour de $t_{volets} = 3$ s, observée indépendamment de la configuration expérimentale ainsi que les différences de circulations observées en fonction de l'amplitude de l'ondulation, motive la redéfinition d'un cadre de référence plus pertinent d'un point de vue de la physique des tourbillons. En particulier, on peut introduire un nouveau référentiel spatio-temporel dans lequel l'origine des temps n'est plus définie par le début du mouvement des volets, mais par le temps $t_{volets} = 3$ s, à partir duquel les tourbillons peuvent être considérés comme formés. Le nouveau temps est ainsi défini par :

$$t = t_{volets} - \Delta t_0, \quad \text{avec } \Delta t_0 = 3 \text{ s.} \quad (3.5)$$

De même, l'origine spatiale n'est plus fixée par la position des volets, mais par la position moyenne des tourbillons à $t = 0$:

$$\begin{aligned} y_0 &= \bar{y}_c(t = 0) \\ z_0 &= \bar{z}_c(t = 0) \end{aligned} \quad (3.6)$$

Dès lors, toute grandeur indexée par le symbole zéro désigne la valeur mesurée à $t = t_0$ dans ce nouveau référentiel. Ce changement de référentiel offre un cadre cohérent qui permet de comparer à la fois les différentes configurations étudiées dans cette thèse et les

résultats issus de la littérature, qu'ils soient expérimentaux ou numériques, comme on le verra plus loin, par exemple dans la Figure 3.28.

Maintenant que l'instant initial t_0 a été défini dans notre contexte expérimental, et que les paramètres caractéristiques initiaux de la paire - la circulation moyenne $\bar{\Gamma}_0$ et l'espace-ment moyen entre les tourbillons \bar{b}_0 - ont été déterminés, il est possible d'estimer la valeur du temps caractéristique initial de la paire de tourbillons, τ_0 , défini à l'équation (1.29) du Chapitre 1. Ainsi la valeur de τ_0 est estimée par la relation :

$$\tau_0 = 2\pi\bar{b}_0^2/\bar{\Gamma}_0. \quad (3.7)$$

En appliquant cette définition, on obtient $\tau_0 = 2,3$ s pour A_1 et $\tau_0 = 2,2$ s pour A_2 . Ainsi, la différence de circulation entre les cas A_1 et A_2 implique que les tourbillons générés ne partagent pas exactement les mêmes échelles de temps caractéristiques initiaux

Une estimation alternative du temps caractéristique initial peut être obtenue en considérant un modèle à deux tourbillons ponctuels. Dans ce cadre, τ_0 est défini comme le rapport entre l'espacement moyen initial des tourbillons et leur vitesse de descente initiale, soit $\tau_0 = \bar{b}_0/\bar{W}_0$. Cette approche fournit une estimation proche de celle obtenue précédemment, avec des valeurs respectives de 1,92 et 2,0 pour les cas A_1 et A_2 .

Le Tableau A.1 récapitule les paramètres caractéristiques du dipôle mesurés à l'instant initial ($t = t_0$) pour les différentes configurations expérimentales. On notera que les valeurs d'espacement entre les tourbillons, du rapport du rayon sur l'espacement \bar{a}/\bar{b}_0 , ainsi que du nombre de Reynolds basé sur la circulation $Re_{\Gamma} = \Gamma_0/\nu$ se situent dans la même gamme que celles rapportées dans les expériences de LEWEKE & WILLIAMSON (1998).

(a) perturbation A_1			(b) perturbation A_2		(c) Leweke et al. (1998, 2011)
Paramètre	Moy.	Éc. typ.	Moy.	Éc. typ.	Moy.
\bar{b}_0 (cm)	2,5	0,05	2,6	0,01	2,5
\bar{a}_0 (cm)	0,45	0,003	0,46	0,003	[0,375 : 0,625]
$Re_{\bar{\Gamma}_0}^{10}$	1745	100	1990	100	[1500 : 2500]
\bar{W}_0 (cm/s)	1,3	0,4	1,3	0,2	[1 : 2]
τ_0 (s)	2,3	0,4	2,2	0,02	[1,25 : 2,5]

TABLE 3.1 – Caractéristiques initiales moyennes du dipôle pour les perturbations (a) A_1 , (b) A_2 , et (c) comparaison avec les valeurs rapportées dans l'expérience de LEWEKE & WILLIAMSON (1998). Les incertitudes indiquées correspondent à l'écart-type sur 10 réalisations. L'instant initial t_0 est défini comme 3 secondes après le début du mouvement des volets. Les grandeurs reportées sont : \bar{b}_0 l'espacement moyen entre les centres tourbillonnaires, \bar{a}_0 le rayon caractéristique, $Re_{\bar{\Gamma}_0}$ le nombre de Reynolds basé sur la circulation initiale, \bar{W}_0 la vitesse de descente, et τ_0 le temps caractéristique du dipôle.

Un exemple de normalisation des grandeurs par les caractéristiques du dipôle à l'instant initial est donné en Figure 3.26, où la circulation moyenne $\bar{\Gamma}$ représentée en fonction du temps écoulé depuis la fermeture des volets (Figure 3.26(a)), puis dans le référentiel adimensionné défini à partir des grandeurs initiales (Figure 3.26(b)). Même lorsque le temps est exprimé dans une échelle propre aux tourbillons - on observe que la circulation commence à décroître plus tôt pour la configuration A_2 (à partir de $t/\tau_0 \approx 1,5$) que pour la

10. $Re_{\bar{\Gamma}_0} = \Gamma_0/\nu$ calculé pour la valeur de la viscosité de l'eau prise à 20°C $\nu = 1.003 \times 10^{-6}$ m²/s (d'après KESTIN *et al.* (1978)).

configuration A_1 (à partir de $t/\tau_0 \approx 2$). Cela indique que les effets tridimensionnels liés au développement des instabilités coopératives apparaissent plus rapidement dans le cas A_2 .

On peut désormais tracer l'évolution de plusieurs grandeurs dynamiques et les confronter aux résultats de la littérature. La Figure 3.28(a) présente l'évolution de la circulation dans le plan de reconnexion Γ^{rec} . Après l'enroulement initial des tourbillons, la circulation dans le plan de reconnexion reste constante pendant un certain temps, traduisant une conservation de la vorticité dans chaque moitié du plan. Lorsque les cœurs tourbillonnaires entrent en contact, une décroissance rapide de la circulation est observée, due à l'annihilation partielle et à la réorientation de la vorticité (LEWEKE & WILLIAMSON 1998; DELBENDE *et al.* 2009). Comme préalablement observé s'agissant de la circulation moyenne $\bar{\Gamma}$, on remarque que la décroissance de la circulation débute plus rapidement pour la configuration A_2 que pour la configuration A_1 , ce qui suggère une reconnexion plus rapide dans le premier cas. Par ailleurs, les résultats de LEWEKE & WILLIAMSON (2011) montrent que la décroissance intervient à un instant intermédiaire entre la décroissance observée pour les configurations A_1 et A_2 .

La Figure 3.28(b) présente l'évolution de l'altitude du dipôle en fonction du temps. Pour les temps courts ($t/\tau_0 < 1,5$), on observe une dynamique initiale similaire pour les configurations A_1 et A_2 , ainsi que pour les résultats expérimentaux de LEWEKE & WILLIAMSON (2011). Cette phase est caractérisée par une descente linéaire du centre du dipôle.

Dans le cas de la configuration A_1 , cette descente linéaire se prolonge jusqu'à $t/\tau_0 \approx 5$, en adéquation avec les données de LEWEKE & WILLIAMSON (2011). Au-delà, le suivi précis de l'altitude devient difficile dans nos mesures du fait de la reconnexion. En revanche, LEWEKE & WILLIAMSON (2011) poursuivent le suivi jusqu'à $t/\tau_0 \approx 10$, en continuant à estimer la position moyenne du dipôle même au-delà de la phase de reconnexion - ce qui excède le cadre de notre étude.

Pour la configuration A_2 , la reconnexion intervient plus rapidement, limitant la durée pendant laquelle la position du centre des tourbillons peut être suivie. On observe toutefois, à partir de $t/\tau_0 \approx 1,5$, une légère augmentation de la vitesse de descente, suivie d'un ralentissement au-delà de $t/\tau_0 \approx 3$.

On peut aussi examiner l'évolution de l'espacement moyen entre les cœurs tourbillonnaires, \bar{b} , représenté sur la Figure 3.28(c). Pour les temps courts ($t/\tau_0 < 4$ pour A_1 et $t/\tau_0 < 2,5$ pour A_2), les configurations A_1 , A_2 et les données de LEWEKE & WILLIAMSON (2011) présentent un comportement quasi stationnaire de \bar{b} . Au-delà de ce régime, la croissance des instabilités coopératives entraîne une augmentation de la valeur de \bar{b} dans nos deux configurations expérimentales respectivement, autour de $t/\tau_0 = 3,5$ et $2,5$ dans le cas A_1 et A_2 . Cette augmentation traduit, en moyenne, un éloignement des cœurs tourbillonnaires. Il convient toutefois de préciser que, localement, les tourbillons se rapprochent dans le plan de reconnexion tout en s'écartant dans le plan de séparation; l'augmentation de \bar{b} résulte donc d'une moyenne sur des effets tridimensionnels. Contrairement à nos observations, les résultats de LEWEKE & WILLIAMSON (2011) montrent une diminution de \bar{b} aux temps longs.

En résumé, un temps initial a pu être défini à partir duquel les tourbillons peuvent être considérés comme formés. Sur cette base, un adimensionnement pertinent des grandeurs caractéristiques a été établi, fournissant un cadre cohérent pour comparer les différentes configurations expérimentales - qu'il s'agisse des cas A_1 , A_2 ou de configurations int -

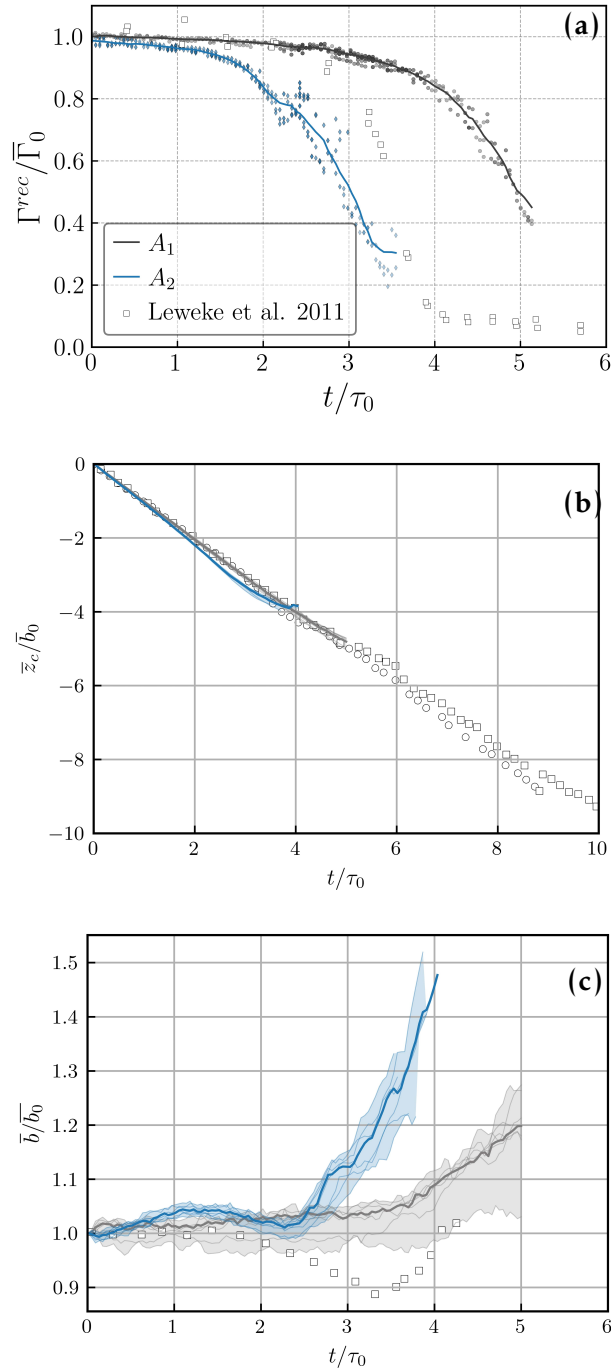


FIGURE 3.28 – Évolution de (a) la circulation dans le plan de reconnexion $\Gamma^{rec}/\bar{\Gamma}_0$, (b) l'altitude moyenne \bar{z}_c/\bar{b}_0 , et (c) l'espacement moyen \bar{b}/\bar{b}_0 des tourbillons dans un milieu non stratifié ($N = 0s^{-1}$). Les traits fins correspondent aux données brutes, les traits plus épais aux valeurs médianes. L'enveloppe en teinte plus claire indique l'étendue des variations observées. Les marqueurs blancs indiquent les mesures rapportées par LEWEKE & WILLIAMSON (2011).

grant une stratification. Les tourbillons générés en l’absence de stratification présentent, dans leur phase initiale, des caractéristiques similaires à celles rapportées par LEWEKE & WILLIAMSON (1998). À mesure que les instabilités coopératives se développent, l’évolution de leur altitude et de leur circulation reste globalement cohérente avec les observations de LEWEKE & WILLIAMSON (1998) (cf. Figures 3.28(a)). En revanche, l’évolution de l’espacement moyen entre les cœurs tourbillonnaires diverge : celui-ci augmente dans nos expériences, alors qu’il tend à diminuer dans les résultats de LEWEKE & WILLIAMSON (1998) (cf. Figures 3.28(c)). Par ailleurs, l’influence des ondulations introduites sur les volets est manifeste : elles induisent, dans la configuration A_2 , une circulation initiale plus élevée que dans le cas A_1 dans le plan de reconnexion. On observe également des dynamiques sensiblement différentes entre les deux configurations, avec une apparition plus rapide des instabilités coopératives et une évolution significativement modifiée à temps long dans le cas A_2 . En particulier, la descente du dipôle dans cette configuration s’écarte rapidement d’une trajectoire linéaire, contrastant avec le comportement plus régulier observé dans le cas A_1 .

Plusieurs hypothèses peuvent être avancées pour expliquer les différences observées entre nos résultats et ceux de LEWEKE & WILLIAMSON (2011). Dans notre étude, les ondulations sont appliquées sur le bord de fuite des volets, tandis que Leweke et al. introduisent les perturbations à l’aide d’une bande plastique placée à l’intérieur des volets. Ce mode de déclenchement des instabilités diffère du nôtre à la fois par sa localisation et par son amplitude, plus faible (environ 0,5 mm chez Leweke et al., contre des valeurs respectives de 1 mm et 1,5 mm dans nos configurations A_1 et A_2), ce qui est susceptible d’avoir une influence sur la dynamique du sillage. Par ailleurs, la cinématique des volets mise en œuvre dans notre dispositif expérimental diffère vraisemblablement de celle utilisée par Leweke et al. Bien que les deux approches reposent sur une procédure itérative, fondée sur la loi cinématique idéale donnée par l’équation (3.3), rien ne garantit que les profils de vitesse obtenus soient rigoureusement identiques dans les deux cas. Cette différence pourrait également contribuer aux écarts observés dans la dynamique du dipôle. Il convient aussi de souligner que les différences observées entre nos mesures et celles de LEWEKE & WILLIAMSON (1998) peuvent également provenir de la méthode de calcul de la circulation : alors que leur étude repose sur une intégration directe du champ de vitesse, notre approche est fondée sur un ajustement de profil extrait le long d’une ligne horizontale. Cette méthode est bien adaptée tant que les tourbillons restent quasi axisymétriques, mais elle peut introduire un biais lorsque les cœurs tourbillonnaires se rapprochent fortement et commencent à perdre cette axisymétrie.

Maintenant que les méthodes de métrologie et de traitement des données sont consolidées, et que l’état initial des tourbillons est clairement caractérisé, l’étude peut être étendue à des milieux stratifiés, afin d’analyser l’influence de la stratification sur la dynamique tourbillonnaire.

3.6 Génération d’un milieu stratifié linéairement

La stratification est obtenue en fabriquant un gradient vertical de concentration en sel dans l’eau. La densité ρ est directement liée à cette concentration, ce qui permet, si on contrôle la distribution verticale en sel, de prescrire un profil de densité dans la cuve et par conséquent une valeur de la fréquence de Brunt-Väisälä N , définie dans la cuve par la

relation :

$$N = \sqrt{\frac{g}{\rho_0} \frac{d\rho}{dz}}, \quad (3.8)$$

où $\rho(z)$ désigne le profil vertical de densité, ρ_0 une densité de référence, et g l'accélération gravitationnelle. À partir de la valeur de τ_0 et de la valeur de N , on peut calculer la valeur de la fréquence de Brunt-Väisälä adimensionnée $N^* = N\tau_0$ telle qu'introduite au Chapitre 1 à l'équation (1.30). Inversement, en connaissant la valeur de τ_0 , il est possible de déterminer la fréquence de Brunt-Väisälä N nécessaire pour obtenir une stratification correspondant à la valeur cible de N^* .

3.6.1 Dispositif

En pratique, pour stratifier la cuve de travail, on utilise la méthode dite du *double bucket*, développée par FORTUIN (1960), et dont le principe est schématisé en Figure 3.29. Deux cuves de préparation¹¹ sont initialement remplies : la cuve (A) contient un mélange d'eau et de sel, de densité ρ_A^0 , tandis que la cuve (B) contient uniquement de l'eau douce de densité ρ_B^0 , avec $\rho_A^0 > \rho_B^0$.

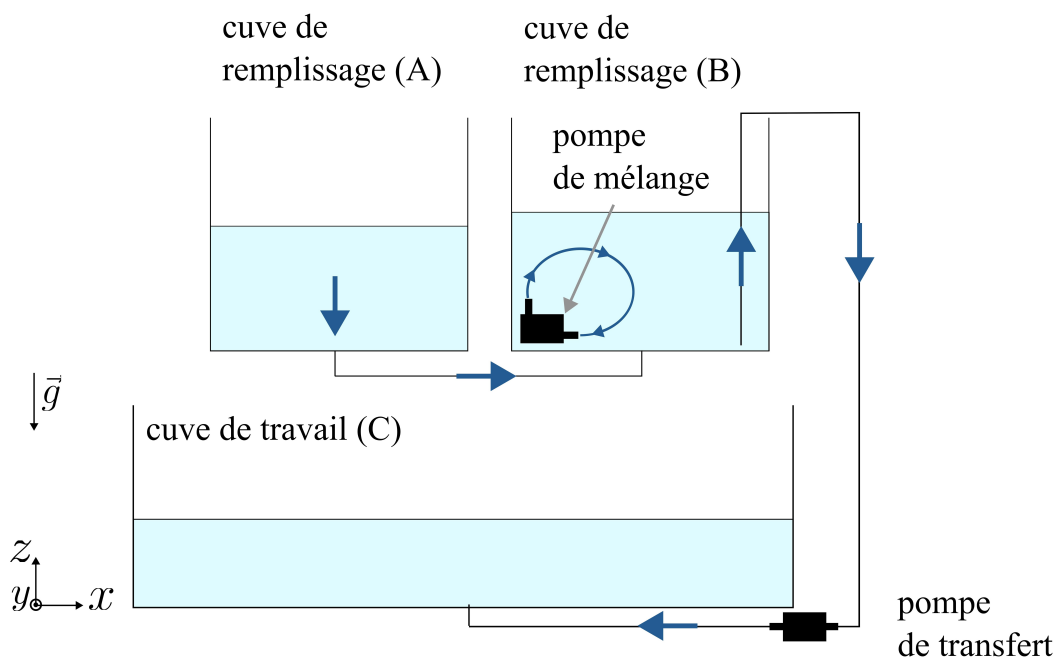


FIGURE 3.29 – Schéma du système de stratification de la cuve de travail par la méthode des *double-bucket* (FORTUIN 1960).

Les deux cuves sont mises en communication de manière à établir un équilibre hydrostatique entre les deux cuves. Le fluide contenu dans la cuve de (B) est alors transféré vers la cuve de travail (C) par le fond à l'aide d'une pompe¹² assurant un débit quasi constant de 200 L/h. À chaque instant, la cuve (A) se déverse également dans la cuve (B) de façon à maintenir l'équilibre hydrostatique entre (A) et (B). Une deuxième pompe¹³ placée dans la

11. Cuves IBC standard de 1000 L (AxessPack)
 12. Pompe d'aquarium 100W (Bacoeng)
 13. Modèle DCP 15000 (Jecod)

cuve (B) assure un brassage permanent à un débit de 15 000 L/h, garantissant un mélange homogène à chaque instant. Une stratification s'établit ainsi naturellement dans la cuve (C) sous l'effet de la gravité. En effet, au cours du remplissage de la cuve (C), la salinité du fluide contenu dans la cuve (B) augmente progressivement, en raison du transfert continu du fluide salé issu de la cuve (A) dans (B). Par conséquent, le fluide introduit au fond de la cuve (C) présente une densité croissante, ce qui permet d'établir un profil de densité stable : les couches les plus denses s'accumulent naturellement au fond, tandis que les moins denses restent en surface. Avec ce montage, le temps pour réaliser une stratification complète de la cuve de travail est d'environ dix heures.

La stratification qui s'établit dans la cuve de travail par ce processus est linéaire. En effet, on peut montrer simplement que, sous l'effet de l'équilibre hydrostatique, le débit avec lequel la cuve (A) alimente la cuve (B) est exactement égal à la moitié du débit de remplissage de la cuve (C). Cette condition garantit que la densité du fluide introduit dans la cuve (C) varie linéairement avec l'altitude. Une stratification linéaire s'établit ainsi naturellement sous l'effet de la gravité, sans qu'il soit nécessaire de réguler le débit entre les cuves (A) et (B) à l'aide d'un dispositif actif.

En utilisant cette méthode, la densité au voisinage de la surface libre est proche de celle du fluide introduit en début de remplissage, ρ_B^0 , tandis que la densité au fond de la cuve correspond à celle du fluide ajouté en fin de remplissage, ρ_A^0 . Ainsi, pour une hauteur de fluide stratifié donnée, prescrire une valeur de la fréquence de Brunt-Väisälä N revient à fixer l'écart de densité total imposé dans la cuve $\Delta\rho^0 = \rho_A^0 - \rho_B^0$. La concentration en sel nécessaire dans la cuve (A) est calculée de manière à obtenir la valeur de $\Delta\rho^0$ correspondant à la fréquence adimensionnée N^* visée. Par exemple, pour la stratification la plus forte considérée dans cette étude ($N^* = 0,69$), une concentration en sel de 0,5 g/L est requise dans la cuve (A), ce qui correspond à une quantité totale de 8,3 kg.

3.6.2 Caractérisation

Une fois la stratification établie dans la cuve de travail, la densité locale du fluide est déterminée à partir de mesures effectuées à l'aide d'une sonde conductimétrique¹⁴, qui enregistre la conductivité du fluide γ à différentes positions verticales.

La position de la sonde dans la cuve est indiquée en Figure 3.30. Elle est descendue progressivement du haut vers le bas à vitesse constante (0,5 mm/s), à l'aide d'une table de translation motorisée par un moteur pas à pas, représentée en Figure 3.5. La vitesse est maintenue lente afin de limiter les éventuelles perturbations liées au sillage de la sonde. Les mesures sont enregistrées à intervalles réguliers de 2 secondes tout au long de la descente. Chaque profil comprend ainsi environ 600 points de mesures, espacés verticalement de 1 mm les uns des autres.

La relation entre conductivité électrique et densité est déterminée à l'aide d'un protocole de calibration. Pour cela, une série d'une dizaine de solutions salines de concentrations réparties sur l'ensemble de la gamme de mesure est préparée. Pour chaque solution, la conductivité et la densité correspondantes sont mesurées expérimentalement, ce qui permet d'établir une loi empirique $\rho = f(\gamma)$, utilisée par la suite pour convertir les mesures de conductivité en profils de densité. La densité est mesurée à l'aide d'un densimètre¹⁵. Ce processus permet d'obtenir une courbe de calibration reliant la conductivité γ à la densité ρ , comme illustré sur la Figure 3.31(a). Les données de calibration sont ajustées par un polynôme du second ordre, donnant la relation suivante utilisée ensuite pour estimer la

14. Modèle *SevenDirect SD30* (Mettler Toledo), précision $\pm 0.1 \mu\text{S}/\text{cm}$

15. Modèle *DMA 35 Basic* (Anton Paar), précision $\pm 0.001 \text{ g}/\text{cm}^3$

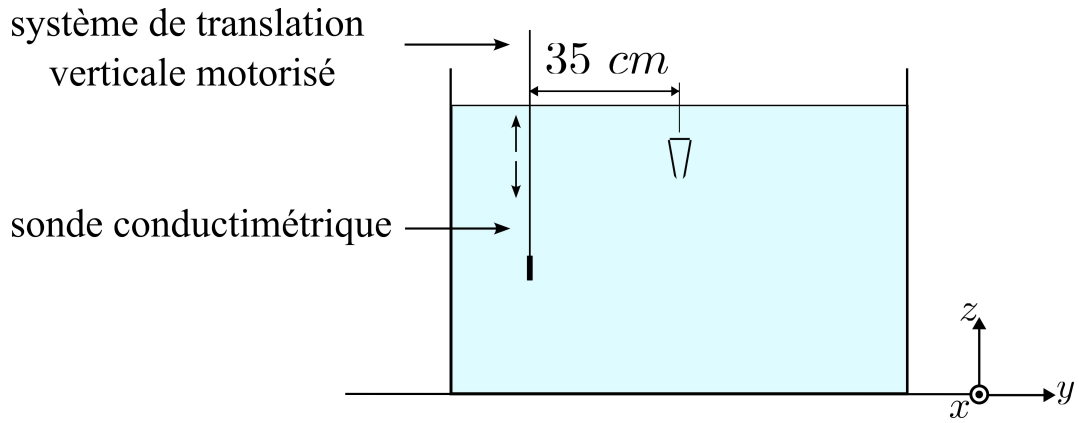


FIGURE 3.30 – Schéma de la position de la sonde de mesure de la conductivité dans la cuve

densité locale à partir des mesures de conductivité *in situ* :

$$\rho = a_0 + a_1\gamma + a_2\gamma^2 \quad (3.9)$$

Plusieurs calibrations ont été réalisées au cours de la campagne expérimentale. Les coefficients obtenus se révèlent remarquablement stables, avec des variations négligeables entre la première et la dernière calibration, effectuées à plusieurs mois d'intervalle. On peut ainsi retenir les valeurs suivantes pour les coefficients du modèle de densité : Un

coefficient	valeur	unité
a_0	0,997	$(\text{kg} \cdot \text{L}^{-1})$
a_1	$4,1 \times 10^{-7}$	$(\text{kg} \cdot \text{L}^{-1})(\mu\text{S} \cdot \text{cm}^{-1})^{-1}$
a_2	$1,28 \times 10^{-12}$	$(\text{kg} \cdot \text{L}^{-1})(\mu\text{S} \cdot \text{cm}^{-1})^{-2}$

TABLE 3.2 – Coefficients de calibration déterminés pour la relation entre la conductivité électrique et la masse volumique du fluide, conformément à l'équation (3.9).

exemple de profil de densité obtenu est présenté en Figure 3.31(b), ainsi que le profil correspondant de fréquence de Brunt-Väisälä en Figure 3.31(c). On observe que la densité du fluide évolue de manière globalement linéaire avec l'altitude, à l'exception des zones proches de la surface libre et du fond de la cuve, où des ruptures de pente sont mises en évidence.

Les volets générateurs sont entièrement immergés sous la surface libre, leur position verticale pouvant être ajustée. En pratique, deux profondeurs ont été retenues, comme illustré en Figure 3.20. En milieu non stratifié, les volets sont placés à 4 cm sous la surface (*cf.* Figure 3.20(a)), tandis qu'en présence de stratification, ils sont abaissés à 13 cm (*cf.* Figure 3.20(c)), de manière à garantir qu'ils se trouvent entièrement dans la zone de stratification linéaire.

La région dans laquelle les tourbillons évoluent par la suite dépend du degré de stratification. Typiquement, ils se propagent sur une épaisseur verticale d'environ 15 cm sous les volets pour les cas faiblement stratifiés où $N = 0,12\text{s}^{-1}$ ($N^* \approx 0,27$) et de 10 cm pour les cas plus fortement stratifiés où $N = 0,28\text{s}^{-1}$ ($N^* \approx 0,72$). Dans tous les cas, l'évolution des structures reste confinée dans la zone où le profil de densité est linéaire. Pour l'analyse, une zone d'intérêt commune est définie, correspondant aux 20 cm situés sous le bord de fuite des volets. Cette région est illustrée à titre d'exemple en Figure 3.31(b) et (c), où elle est délimitée par deux lignes pointillées. Dans cette zone, la valeur de N demeure

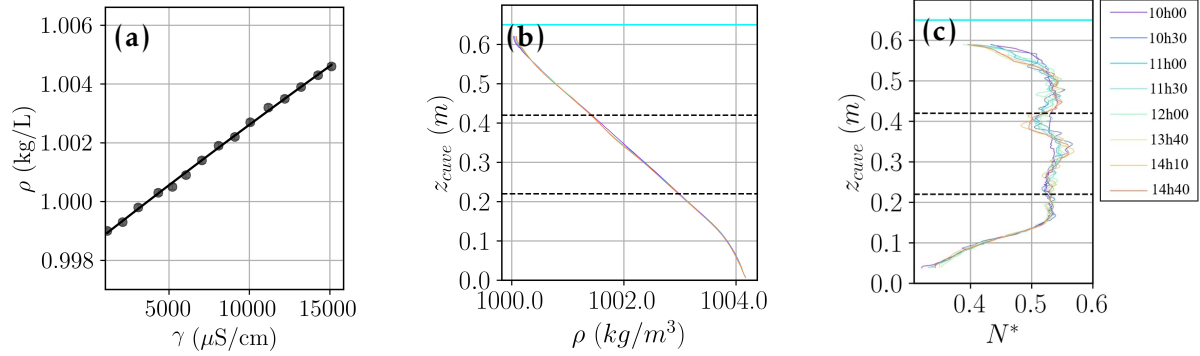


FIGURE 3.31 – Mesure de la densité dans la cuve de travail. (a) Calibration du conductimètre $\gamma = f(\rho)$, (b) profil vertical de densité dans la cuve et (c) Profil vertical de la fréquence de Brunt-Väisälä dans la cuve. Dans la figure (a), la courbe en ligne continue correspond à l’ajustement polynomial d’ordre 2 effectué sur les données expérimentales. Dans les figures (b) et (c), la coordonnée verticale z_{cuve} indique la hauteur mesurée depuis le fond de la cuve. La ligne horizontale en couleur cyan représente la position de la surface libre. Les lignes pointillées délimitent la zone d’intérêt - les 20 cm situés sous le bord de fuite des volets - dans laquelle évoluent les tourbillons. Les profils de stratification sont mesurés à différentes heures de la journée entre chaque expérience.

globalement constante, reflet d’un profil de densité quasi linéaire. Toutefois, des variations peuvent être observées d’une expérience à l’autre comme illustrée par les différents profils dans la Figure 3.31(c). Ces fluctuations entre les différents profils mesurés au cours d’une même journée s’expliquent principalement par le mélange généré par les mouvements répétés des volets. Les profils de densité mettent en évidence des modifications localisées du gradient dans la région située immédiatement sous les volets. En revanche, lorsque la stratification est laissée au repos sans sollicitation, aucune différence notable n’est observée entre les profils successifs au cours de la journée (résultats non montrés ici).

La valeur N correspond à la fréquence de Brunt-Väisälä moyenne calculée dans la zone d’intérêt, entre l’extrémité du bord de fuite des volets et une profondeur de 20 cm en dessous. Cette valeur reste globalement stable entre le début et la fin de la journée. En revanche, l’écart-type σ_N , qui quantifie les variations locales de stratification, tend à augmenter au fil des essais, en raison du mélange progressif du fluide dans la cuve. Le Tableau 3.3 synthétise les caractéristiques de stratification mesurées en début et en fin de journée. Au cours d’une journée comprenant une dizaine d’essais, la stratification tend à se dégrader progressivement sous l’effet du mélange induit par les tourbillons. On y observe des variations relatives de N , mesurées par le rapport σ_N/N_{moy} , comprises entre 5 % et 15 % selon les configurations.

Néanmoins, nous verrons au chapitre suivant que les mesures des différentes grandeurs caractéristiques des tourbillons (par exemple \bar{z}_c ou \bar{b}), réalisées en début de journée - juste après la préparation de la stratification - et en fin de journée - après plusieurs essais - restent remarquablement cohérentes malgré la variabilité observée de N . Cela indique que la stratification demeure suffisamment stable au cours d’une journée pour garantir la reproductibilité des expériences.

N (s^{-1})	0	0,12	0,19	0,22	0,26	0,28
$\sigma_{N_{\min}}$ (s^{-1})	0	0,01	0,005	0,01	0,01	0,005
$\sigma_{N_{\max}}$ (s^{-1})	0	0,03	0,02	0,02	0,02	0,02

TABLE 3.3 – Variabilité verticale de la fréquence de Brunt-Väisälä dans la zone d’intérêt pour les différentes stratifications explorées. La grandeur N désigne la valeur moyenne de la fréquence au sein de cette zone. Les profils de stratification sont mesurés tout au long des essais. Les grandeurs $\sigma_{N_{\min}}$ et $\sigma_{N_{\max}}$ représentent respectivement l’écart-type minimal, mesuré sur les profils relevé en début de journée avant les essais, et l’écart-type maximal, mesuré sur les profils de fin de journée, après les essais. Ces mesures permettent d’évaluer l’homogénéité de la stratification dans la région où évoluent les tourbillons.

3.6.3 Spécificités métrologiques induites par la stratification : la correction d’indice optique

Pour les mesures PIV effectuées en milieu stratifié, une correction complémentaire de l’indice optique s’avère nécessaire. En effet, dans une solution d’eau salée, l’indice optique augmente avec la concentration en sel, en présence d’une stratification en sel, la concentration n’est donc pas homogène. Par conséquent, la stratification en sel induit des variations locales de l’indice optique et ces hétérogénéités entraînent une courbure des rayons lumineux. Le trajet des rayons lumineux est impossible à prédire, car le système tourbillonnaire perturbe fortement le champ de densité en mélangeant du fluide de concentration variable sur l’ensemble de la cuve. En pratique, pour une stratification modérée ($N^* = 0,24$), les particules apparaissent sous forme de taches floues dès l’entrée du tourbillon dans le champ. Pour des valeurs plus élevées ($N^* \geq 0,38$), les particules deviennent totalement invisibles.

Pour pallier ce problème, une méthode de correction d’indice optique par ajout d’éthanol a été utilisée, selon le protocole proposé par DAVIERO *et al.* (2001). Le principe est le suivant : la cuve A contient toujours un mélange d’eau et de sel, tandis que la cuve B ne contient plus uniquement de l’eau pure, mais un mélange d’eau et d’éthanol. La proportion d’éthanol est ajustée de manière à ce que l’indice optique des deux solutions soit identique.

Si l’on suppose que le mélange d’une solution eau-sel et d’une solution eau-éthanol ayant le même indice optique produit une solution eau-sel-éthanol conservant cet indice (hypothèse vérifiée pour de faibles concentrations), alors on peut remplir la cuve de travail avec un fluide dont l’indice optique reste uniforme.

En s’appuyant sur les courbes de calibration fournies par DAVIERO *et al.* (2001), qui donnent l’évolution de l’indice optique et de la densité pour les solutions eau-éthanol et eau-sel, il est alors possible de déterminer un point de fonctionnement unique qui permet à la fois d’assurer l’égalité des indices optiques dans les cuves A et B, et de garantir la différence de densité $\Delta\rho^0$ nécessaire pour atteindre la valeur de N^* souhaitée.

L’ajout d’éthanol modifie la procédure de calibration du conductimètre. En effet, pour tenir compte de l’influence du mélange eau-sel-éthanol sur la conductivité, cinq solutions de référence sont préparées pour chaque stratification, à partir de deux cuves sources : la cuve (A) contenant un mélange eau-sel et la cuve (B) un mélange eau-éthanol. Les solutions intermédiaires sont obtenues par un mélange contrôlé de volumes prélevés dans ces deux cuves, de manière à couvrir une gamme représentative des concentrations en sel

et en éthanol rencontrées dans la stratification à réaliser (cf. Tableau 3.4). Une calibration est ainsi réalisée pour chaque stratification. La Figure 3.32 illustre un exemple d'évolution de la densité en fonction de la conductivité du mélange eau-sel-éthanol, obtenue à partir de ces cinq solutions de référence. Comme pour le cas sans correction d'indice, les données sont ajustées par un polynôme d'ordre 2, dont les coefficients permettent d'établir la relation entre la conductivité γ et la densité ρ .

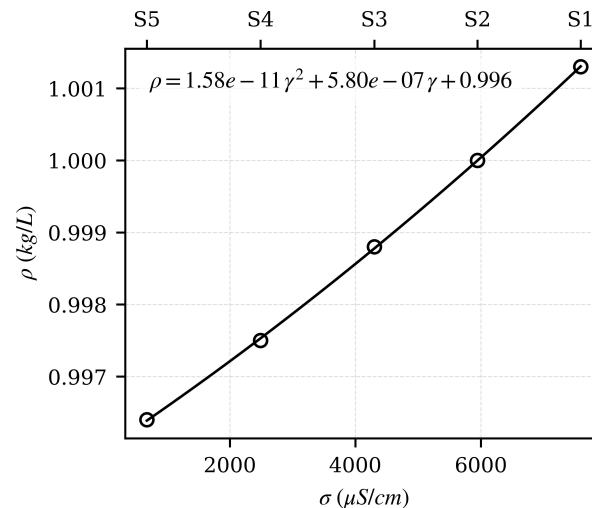


FIGURE 3.32 – Exemple de courbe de calibration obtenues en mesurant la conductivité γ et la densité ρ des cinq solutions S1 à S5 obtenue pour la stratification $N = 0,28 \text{ s}^{-1}$. Les symboles \circ représentent les valeurs mesurées, tandis que la ligne pleine illustre l'ajustement obtenu à l'aide d'un polynôme de degré deux.

Solution	S1	S2	S3	S4	S5
cuve A (eau-sel) (%)	100	75	50	25	0
cuve B (eau-ethanol) (%)	0	25	50	75	100

TABLE 3.4 – Proportions volumiques des fluides prélevés dans la cuve A (mélange d'eau et de sel) et dans la cuve B (mélange d'eau et d'éthanol) pour préparer les cinq solutions de calibration (S1 à S5).

La Figure 3.33 présente une image typique de particules obtenue après application de la méthode de correction d'indice optique. Malgré cette correction, les zones soumises aux plus forts gradients de densité - notamment au niveau des bords de l'ovale de Kelvin - présentent un astigmatisme marqué. Dans ces régions, les particules apparaissent floues et étirées, ce qui rend leur identification difficile à l'œil nu.

Ce phénomène pourrait s'expliquer par une légère différence résiduelle entre les indices de réfraction initiaux des cuves A et B. Bien que faible, une telle différence, intégrée sur l'ensemble de la longueur optique, peut suffire à altérer la qualité des images de particules dans les zones les plus sensibles aux déformations optiques.

Dans une tentative d'amélioration de l'égalisation de l'indice de réfraction entre les deux cuves, un réfractomètre numérique¹⁶ avec une résolution de $\pm 0,0001$ a été acquis afin de mesurer l'indice optique initial dans les cuves A et B, et de détecter une éventuelle

16. Modèle ORL94BS (Kern)

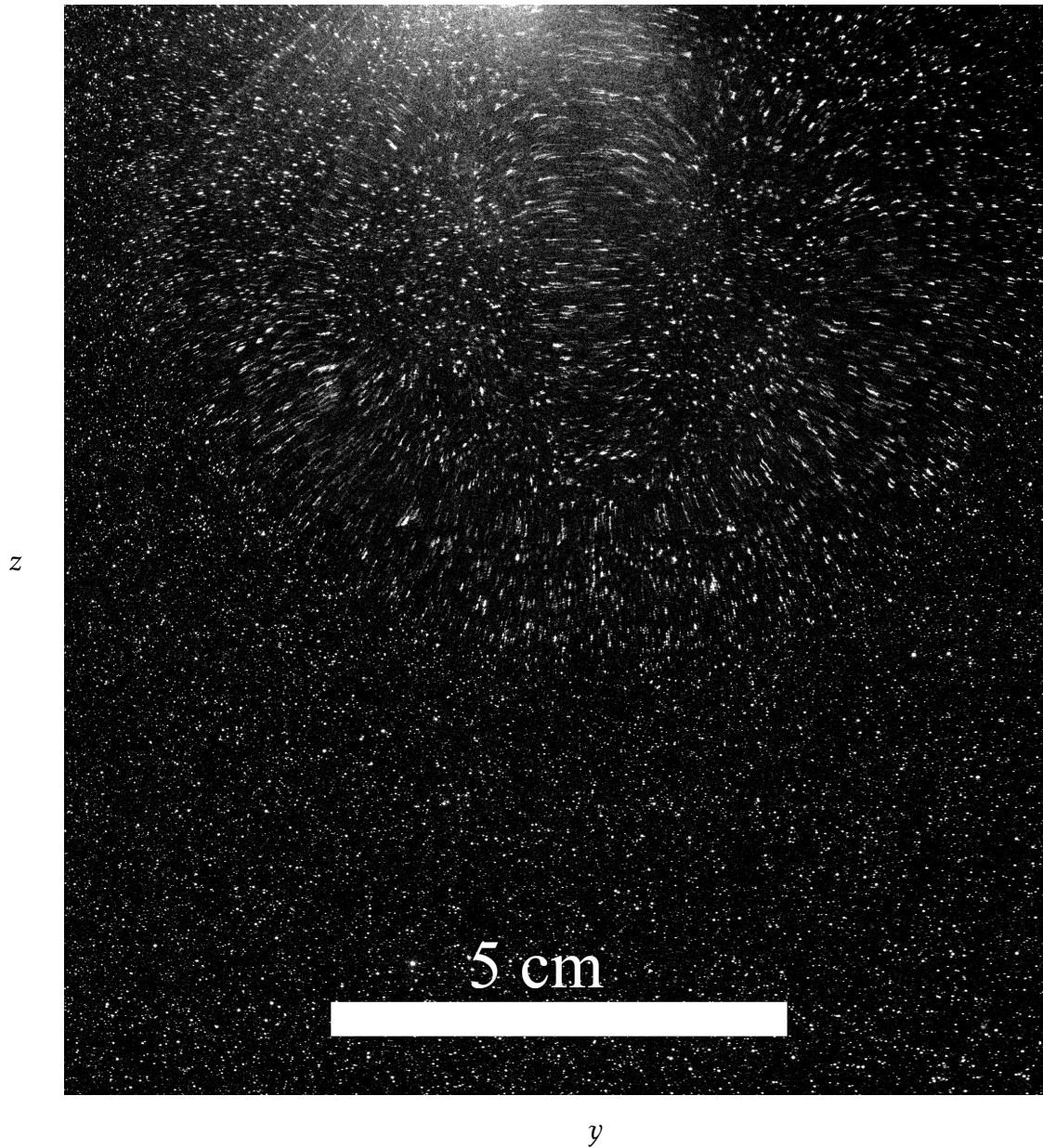


FIGURE 3.33 – Exemple d’image PIV des particules obtenue pour la stratification $N = 0,28 \text{ s}^{-1}$ en utilisant la méthode de correction d’indice de réfraction. La variation de l’indice de réfraction dans la cuve est inférieure à $0,0001$. Malgré cette faible variation d’indice optique, on constate tout de même que l’image des particules est déformée lors du passage de la paire de tourbillons.

différence susceptible d'être corrigée. Les mesures ont révélé que les indices des deux cuves sont rigoureusement identiques à 0,0001 près, ce qui confirme la validité des abaques de DAVIERO *et al.* (2001). Pour affiner davantage cette approche, il serait toutefois nécessaire de disposer d'un réfractomètre à résolution supérieure, capable de détecter des variations d'indice d'un ordre de grandeur inférieur.

La méthode de correction d'indice s'est révélée toutefois suffisante pour assurer l'exploitation des mesures PIV. La qualité de chaque vecteur est évaluée à l'aide d'un coefficient C calculé par FOLKI. Celui-ci repose sur le coefficient *Zero Normalized Cross Correlation* (ZNCC), utilisé pour comparer deux fenêtres d'interrogation issues d'images successives (RAFFEL *et al.* 2018). Ce coefficient mesure la similarité des motifs de particules en supprimant l'influence de la luminosité moyenne et du contraste local grâce à une normalisation par la moyenne et l'écart-type des intensités. Une valeur proche de 1 traduit une forte corrélation entre les deux fenêtres, tandis qu'une valeur proche de 0 indique l'absence de correspondance significative.

La Figure 3.34.(a) illustre la distribution du coefficient de corrélation C calculé sur l'intégralité de la fenêtre PIV avant la mise en mouvement des volets, quand les particules sont au repos, dans le cas de référence en l'absence de stratification ($N^* = 0$) et dans un cas avec stratification ($N^* = 0,64$) où la méthode de correction d'indice est appliquée. Les distributions montrent des valeurs de C élevées avec un pic autour de 0,82 dans les deux configurations. On observe toutefois, dans le cas stratifié, une distribution légèrement plus étalée vers les faibles valeurs, ce qui suggère une qualité légèrement dégradée du champ de vitesse mesuré par PIV. Cette différence peut résulter de plusieurs facteurs, tels qu'une densité d'ensemencement légèrement plus faible, des conditions d'éclairage différentes, une variation de l'épaisseur ou de l'alignement de la nappe laser, ou encore une qualité de l'eau variable d'une expérience à l'autre dû à la présence de calcaire, et ne peut être imputée de façon certaine à la présence ou non de stratification.

La Figure 3.34.(b) présente également les distributions du coefficient de corrélation C , cette fois calculées juste après la mise en mouvement des volets. Dans le cas de référence sans stratification, les valeurs de C restent comparables à celles observées avant la mise en mouvement (Figure 3.34.(a)), avec un pic centré autour de 0,8. En revanche, dans le cas stratifié, une diminution notable de C est observée, avec un pic décalé vers 0,65, traduisant une dégradation de la qualité des champs de vitesse reconstruits par PIV dans cette configuration. Les tourbillons générés par la mise en mouvement des volets mélangent du fluide d'indice optique variable dans la cuve, ce qui dégrade les images des particules (*cf.* Figure 3.33).

Un filtrage basé sur le coefficient de corrélation C est appliqué : seuls les vecteurs vérifiant la condition $C > 0,3$ sont conservés pour les analyses, afin de garantir la qualité des données, en particulier dans les configurations stratifiées où les images PIV peuvent être dégradées. Les champs de vitesse ainsi nettoyés présentent une densité spatiale suffisante ainsi qu'une cohérence locale satisfaisante, ce qui autorise l'ajustement d'un modèle de dipôle selon la même procédure que celle utilisée en l'absence de stratification (*cf.* Section 3.5). Il est alors possible d'estimer, comme dans les cas non stratifiés, des grandeurs caractéristiques telles que le rayon a et la circulation Γ .

La Figure 3.35 illustre un exemple d'ajustement du modèle (3.4) sur un champ filtré. Le modèle reproduit de manière satisfaisante les principales caractéristiques du champ de vitesse mesuré, confirmant sa validité même en présence de stratification. Dans cet exemple, environ 20% des vecteurs ont été écartés car associés à un coefficient de corrélation $C < 0,3$.

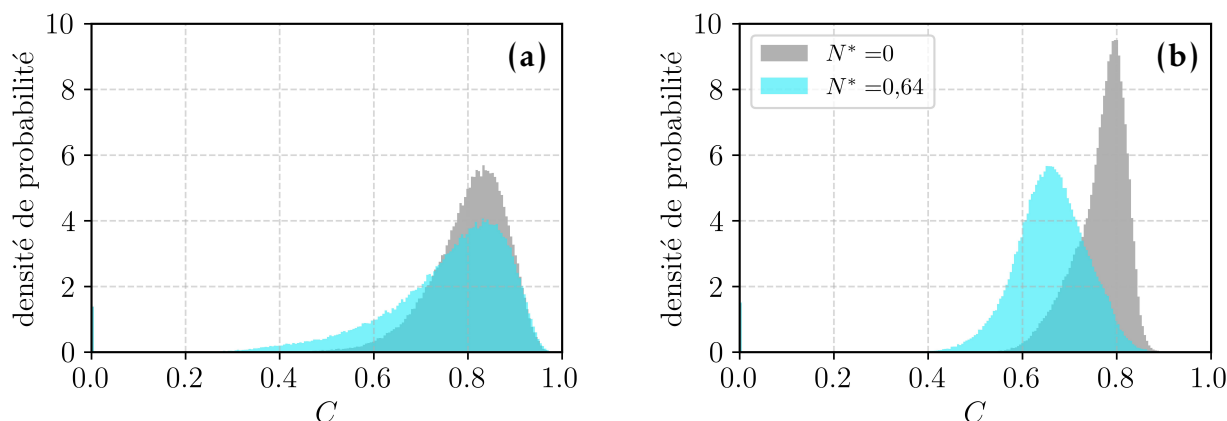


FIGURE 3.34 – Histogrammes de la densité de probabilité des valeurs de C , calculés sur l’intégralité de la fenêtre PIV à partir de 30 snapshots : (a) avant la mise en mouvement des volets ($t_{\text{volets}} < 0$) et (b) après la mise en mouvement des volets ($t_{\text{volets}} > 0$).

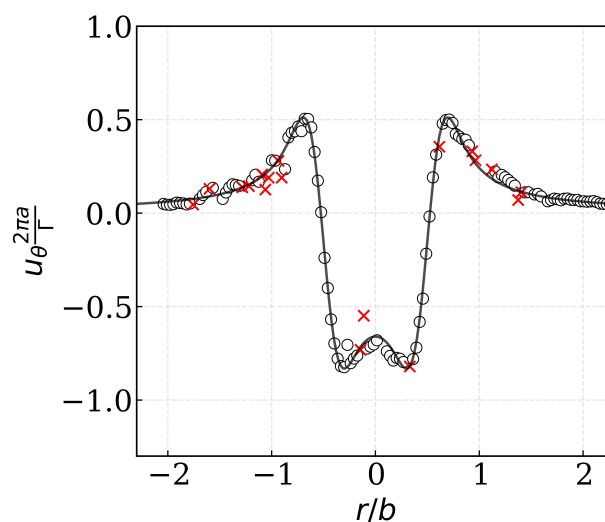


FIGURE 3.35 – Ajustement du modèle défini par l’équation (3.4) sur des données expérimentales acquises en milieu stratifié ($N = 0,26 \text{ s}^{-1}$), dans le plan de reconnexion à $t_{\text{volets}} = 2 \text{ s}$, pour la perturbation A_2 . Les lignes pointillées correspondent au modèle ajusté. Les symboles \circ désignent les données utilisées pour l’ajustement, tandis que les symboles \times indiquent les données écartées, pour lesquelles le coefficient C est inférieur à 0,3.

3.7 Conditions d'essai et protocole expérimental

Sur la base des méthodes de mesure décrites précédemment, une campagne expérimentale a été menée afin d'étudier l'influence de N^* et de l'amplitude de l'ondulation du bord de fuite des volets sur la dynamique de l'écoulement.

La matrice des configurations testées est résumée au Tableau 3.5. Chaque cas est caractérisé par une valeur de N^* et l'une des deux amplitudes d'ondulation, A_1 et A_2 . Trois types de mesures ont été réalisés : des visualisations perpendiculaires (**visu**_⊥) dans les plans yz , des visualisations parallèles (**visu**_∥) dans les plans xz ou xy , et des mesures PIV planaires (**piv**) dans les plans yz . Les configurations indiquées avec un exposant * signifient que la méthode de correction d'indices de réfraction a été appliquée.

$N (s^{-1})$	0	0.12	0.19	0.22	0.26	0.28
	piv		piv *		piv *	
	visu _⊥	visu _⊥	visu _⊥	visu _⊥	visu _⊥	visu _⊥
	visu _∥		visu _∥		visu _∥	

TABLE 3.5 – Métrologies utilisées pour chaque configuration, montrant les différentes techniques de mesure : **visu**_⊥ pour les visualisations perpendiculaires dans les plans yz , **visu**_∥ pour les visualisations parallèles dans les plans xz et xy , et **piv** pour les mesures PIV dans les plans yz . Les entrées marquées d'un * indiquent que des techniques d'adaptation d'indices de réfraction ont été appliquées. La valeur de N^* renseignée est calculée pour un temps caractéristique $\tau_0 = 2$ s. Toutes les mesures ont été faites à la fois pour les perturbations A_1 et A_2 .

Le protocole expérimental reste identique indépendamment de la métrologie utilisée. Une fois la cuve remplie, le fluide est laissé au repos pendant au moins 12 heures. Les volets, peints ou non selon qu'il s'agisse d'acquisitions pour visualisation ou pour la PIV, sont ensuite immergés délicatement dans la cuve.

Après l'immersion des volets, une période d'attente supplémentaire d'environ une heure est respectée avant toute acquisition, afin de garantir l'absence de mouvement résiduel dans le fluide. En l'absence de ce temps de repos, de fortes déviations latérales dans la trajectoire du dipôle sont fréquemment observées rapidement après la fermeture des volets.

À l'issue de chaque acquisition, les volets sont ramenés en position initiale, puis le système est de nouveau laissé au repos pendant 30 minutes avant le déclenchement de l'expérience suivante. Grâce à ces précautions, la déviation latérale maximale du centre des tourbillons, reste faible, typiquement de l'ordre de $0.2 b_0$ à $t/\tau_0 = 5$.

Malgré ces conditions expérimentales strictes, deux essais (sur un total de 120) ont présenté des déviations latérales marquées, de l'ordre de b_0 à $t/\tau_0 = 5$, sans cause clairement identifiée. En raison de la dissymétrie importante induite sur la trajectoire, ces cas ont été exclus de l'analyse présentée dans la suite du manuscrit.

Un minimum de cinq acquisitions distinctes est réalisé pour chaque configuration. À la fin de chaque journée, la cuve est entièrement vidangée, puis remplie à nouveau afin de mettre en place un nouveau profil de stratification pour la session expérimentale suivante.

3.8 Résumé du Chapitre 3

Ce chapitre a présenté la mise en place et la validation du dispositif expérimental développé pour générer et caractériser des paires de tourbillons longitudinaux contra-rotatifs dans une cuve à eau.

La conception du système de volets générateurs de tourbillons a été présentée. **Des perturbations sinusoïdales ont été introduites afin de favoriser le développement de l'instabilité de Crow de manière reproductible** à la longueur d'onde $\lambda = 18\text{cm}$.

Par ailleurs, **une cinématique du générateur de tourbillons a été déterminée** de manière à produire des structures dont les caractéristiques initiales - en termes d'espacement b_0 , de rayon a_0 et de circulation Γ_0 - sont comparables à celles rapportées par LEWEKE & WILLIAMSON (1998), avec des valeurs typiques : $b_0 \approx 2,5\text{ cm}$, $a_0/b_0 \approx 0,18$ et $Re_{\Gamma_0} \approx 2 \times 10^3$.

Une attention particulière a également été portée aux effets de bord potentiels induits par les dimensions finies du dispositif. Il a été montré que, malgré ces effets, les tourbillons restent bien préservés dans la zone centrale de la cuve, qui constitue ainsi une région de mesure fiable.

Les différentes méthodes de diagnostic optique mises en œuvre de PIV et les visualisations par colorant, permettent de suivre la trajectoire des tourbillons et de caractériser la dynamique de la paire tourbillonnaire. D'une part, **la trajectoire de chaque tourbillon et l'espacement instantané entre les deux structures sont déterminés par le suivi des centres tourbillonnaires au cours du temps**. D'autre part, **les grandeurs caractéristiques du dipôle, telles que le rayon a et la circulation Γ , sont estimées par ajustement d'un modèle constitué de deux tourbillons de Lamb-Oseen contra-rotatifs et d'intensité égale**. On observe également une influence de l'amplitude des ondulations imposées aux volets sur la dynamique du dipôle. En particulier, l'amplitude A_2 induit une circulation initiale environ 10 % plus élevée que celle observée pour A_1 , ce qui modifie les conditions initiales de la paire.

L'évolution de la paire en l'absence de stratification se trouve être similaire à celle décrite par LEWEKE & WILLIAMSON (1996). Toutefois, certaines différences sont également observées, en particulier concernant l'évolution de l'espacement moyen (moyenne entre l'espacement dans le plan de séparation et dans le plan de reconnexion) entre les tourbillons. Dans notre cas, cet espacement demeure quasi constant jusqu'à $t/\tau_0 \approx 2,5$, avant de croître. À l'inverse, chez LEWEKE & WILLIAMSON (2011), l'espacement reste constant jusqu'à $t/\tau_0 \approx 2$, puis décroît. En outre, la décroissance de la circulation est observée plus tôt que chez LEWEKE & WILLIAMSON (1998) pour la configuration A_2 , tandis qu'elle intervient plus tard pour la perturbation A_1 .

La méthode de génération d'une stratification linéaire de densité dans la cuve, reposant sur la technique dite du *double-bucket*, a été présentée et validée expérimentalement. Par ailleurs, une méthode de correction de l'indice optique a été mise en œuvre afin de permettre la réalisation de mesures PIV en milieu stratifié, en limitant les distorsions induites par les variations locales de densité.

La capacité à générer, de manière contrôlée, des tourbillons d'une part, et à imposer une stratification stable du milieu d'autre part, permet désormais d'étudier de manière systématique l'influence de la stratification sur la dynamique des structures tourbillonnaires.

Chapitre 4

Impact d'une stratification linéaire verticale sur la dynamique d'une paire de tourbillons horizontaux

Dans ce chapitre, la dynamique des structures tourbillonnaires évoluant dans une stratification linéaire est analysée pour différentes stratifications comprises dans l'intervalle $N^* \in [0 ; 0,27 ; 0,44 ; 0,53 ; 0,64 ; 0,69]$.

Ce chapitre est structuré en trois sections. La première section (4.1) présente une analyse qualitative de l'influence de la stratification sur l'écoulement à partir de visualisations par colorants. La deuxième section (4.2) propose une quantification de l'influence de la stratification sur la cinématique du dipôle en identifiant les mécanismes physiques à l'œuvre, notamment ceux liés à la production de vorticité barocline. La troisième section (4.3) examine la dynamique tridimensionnelle de l'écoulement, en quantifiant le développement de l'instabilité de Crow à travers l'évaluation de son taux de croissance et de son angle d'inclinaison. Enfin, la quatrième section (4.4) propose une synthèse des principaux résultats du chapitre.

Seuls les résultats obtenus pour l'amplitude de perturbation la plus grande A_2 sont présentés dans ce chapitre. Le cas correspondant à l'amplitude A_1 fait l'objet d'une discussion en Annexe A. Ce choix se justifie d'abord par une meilleure reproductibilité expérimentale de la configuration A_2 , ainsi que par des déformations plus marquées des structures tourbillonnaires sous l'effet de l'instabilité de Crow, ce qui facilite leur caractérisation (*cf.* Annexe A). Sur le plan physique, la configuration A_2 présente un taux de croissance de l'instabilité de Crow en excellent accord avec la prédiction théorique de WIDNALL (1975), avec un écart inférieur à 10 %, comme cela sera montré en Section 4.3.1.   l'inverse, le taux mesuré pour la configuration A_1 s'écarte davantage de la valeur théorique (*cf.* Annexe A). La configuration A_2 peut ainsi être considérée comme une configuration plus représentative du développement canonique de l'instabilité de Crow.

4.1 Visualisations des tourbillons

Dans cette première section, les différentes phases d'évolution de la paire de tourbillons sont décrits qualitativement à partir des visualisations obtenues dans des plans parallèles à l'axe des tourbillons selon la méthodologie décrite au Chapitre 3 (Sections 3.3.2).

4.1.1 Descente des tourbillons

La Figure 4.1 présente l'évolution de l'écoulement dans le plan (xz) pour trois intensités de stratification distinctes $N^* \in [0 ; 0,44 ; 0,64]$, sur l'intervalle $t/\tau_0 \in [0,1 : 5]$. Pour rappel τ_0 est le temps caractéristique associé au dipôle à l'instant initial (équation (1.29), page 49). Cet intervalle de temps permet de couvrir les premières étapes de la vie de la paire de tourbillons, depuis leur formation à la suite de l'enroulement de la nappe de vorticité, jusqu'à des temps où l'instabilité de Crow se développe dans son régime linéaire, puis évolue vers un régime non linéaire conduisant à la formation d'anneaux tourbillonnaires.

On rappelle que les volets sont peints sur toute la longueur de leur extrémité, ce qui permet d'injecter du colorant au centre des tourbillons lors de leur formation. Le cœur de chaque tourbillon est ainsi par une région de forte concentration de colorant. On remarquera que le contraste observé entre le fond et la ligne de centre des tourbillons dépend de la manière dont les volets sont peints, un paramètre difficile à maîtriser, expliquant les différences de contraste d'une visualisation à l'autre. Pour les trois niveaux de stratification, la paire de tourbillons descend dans la cuve. En l'absence de stratification ($N^* = 0$), nous constatons que la paire de tourbillons descend à une vitesse quasi constante (cf. Figure 4.1(a),(d),(g)). Dans les configurations stratifiées, les tourbillons descendent également dans la cuve, mais à des profondeurs plus faibles que dans le cas homogène (cf. Figures 4.1(b),(e),(h) et (c),(f),(i)), comme attendu du fait de la stratification qui freine leur descente.

En effet, la descente des tourbillons est freinée par la force de flottabilité qui s'oppose à leur mouvement de descente. On peut l'interpréter dans le cadre du modèle simplifié proposé par SAFFMAN (1972) dont les détails sont donnés au Chapitre 2 (Section 1.3.3). Dans le cadre de ce modèle, la paire de tourbillons commence à descendre avec une impulsion initiale. Considérons l'ovale formé par les tourbillons transportant du fluide léger de densité ρ_0 tel que décrit au Chapitre 1 (Section 1.3.3). L'ovale s'enfonce alors dans un milieu dont la densité $\rho(z)$ augmente avec la profondeur. Ce gradient de densité induit une force de flottabilité dirigée vers le haut, proportionnelle à la différence de densité $\Delta\rho = \rho_0 - \rho(z)$ entre le fluide contenu dans l'ovale et le fluide environnant (cf.  quation 1.33). Cette force croît avec la profondeur du fait de l'écart croissante ρ_0 et $\rho(z)$, ce qui tend à freiner progressivement le mouvement de descente de la paire de tourbillons.

4.1.2 Croissance des instabilité coopératives

Nous constatons également que des instabilité coopératives se développent pendant la descente de la paire.   $t/\tau_0 = 0,1$, les axes de rotation des tourbillons sont rectilignes.   $t/\tau_0 = 2$, ils présentent une ondulation sinusoïdale de grande longueur d'onde $\lambda = 18$ cm imposées sur les bords de fuite des volets. Ces ondulations ont été spécifiquement conçues pour initier l'instabilité de Crow à une longueur d'onde et une phase fixée ; ces observations confirment donc l'efficacité du dispositif. Cette ondulation est observée pour les trois valeurs de stratification N^* (Figure 4.1 (d), (e) et (f)). Ce résultat est cohérent avec les travaux numériques de GARTEN, WERNE *et al.* (2001), HOLZAPFEL *et al.* (2001) et ORTIZ *et al.* (2015), qui observent également le développement de l'instabilité de Crow pour toutes les valeurs de N^* en régime faiblement stratifié ($N^* \lesssim 1$). L'examen des instants ultérieurs (Figure 4.1 (g), (h) et (i)), révèle une croissance de l'amplitude de cette ondulation. L'ondulation est symétrique par rapport au plan (yz) et elle est inclinée par rapport au plan médian (xy) ce qui se manifeste par des rapprochements et des éloignements alternés

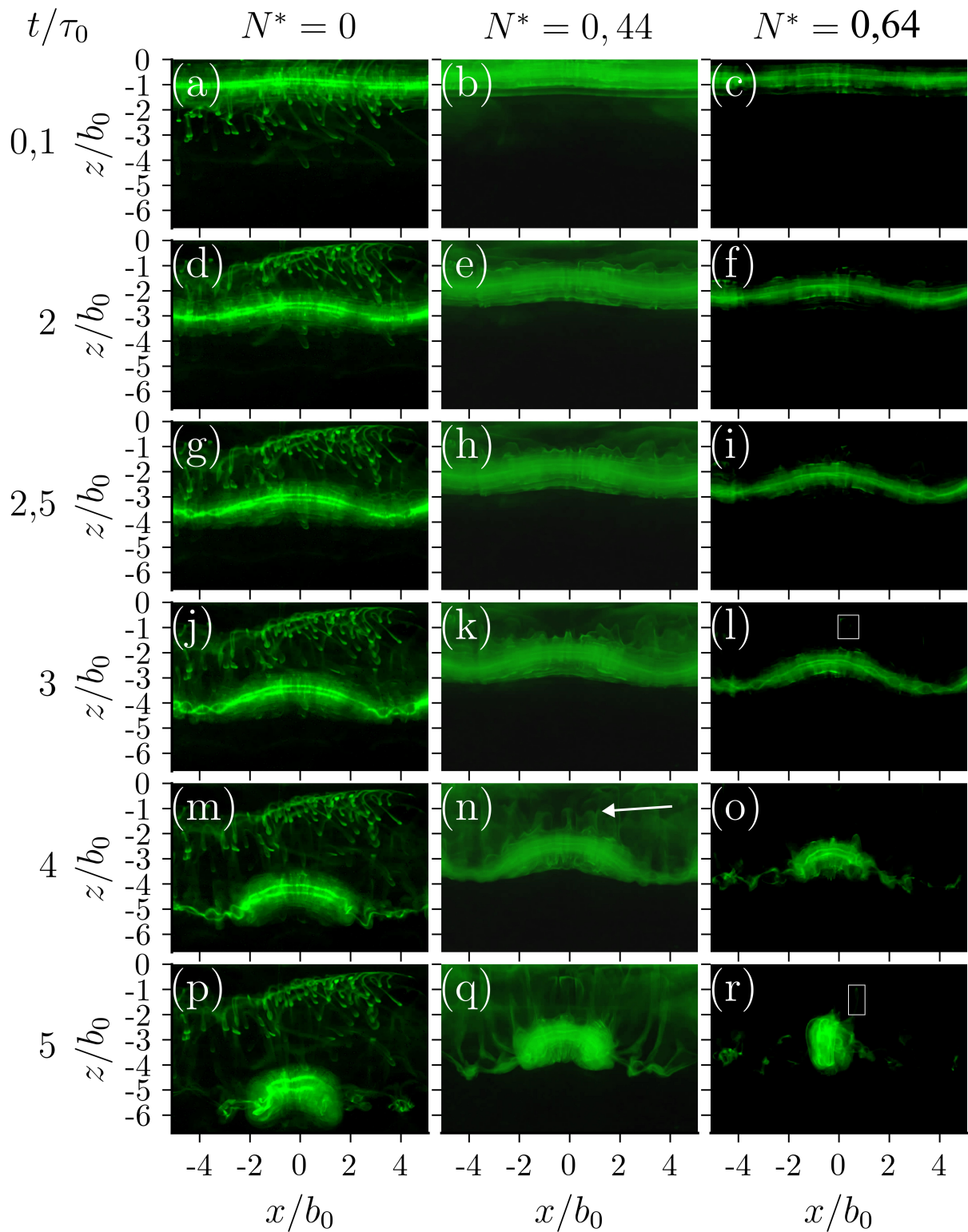


FIGURE 4.1 – Visualisations de l'évolution des structures tourbillonnaires dans le plan (xz) pour différentes stratifications pour des temps caractéristiques t/τ_0 compris entre 0,1 et 5 (perturbations A_2). La première colonne correspond au cas sans stratification ($N^* = 0$), la deuxième à $N^* = 0,44$, et la troisième à $N^* = 0,64$.

des filaments dans la direction longitudinale. Ces perturbations des axes de rotations des tourbillons sont caractéristiques de l'instabilité de Crow présentée au Chapitre 1 (Section 1.2.2.1). Cette instabilité sera étudiée plus en détail dans la Section 4.3 à partir

des visualisations dans des plans transverses. À noter que le positionnement de ces plans a été défini en partie à partir des observations présentées ici.

Au temps $t/\tau_0 \approx 3$, une ondulation de plus courte longueur d'onde devient visible aux positions longitudinales où les tourbillons se rapprochent le plus ($x/b_0 \approx \pm 3,5$). Ce phénomène apparaît notamment sur les visualisations des Figures 4.1(g),(j),(m),(n),(i) et (l). Elle se superpose à l'ondulation de grande longueur d'onde, conformément aux prévisions théoriques de WIDNALL, BLISS & TSAI (1974). Cette ondulation de courte longueur d'onde (du même ordre de grandeur que a_0) correspond à l'instabilité elliptique décrite au Chapitre 1, Section 1.2.2.2).

4.1.3 Formation d'anneaux tourbillonnaires

La croissance de l'instabilité de Crow conduit à la formation d'anneaux tourbillonnaires. Ce phénomène est observé au temps long, autour de $t/\tau_0 \approx 3$, pour toutes les valeurs de N^* , comme l'illustrent les visualisations des Figures 4.1(m),(n) et (o)). En l'absence de stratification, sous l'effet de la croissance de l'instabilité de Crow, les tubes de vorticité de chaque tourbillon de la paire se rejoignent localement et se connectent entre eux en $x/b_0 \approx \pm 3,5$ (Figure 4.1(j),(k) et (l)). La détermination précise de l'instant de reconnexion, c'est-à-dire de la durée nécessaire à la formation des anneaux à partir de ces visualisations, reste délicate. Néanmoins, à titre d'ordre de grandeur, on observe qu'  $t/\tau_0 \approx 4$, des anneaux distincts séparés les uns des autres sont formés pour l'ensemble des valeurs de N^* (Figure 4.1(m),(n) et (o)). Cette durée est cohérente avec celle rapportée par LEWEKE & WILLIAMSON (2011) sans stratification, où la fin du processus de reconnexion intervient après 4,5 temps caractéristiques. Les anneaux ainsi formés continuent leur descente dans la cuve sous l'effet de leur propre induction (Figure 4.1(j),(m) et (p)). En l'absence de stratification, la dynamique de l'anneau suit une évolution qualitativement proche de celle observée par LEWEKE & WILLIAMSON (2011) schématisée au Chapitre 1 (*cf.* Figure 1.7.(b)).

Les anneaux ne sont pas parfaitement circulaires. Ils adoptent une forme elliptique. Cette évolution de la forme des anneaux peut être visualisée sur les visualisations de la Figure 4.2. Cette figure présente des visualisations des anneaux obtenues depuis un autre angle de vue, grâce au miroir incliné à 45° placé au fond de la cuve (*cf.* Chapitre 3, section 3.3.2). Ce miroir permet de voir les structures tourbillonnaires dans le plan (xy), et ainsi de suivre l'évolution de la forme elliptique des anneaux.

Juste après sa formation, autour de $t/\tau_0 \approx 4$, l'anneau présente une forme elliptique allongée selon l'axe x (Figure 4.2(g)).   des temps plus avancés, sa forme évolue progressivement vers une ellipse étirée selon l'axe y (Figures 4.2(m), (p), (s) et (v)). Dans leurs modélisations, ARMS *et al.* (1965) ont montré que ce basculement progressif d'une ellipse allongée selon x vers une ellipse allongée selon y résulte de l'auto-induction générée par la courbure inhomogène de l'anneau.

  un stade encore plus avancé de l'évolution, une seconde inversion des axes pourrait potentiellement survenir sous l'effet de la courbure, comme le rapportent LEWEKE & WILLIAMSON (2011) entre les étapes D et E (*cf.* Figure 1.7.(b)). Ils observent ensuite un phénomène de seconde reconnexion autour de $t/\tau_0 \approx 13$ ( tapes E   F). De telles évolutions ne sont toutefois pas mises en évidence dans notre expérience, probablement en raison de la durée d'observation limitée. En effet, les anneaux interagissent avec le miroir incliné ou atteignent le fond de la cuve avant que ces mécanismes n'aient le temps de se manifester.

On remarque également que l'anneau reste courbé vers le bas lors de la transition entre l'ellipse allongée selon x et celle allongée selon y (Figure 4.2(j),(m) et (p)). Nous n'observons pas d'étape intermédiaire (Figure 1.7.(b)  tape C) durant laquelle l'anneau ne serait plus

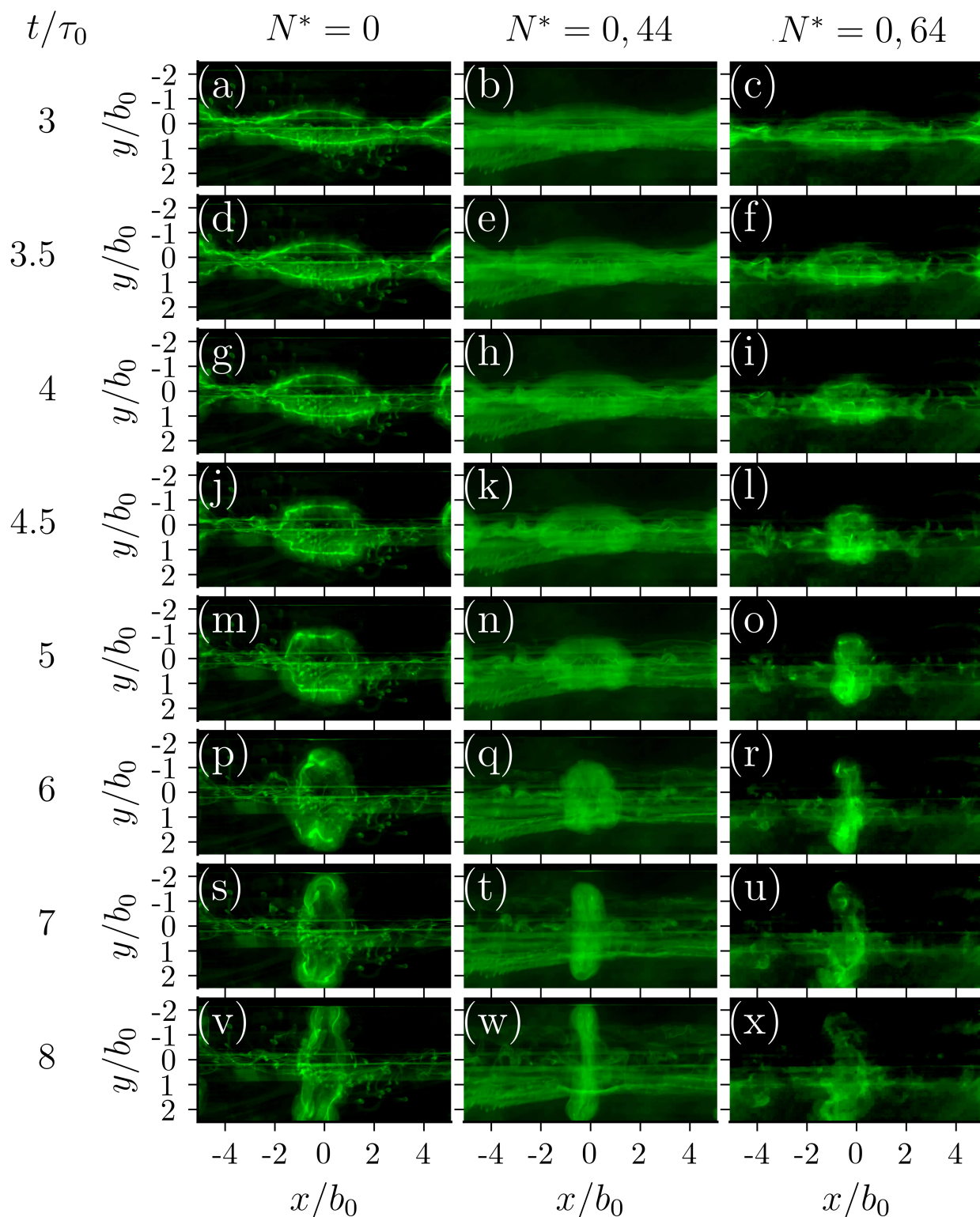


FIGURE 4.2 – Visualisations de l'évolution des anneaux tourbillonnaires dans le plan (xy) pour différentes stratifications pour des temps caractéristiques t/τ_0 compris entre 3 et 8 (perturbations A_2). La première colonne correspond au cas sans stratification ($N^* = 0$), la deuxième à $N^* = 0,44$, et la troisième à $N^* = 0,64$.

courbé, mais plat comme c'est le cas pour LEWEKE & WILLIAMSON (2011).

En présence de stratification, la forme des anneaux évolue de manière similaire à celle observée en milieu homogène. Ils apparaissent d'abord allongés selon l'axe x , puis s'étirent

dans la direction y . En revanche, cette dynamique n'a pas la même temporalité en fonction de la valeur de N^* . En effet, à $t/\tau_0 = 4,5$ les anneaux sont allongés selon x pour $N^* = 0$ et $0,44$ (Figure 4.2(j) et (k)) et ils évoluent progressivement vers une forme allongée selon y . Alors que pour $N^* = 0,64$, au même instant, la transition a déjà eu lieu et l'anneau est d'ores et déjà allongé selon y (Figure 4.2(l)). Au fur et à mesure que le temps augmente, l'allongement des anneaux selon y continue alors qu'ils se contractent selon x . À $t/\tau_0 = 8$, tandis que l'anneau allongé selon y poursuit sa descente dans le cas sans stratification (non montré ici), la dynamique est modifiée en milieu stratifié. La structure ne descend pas et elle est très fortement contractée selon x (Figures 4.2(w) et (x)).

4.1.4 Évolution des anneaux tourbillonnaires

L'évolution à long terme des anneaux tourbillonnaires diffère notablement selon que le fluide est stratifié ou non. Dans les cas non stratifiés, les anneaux poursuivent leur descente jusqu'à entrer en contact avec le miroir, comme illustré sur la Figure 4.3. À l'instant $t/\tau_0 = 14$, l'anneau a atteint une profondeur de $z/b_0 \approx 12,5$. Il se trouve alors suffisamment proche du miroir pour que l'anneau et son reflet apparaissent presque en contact. Dans ce cas particulier, l'anneau est de nouveau étiré selon x car une seconde inversion de l'axe principal de l'ellipse a eu lieu. On notera que l'apparition de cette seconde inversion dépend des réalisations et n'est pas systématiquement observée.

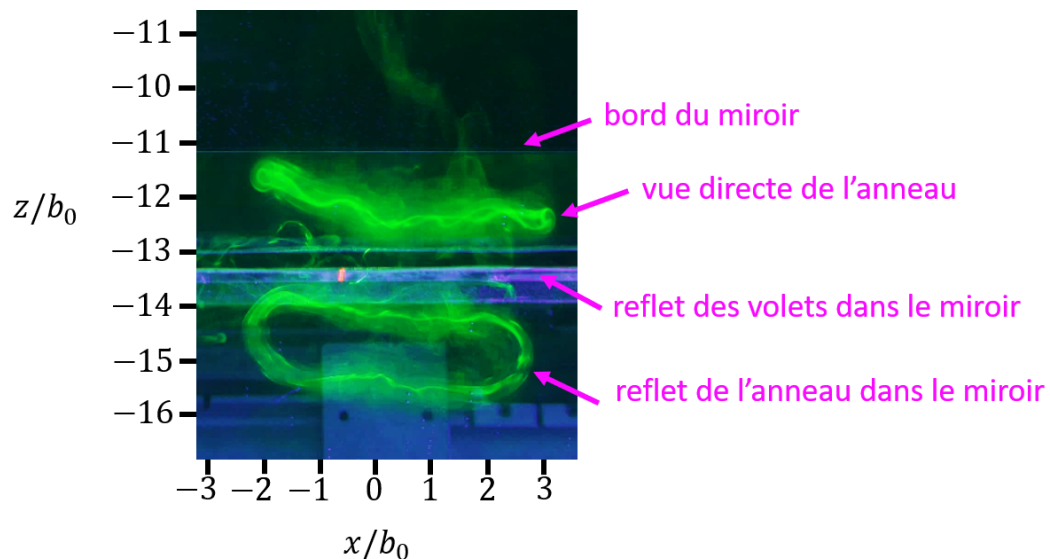


FIGURE 4.3 – Visualisations de l'écoulement à $t/\tau_0 = 14$ en l'absence de stratification lors de l'impact du miroir (perturbations A_2).

Dans les cas stratifiés, la dynamique est différente. Les visualisations dans le plan (xz) pour des temps avancés, compris dans l'intervalle $t/\tau_0 \in [10 : 16]$, en présence de stratification sont présentées sur la Figure 4.4. Les anneaux cessent leur descente et ne conservent pas leur cohérence. Un panache de colorant reste visible, mais aucune structure en anneau n'est discernable. Il semblerait que les anneaux soient détruits sous l'effet de la stratification.

Les mesures PIV permettent de confirmer que l'anneau est effectivement détruit en présence de stratification. La Figure 4.5 présente une séquence de champs de vorticité dans le plan de séparation pour le cas $N^* = 0,64$.   $t/\tau_0 = 2,5$ (Figure 4.5(a)), la vorticité axiale

est clairement organisée sous la forme d'un dipôle. En revanche, à $t/\tau_0 = 5,5$ (Figure 4.5(c)), cette structure dipolaire a disparu, laissant place à une vorticit   d  sorganis  e, r  partie en petites structures diffuses.

Dans leur   tude num  rique, DE VISSCHER *et al.* (2013) identifient un m  canisme susceptible de contribuer    la destruction des anneaux tourbillonnaires en milieu stratifi  . La vorticit   barocline, g  n  r  e par les gradients de densit  , entoure les tourbillons principaux et favorise l'  mergence d'instabilit  s tridimensionnelles de petite   chelle, distinctes de l'instabilit   elliptique d  crite par WIDNALL & BLISS (1971). Ces instabilit  s peuvent conduire    la d  sint  gration des structures coh  rentes. Les Figures 4.6(b) et (c) issue des travaux de DE VISSCHER *et al.* (2013) montrent les anneaux juste avant leur destruction par la stratification. Nous remarquons les structures tourbillonnaires secondaires d'origine barocline qui apparaissent autour des tourbillons principaux en pr  sence de stratification. Pour des niveaux de stratification interm  diaires ($N^* = 0,35$), la destruction des anneaux est observ  e autour de $t/\tau_0 = 5,5$, tandis que pour des stratifications plus marqu  es ($N^* = 0,75$), elle intervient plus t  t, d  s $t/\tau_0 = 3,5$.

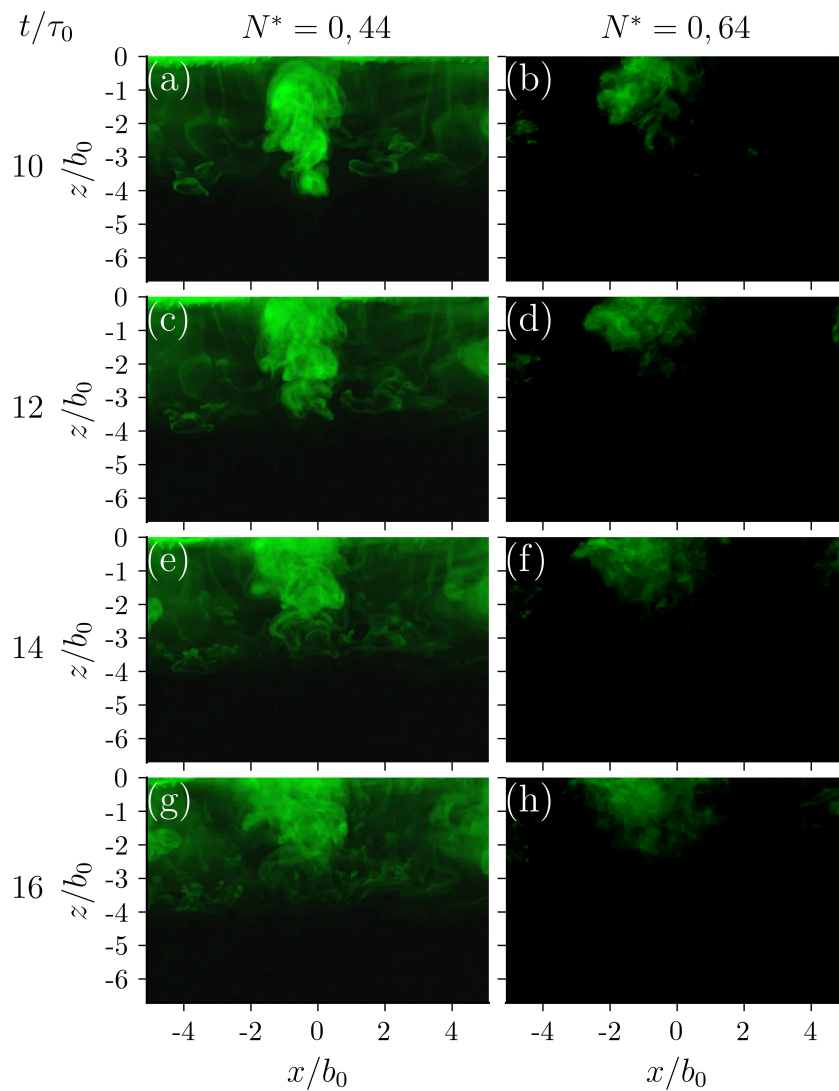


FIGURE 4.4 – Visualisations de l'  coulement dans le plan (xz) pour diff  rentes stratifications pour des temps caract  ristiques t/τ_0 compris entre 10 et 16 (perturbations A_2). La premi  re colonne correspond au cas $N^* = 0,44$ et la deuxi  me    $N^* = 0,64$.

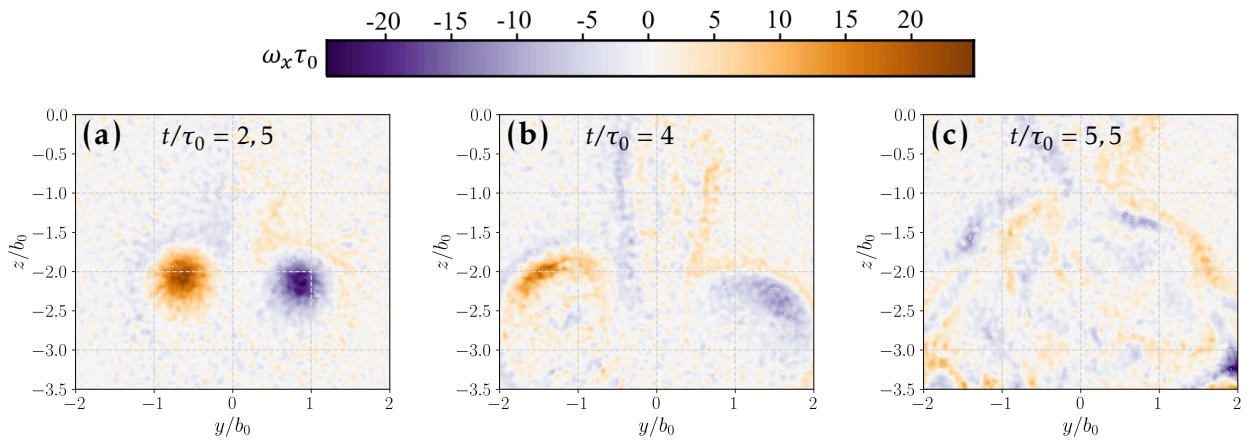


FIGURE 4.5 – Séquence de champs de vorticité axiale ω_x mesurée en présence de stratification ($N^* = 0,64$) dans le plan de séparation (perturbation A_2).

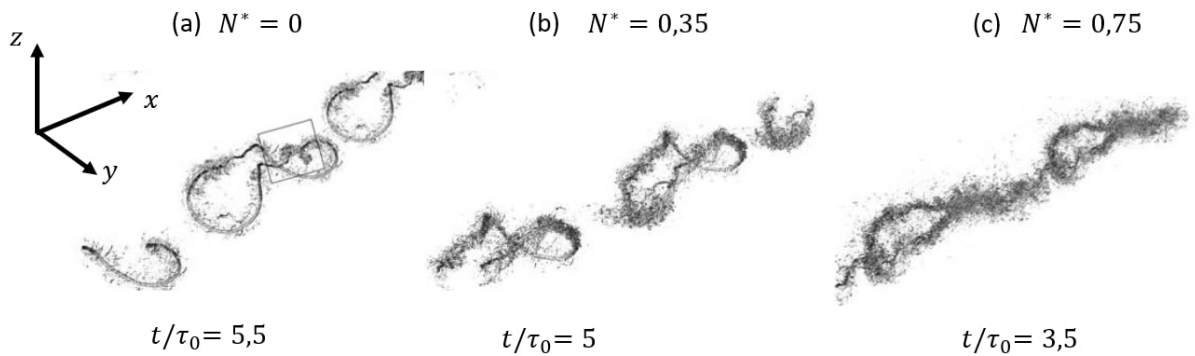


FIGURE 4.6 – iso-surfaces du critère λ_2 issues des simulations de DE VISSCHER *et al.* (2013) pour trois niveaux de stratification $N^* \in [0 ; 0,35 ; 0,75]$.

4.1.5 Formation d'un sillage secondaire

Outre la formation des anneaux tourbillonnaires, les visualisations obtenues pour $N^* = 0,44$ révèlent la présence de filaments verticaux de colorant au-dessus des tourbillons formant un sillage secondaire, comme le montrent les Figures 4.1(h), (k), (n) et (q). Une flèche blanche sur la Figure 4.1(n) indique un exemple de ces structures filamentaires.

La formation d'un sillage secondaire au-dessus des tourbillons principaux peut être interprétée à la lumière des simulations de SPALART (1996), HOLZAPFEL *et al.* (2001), GARTEN, ARENDT *et al.* (1998) et SAULGEOT *et al.* (2023) et des observations expérimentales de LIU (2006), qui ont mis en évidence ce phénomène. Pour rappel, ces travaux évoqués au Chapitre 1 (Section 1.3.3) ont montré que le fluide, initialement confiné dans l'ovale de Kelvin, s'en échappe vers le haut sous l'effet de la stratification. Une fois expulsé de l'ovale, on observe que le fluide léger remonte au-dessus de celui-ci, conformément aux mécanismes identifiés dans la littérature (SPALART 1996; GARTEN, ARENDT *et al.* 1998; HOLZAPFEL *et al.* 2001). La vorticité secondaire est d'abord entraînée vers le sommet de l'ovale, puis transportée le long de l'axe de symétrie de l'écoulement. Ce mouvement ascendant est dû à l'induction mutuelle entre les deux moitiés de la vorticité secondaire. Le fluide sorti de l'ovale, plus léger que le fluide ambiant et de densité proche de celle de la couche de formation des tourbillons, remonte ensuite vers cette couche sous l'effet de la

force de flottabilité.

On relèvera l'absence de sillage secondaire sur les visualisations obtenues pour la stratification la plus élevée, $N^* = 0,64$. Seuls quelques filaments de colorant, fortement atténués, sont visibles en Figures 4.1(l) et (r), encadrés par des rectangles. Il est toutefois très peu probable que l'absence de sillage secondaire observée pour $N^* = 0,64$ reflète une différence réelle de dynamique par rapport au cas $N^* = 0,44$. En effet, un sillage secondaire est clairement mis en évidence par d'autres méthodes de diagnostic appliquées aux mêmes conditions, par exemple les mesures PIV qui seront montrées dans la Section 4.2.2.1 (cf. Figure 4.12((e) et (f)).

L'absence de sillage secondaire sur ces visualisations résulte plus vraisemblablement de la stratégie d'ensemencement du colorant appliqué sur les volets. Un dépôt localisé au niveau du bord de fuite permet de visualiser préférentiellement le cœur des tourbillons, tandis qu'un ensemencement plus en amont, sur la face interne des volets, met davantage en évidence la structure de l'ovale. Dans le cas $N^* = 0,64$, le colorant a été appliqué majoritairement au bord de fuite afin de cibler la visualisation des cœurs tourbillonnaires, ce qui limite la mise en évidence du sillage secondaire. À l'inverse, pour le cas $N^* = 0,44$, la méthode de dépôt ciblée sur les cœurs tourbillonnaires n'était pas encore optimisée, ce qui explique pourquoi le sillage secondaire est visible.

On note également, sur les visualisations sans stratification (Figures 4.1(a), (d), (g), (j), (m) et (p)), la présence d'une traînée de colorant immobile située au-dessus des tourbillons. Ces traces résiduelles de colorant ne sont pas liées à la dynamique des tourbillons et ne correspondent pas à un sillage secondaire. Elles résultent d'un artefact de la méthode de visualisation, dû à la présence de grains de fluorescéine sur les volets lors de leur immersion dans la cuve. Il serait encore utile d'effectuer ces visualisations en optimisant le protocole comme discuté au chapitre précédent (Section 3.3.2).

Ces visualisations ont permis de décrire qualitativement l'impact de la stratification sur la dynamique de la paire de tourbillons. Pour résumer, on a décrit les éléments suivants. Aux temps courts ($t/\tau_0 < 2,5$), la dynamique reste qualitativement similaire pour toutes les stratifications considérées ($N^* \in [0 ; 0,44 ; 0,62]$) : **une paire de tourbillons initialement rectiligne se forme et descend dans la cuve, sa descente étant progressivement ralentie par la stratification.** Au cours de cette phase de descente, **on observe également le développement de l'instabilité de Crow, conduisant à une reconnexion et à la formation d'anneaux tourbillonnaires.** Par la suite, des différences apparaissent entre les configurations. **En milieu stratifié, la descente des anneaux est arrêtée, leur forme diffère de celle observée dans le cas sans stratification** - ils sont davantage contractés dans la direction axiale - et ils sont rapidement détruits. Enfin, **la descente des tourbillons en présence de stratification s'accompagne de la formation d'un sillage secondaire, signature de la production de vorticité barocline.**

La suite de ce chapitre s'attache à quantifier de manière plus précise l'influence de la stratification sur la dynamique de la paire de tourbillons grâce aux visualisations et aux mesures PIV faites dans des plans transverses aux axes de rotation des tourbillons décrites au Chapitre 3 (Section 3.3.1).

4.2 Évaluation de l'influence de la stratification

4.2.1 Cinématique de la paire de tourbillons

La cinématique de la paire de tourbillons est examinée dans cette sous-section pour les différentes valeurs de $N^* \in [0 ; 0,27 ; 0,44 ; 0,53 ; 0,64 ; 0,69]$. Afin de s'affranchir au maximum des effets induits par le développement de l'instabilité de Crow, laquelle introduit une dynamique différente entre le plan de reconnexion et celui de séparation, on considère les grandeurs moyennées entre ces deux plans. On rappelle que celles-ci sont notées avec une barre.

La Figure 4.7 présente les trajectoires moyennes entre le plan de reconnexion et le plan de séparation du centre des tourbillons. Quelle que soit la stratification considérée, on observe que les trajectoires des deux tourbillons - celui de gauche ($y < 0$) et celui de droite ($y > 0$) - demeurent globalement symétriques par rapport à l'axe vertical. On note toutefois, en fin de trajectoire, une légère tendance à dévier vers les $y < 0$, autour de $\bar{z}_c/b_0 \approx 3$, particulièrement marquée pour le cas $N^* = 0$. Le décalage horizontal maximal observé demeure faible, de l'ordre de 15 % de la distance parcourue verticalement. Nous n'avons pour l'instant pas d'explication quant aux raisons de cette asymétrie.

On observe également une bonne répétabilité expérimentale. En effet, en début de trajectoire, lors de la formation des tourbillons, pour $\bar{z}_c < 0$, les différentes réalisations se superposent indépendamment du niveau de stratification N^* . De plus, pour une valeur donnée de N^* , cette superposition persiste quasiment tout au long de la descente. Des écarts peuvent néanmoins apparaître en toute fin de trajectoire, probablement en raison de la croissance d'instabilités coopératives dont l'évolution n'est pas strictement identique d'une réalisation à l'autre.

Les trajectoires présentées ci-dessus mettent en évidence une descente globalement symétrique et répétable des deux tourbillons, pour une valeur donnée de N^* . Cependant, on constate que la forme des trajectoires est différente selon le niveau de stratification. La Figure 4.8 présente l'évolution de l'altitude moyenne de la paire, notée \bar{z}_c , pour différents niveaux de stratification. Cette grandeur correspond à l'altitude moyenne, calculée à la fois entre le plan de reconnexion et le plan de séparation, et entre les deux tourbillons, celui de gauche ($y < 0$) et celui de droite ($y > 0$). Dans cette figure (ainsi que dans les Figures 4.8, 4.9, 4.11, 4.13 et 4.22 présentées plus loin issues du suivi des centres des tourbillons), chaque réalisation est représentée par un trait fin, tandis que les traits plus épais indiquent la médiane calculée à partir de l'ensemble des réalisations.

Pour toutes les valeurs de N^* , la phase initiale de descente se caractérise par une diminution quasi linéaire de l'altitude de la paire au cours du temps, ce qui indique une vitesse de descente quasi constante durant cette phase. La durée de cette dernière dépend du niveau de stratification : elle est d'autant plus courte que la stratification est forte. À titre d'exemple, pour le cas homogène, cette phase s'étend sur l'intervalle $t/\tau_0 \in [0 ; 2,5]$, tandis que dans le cas le plus stratifié, elle se limite à $t/\tau_0 \in [0 ; 1,5]$.

Après cette phase, les courbes d'altitude présentent une inflexion : la pente diminue graduellement en valeur absolue, indiquant que la descente de la paire est ralentie, en accord avec les observations qualitatives issues des visualisations (*cf.* Figure 4.1). Ce ralentissement conduit à une réduction de la profondeur maximale atteinte par la paire de tourbillons. Par exemple, pour une stratification faible ($N^* = 0,27$), les tourbillons s'enfoncent jusqu'à une profondeur d'environ $3,5b_0$ sous l'altitude de référence z_0 (altitude

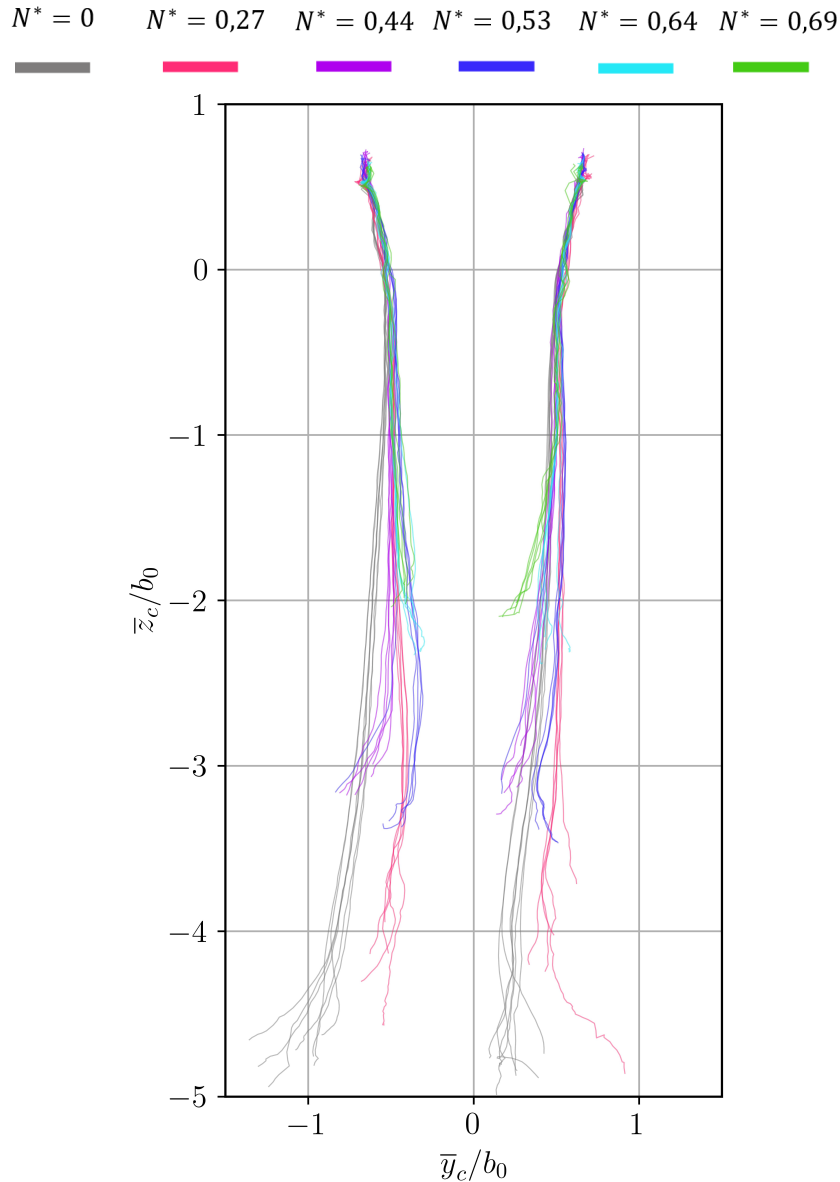


FIGURE 4.7 – Trajectoires moyennes des centres tourbillonnaires. Elles sont obtenues par suivi manuel du centre des tourbillons sur les visualisations par colorant. La trajectoire du tourbillon gauche ($y < 0$) et droite ($y > 0$) sont représentées. Le bord de fuite des volets est situé à l'altitude $z/b_0 = 1,2$. Chaque paire de trajectoires correspond à une réalisation; pour une valeur donnée de N^* , au moins cinq réalisations ont été effectuées.

des tourbillons à $t = 0$, telle que définie à l'équation (3.6), page 119), tandis que pour la stratification la plus forte ($N^* = 0,69$), ils ne descendent qu'à environ $1,5b_0$.

Afin de caractériser plus précisément la vitesse de descente de la paire de tourbillons, les variations temporelles de leur altitude moyenne \bar{z}_c sont examinées. La vitesse verticale moyenne, définie par $\bar{W} = d\bar{z}_c/dt$, est présentée sur la Figure 4.9. En examinant les variations de l'altitude, on retrouve la phase linéaire décrite précédemment, au cours de laquelle la vitesse de descente demeure approximativement constante. De légères fluctuations sont toutefois observées, notamment une augmentation de la pente d'environ 20 % en valeur absolue, ce qui suggère une légère accélération de la vitesse de descente au cours de cette phase. Ce comportement est probablement lié à la diminution de l'espacement entre les tourbillons, comme cela est discuté dans la section suivante (Section 4.2.2.1).

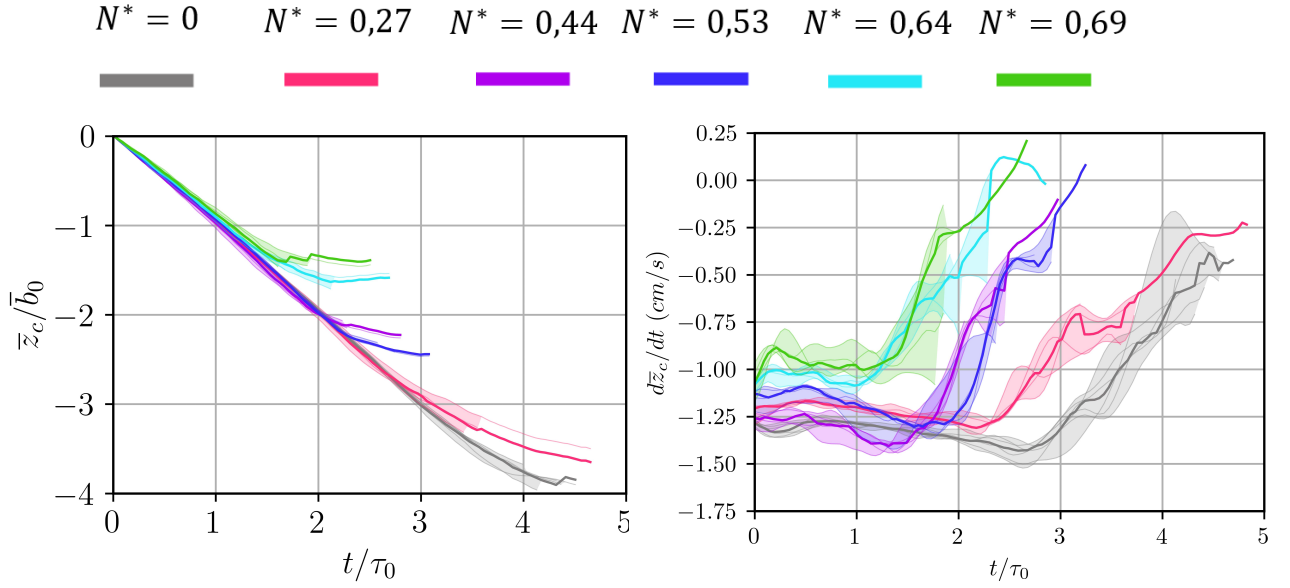


FIGURE 4.8 – Altitude moyenne du centre des tourbillons \bar{z}_c .

FIGURE 4.9 – Vitesse verticale moyenne du centre des tourbillons $d\bar{z}_c/dt$

Évolution verticale de la paire de tourbillons tracée en fonction du temps pour $N^* \in [0 : 0,69]$ (perturbations A_2). Les traits fins représentent les données brutes ; les traits épais correspondent à la médiane calculée pour une valeur de N^* donnée. L’enveloppe en teinte plus claire indique l’étendue des variations observées.

On constate également que les vitesses de descente initiales $\bar{W}_0 = \bar{W}(t = 0)$ mesurées à $t/\tau_0 \approx 0$ ne sont pas strictement identiques selon la valeur de N^* . On observe globalement une diminution, en valeur absolue, de \bar{W}_0 lorsque l’intensité de la stratification augmente. Par exemple, dans le cas non stratifié, on mesure $\bar{W}_0 = -1,3\text{cm/s}$, tandis que dans le cas le plus stratifié ($N^* = 0,69$), la valeur est de $-0,9\text{cm/s}$.

Cette réduction de la vitesse de descente initiale avec l’augmentation de N^* est probablement liée, d’une part, au renforcement de la force de flottabilité - encore faible au début de la descente, mais déjà plus marquée pour les stratifications élevées (cf. équation (1.33), page 53) - et, d’autre part, à la diminution de la circulation initiale des tourbillons Γ_0 lorsque la stratification s’intensifie (montrée au Tableau A.1 en Annexe A). À noter que d’autres informations complémentaires sur l’influence de la stratification sur les caractéristiques initiales de la paire (espacement, rayon, vitesse de descente et circulation) à $t/\tau_0 = 0$ sont également présentées en Annexe A.

Une exception mérite toutefois d’être soulignée quant à la tendance de réduction de la vitesse de descente initiale avec l’augmentation de N^* . On pourrait s’attendre à ce que la vitesse de descente mesurée pour $N^* = 0,44$ se situe entre celles obtenues pour $N^* = 0,27$ (environ $-1,2\text{cm/s}$) et $N^* = 0,53$ (autour de $-1,1\text{cm/s}$). Or, ce n’est pas le cas, la vitesse de descente mesurée pour $N^* = 0,44$ est proche de celle mesurée dans le cas non stratifié ($N^* = 0$), soit environ $-1,3\text{cm/s}$. Toutefois, la reproductibilité de cette observation reste à confirmer, en raison de la variabilité des valeurs de \bar{W}_0 mesurées entre les différentes réalisations - pouvant atteindre $\pm 0,2\text{cm/s}$ pour une même valeur de N^* - ainsi que du nombre limité d’expériences.

Les Figures 4.10(a) et (b) comparent l’évolution des altitudes mesurées pour deux valeurs de N^* , respectivement 0,44 et 0,69, avec les simulations bidimensionnelles de SAULGEOT *et al.* (2023) et les résultats expérimentaux de LIU (2006). Ces résultats numé-

riques et expérimentaux sont retenus car les valeurs de N^* utilisées dans ces études sont proches de celles considérées dans la présente étude.

Aux temps courts, typiquement $t/\tau_0 < 2$, l'altitude des tourbillons que nous mesurons est en accord avec les simulations de SAULGEOT *et al.* (2023). Ces simulations indiquent qu'en régime de faible stratification ($N^* < 1, 2$), la phase initiale de décélération des structures tourbillonnaires est suivie d'une phase d'accélération, induite par la diminution de la distance entre les tourbillons, laquelle renforce leur induction mutuelle. On peut le voir par exemple pour $N^* = 0,7$ sur la Figure 4.10(b), où une forte accélération de la descente a lieu autour de $t/\tau_0 \approx 3,5$. Dans la présente étude, aucune accélération de ce type n'est observée. Dans notre configuration, à $t/\tau_0 \approx 3,5$, l'écoulement est déjà pleinement tridimensionnel. En effet, les anneaux tourbillonnaires se forment approximativement au moment où ce second régime d'accélération devrait apparaître. L'accord avec le calcul bidimensionnel est alors interrompu par l'établissement de ces phénomènes tridimensionnels.

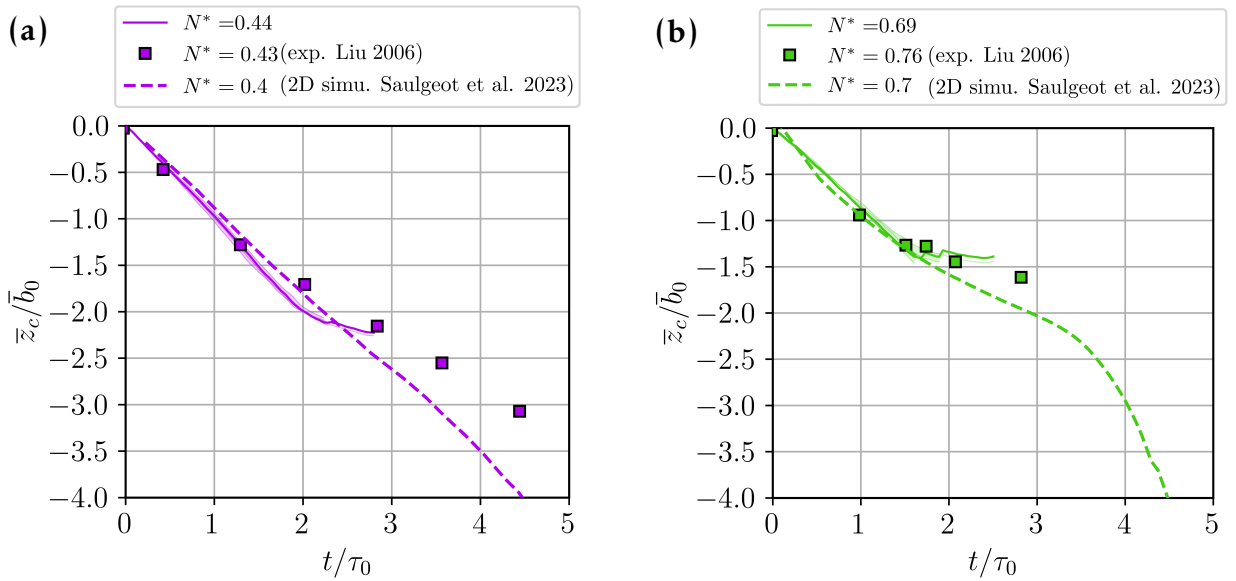


FIGURE 4.10 – Altitude moyenne du centre des tourbillons, \bar{z}_c , en fonction du temps : (a) $N^* \approx 0,44$ et (b) $N^* \approx 0,69$. L'enveloppe en teinte plus claire indique l'étendue des variations observées. Les symboles (\square) représentent les altitudes issues des expériences de LIU (2006) et les pointillées les résultats des simulations bidimensionnelles de SAULGEOT *et al.* (2023).

Peuvent également être comparées avec nos mesures d'altitude celles obtenues dans une autre configuration expérimentale. LIU (2006) ont étudié l'effet de la stratification sur une paire de tourbillons longitudinaux avec un système de génération de tourbillons qui est toutefois différent du nôtre. Plus de détails sur le dispositif sont donnés au Chapitre 1 (Section 1.3.4).

Les altitudes observées dans l'étude de LIU (2006) s'inscrivent dans la continuité des mesures de la présente étude et des autres observations expérimentales rapportées dans la littérature (SARPKAYA 1983; DELISI *et al.* 2000). En effet, on observe dans tous les cas un ralentissement progressif de la descente de la paire de tourbillons, d'autant plus important que la valeur de N^* est élevée, sous l'effet du freinage induit par la stratification. Des écarts quantitatifs peuvent apparaître. Par exemple, pour la stratification la plus forte, $N^* \approx 0,7$, nos mesures et celles de LIU (2006) sont proches l'une de l'autre (Figure 4.10(b)) alors que pour le cas $N^* \approx 0,4$ (Figure 4.10(a)) la vitesse de descente est différente. Dans ce second

cas, le ralentissement du dipôle intervient plus tôt dans les expériences de LIU (2006), vers $t/\tau_0 \approx 1,5$, alors que nos observations indiquent une transition plus tardive, autour de $t/\tau_0 \approx 2$.

Une autre différence notable entre les altitudes mesurées dans la présente étude et celles rapportées par LIU (2006) concerne la durée de la descente. Dans notre cas, le ralentissement s'opère sur une échelle de temps courte - de l'ordre de 1 à 2 temps caractéristiques selon les valeurs de N^* - puis les anneaux sont rapidement détruits. À l'inverse, LIU (2006) observent un ralentissement plus progressif de la vitesse de descente, s'étendant sur une durée plus longue avant la destruction du dipôle. À titre d'exemple, pour le cas $N^* \approx 0,44$ (cf. Figure 4.10(b)), cette phase de ralentissement s'étend sur environ cinq temps caractéristiques chez LIU (2006), contre seulement 1,5 dans la présente étude.

Une hypothèse pour expliquer ces différences réside dans la méthode de génération des tourbillons. Les altitudes mesurées par LIU (2006) proviennent d'une expérience dans laquelle la paire de tourbillons est générée par une aile tractée. Le processus de formation des tourbillons et d'enroulement de la nappe de vorticité est par conséquent diff rent de celui qui a lieu dans la présente étude.

Pour résumer, les analyses présentées dans cette section ont permis de quantifier l'influence de la stratification sur la cinématique du dipôle (son altitude et sa vitesse de descente). **  des temps caractéristiques courts, typiquement $t/\tau_0 \lesssim 1,5$, l'évolution de la cinématique est en accord, au moins qualitativement avec les prédiction issues des simulations bidimensionnelles** (SPALART 1996; GARTEN, ARENDT *et al.* 1998; SAULGEOT *et al.* 2023) ainsi qu'avec les observations expérimentales existantes (SARPKAYA 1983; DELISI *et al.* 2000; LIU 2006) : **la descente de la paire de tourbillons est freinée par la stratification et ce d'autant plus que la valeur de N^* est forte.**

Lorsque le temps augmente (typiquement $t/\tau_0 \gtrsim 3$), les altitudes mesurées s'écartent des modélisations bidimensionnelles, notamment par l'absence d'apparition d'une phase d'accélération. **Cette divergence s'explique en partie par la croissance de l'instabilité de Crow**, qui induit de fortes déformations des axes des tourbillons, rendant alors l'approximation bidimensionnelle des modélisations inapplicables à la présente étude. **Les altitudes mesurées à ces temps longs sont cohérentes avec les tendances observées expérimentalement par LIU (2006), qui rapportent un ralentissement de la descente de la paire en présence de stratification.** D'un point de vue quantitatif, l'accord reste globalement satisfaisant pour certaines valeurs de N^* , tandis que pour d'autres (cf. Figure 4.10(b), $N^* = 0,69$), un écart plus marqué est observé (cf. Figure 4.10(a), $N^* = 0,44$). Ces écarts sont probablement liés aux dispositifs de génération des tourbillons qui sont différents dans les deux études.

4.2.2 Propriétés des tourbillons

4.2.2.1 Rapprochement des tourbillons en présence de stratification

La Figure 4.11 montre l'évolution de l'espacement entre les deux tourbillons moyenné entre le plan de reconnexion et le plan de séparation, noté \bar{b} . En l'absence de stratification, \bar{b} reste approximativement constant jusqu'à $t/\tau_0 \approx 3$.   l'inverse, en milieu stratifié, \bar{b} diminue progressivement, cette réduction étant d'autant plus marquée que l'intensité de la stratification augmente.

Pour toutes les stratifications considérées, la distance entre les centres des tourbillons présente un minimum au cours de leur descente. Lorsque N^* augmente, ce minimum

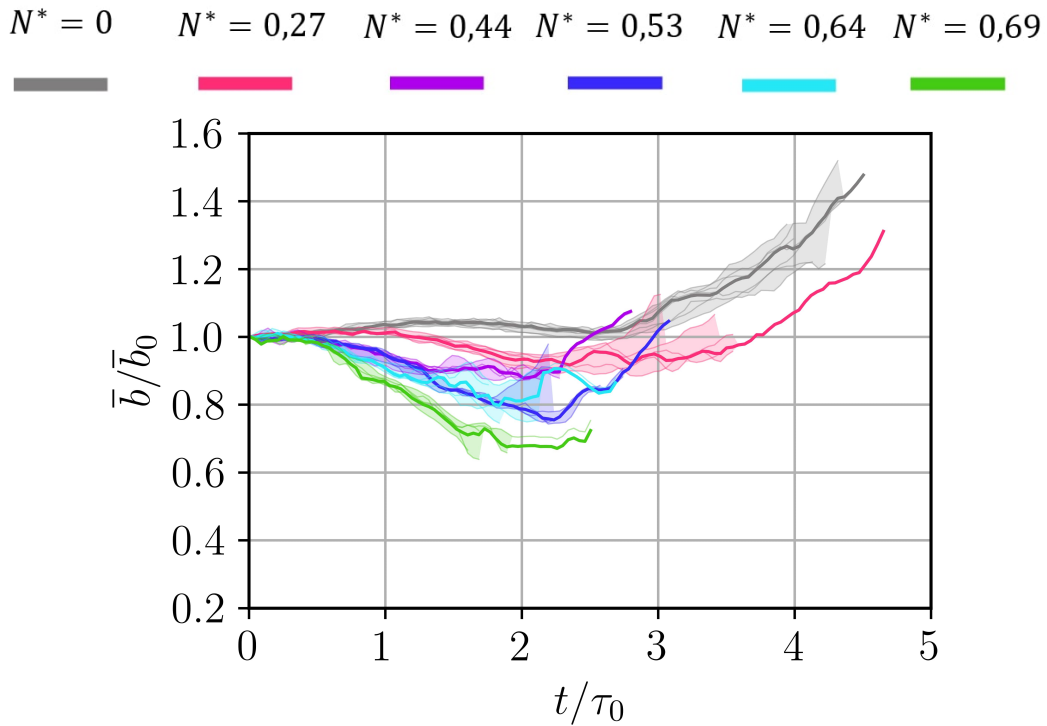


FIGURE 4.11 – Évolution de la distance moyenne entre les tourbillons \bar{b} en fonction du temps propre au dipôle t/τ_0 pour $N^* \in [0 : 0,69]$ (perturbations A_2). Les traits fins représentent les données brutes ; les traits épais correspondent à la médiane calculée pour une valeur de N^* donnée. L’enveloppe en teinte plus claire indique l’étendue des variations observées.

est atteint plus rapidement. À titre d’exemple, pour une stratification faible ($N^* = 0,27$), l’espacement minimal, de $0,9\bar{b}_0$, est observé autour de $t/\tau_0 \approx 2,5$, tandis que pour la stratification la plus forte ($N^* = 0,69$), il est plus faible ($0,5\bar{b}_0$) et atteint plus tôt, vers $t/\tau_0 \approx 2$. Par ailleurs, dans la gamme des stratifications intermédiaires ($N^* = 0,44$, $N^* = 0,53$ et $N^* = 0,64$), l’espacement entre les tourbillons présente une faible sensibilité à la valeur de N^* aux temps faibles. On observe également que dans la plupart des cas stratifiés, les trajectoires s’interrompent dans l’intervalle $t/\tau_0 \in [2 : 3]$. Cette interruption est due à l’impossibilité d’identifier visuellement les centres tourbillonnaires à des temps plus avancés, en $x = \pm\lambda/2$, lors du processus de reconnexion de la vortacité.

La Figure 4.12 présente les champs de vortacité ω_x à l’instant $t/\tau_0 = 1,5$, mesurés pour trois niveaux de stratification différents. Les champs du plan de séparation ($x = \lambda/2$) sont montrés sur la première ligne, tandis que ceux du plan de reconnexion ($x = 0$) figurent sur la deuxième ligne. Tous les champs sont centrés sur les tourbillons.

En l’absence de stratification, on distingue deux zones de vortacité d’intensité égale et de signe opposé dans les deux plans de mesures (Figure 4.12.(a) et (d)). Ces patches de vortacité correspondant aux deux tourbillons contra-rotatifs. En présence de stratification¹(Figure 4.12.(b) et (c)), on observe l’apparition d’une vortacité secondaire d’origine

1. On note que la qualité des champs PIV diminue lorsque $N^* \neq 0$: les champs de vortacité sont très peu bruités dans le cas sans stratification, tandis que dans les cas stratifiés, le voisinage du dipôle présente un bruit plus marqué. Ce bruit résulte des déformations optiques induites par la stratification, atténuées par la méthode de correction d’indice mise en place décrite au Chapitre 3 (Section 3.6.3), mais non totalement supprimées.

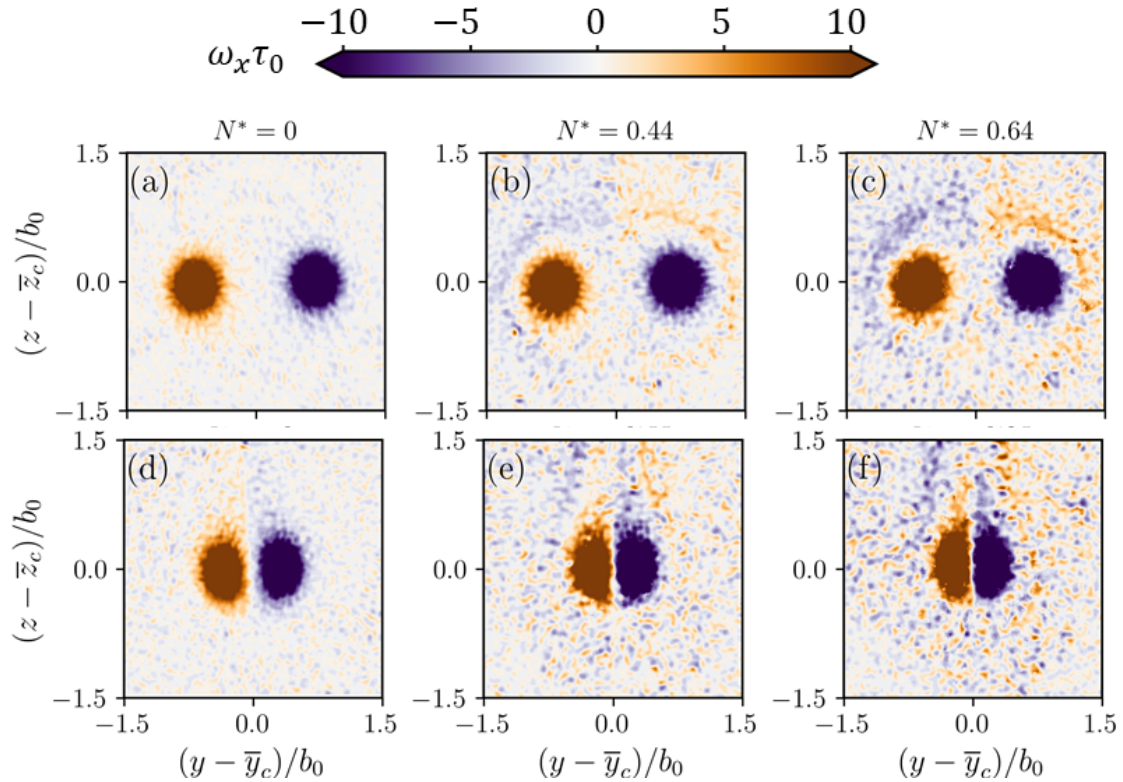


FIGURE 4.12 – Champs instantanés de vorticité axiale adimensionnée $\omega_x \tau_0$ centré sur le dipôle mesurés à $t/\tau_0 = 1,5$ pour différentes valeurs de N^* . La première ligne (a)-(c) correspond au plan de séparation, la deuxième ligne (d)-(f) correspond au plan de reconnexion. Les cœurs des tourbillons sont volontairement saturés au-delà de ± 10 afin de faire apparaître la vorticité secondaire (la valeur maximale de $\omega_x \tau_0$ atteint environ ± 35 au centre des tourbillons).

barocline. Elle est localisée sur les bords de l’ovale, là où les gradients horizontaux de densité sont les plus importants. À titre indicatif, l’intensité de la vorticité secondaire atteint au maximum environ 7 % et 10 % de la vorticité au centre des tourbillons pour $N^* = 0,44$, respectivement dans le plan de séparation et dans le plan de reconnexion.

Plus ces gradients de densité horizontaux s’intensifient, plus la vorticité secondaire croît (cf. équation (1.32), page 52). Dans l’exemple présenté ($t/\tau_0 = 1,5$), l’intensité de la vorticité secondaire mesurée au-dessus du dipôle augmente d’environ 38% lorsque N^* passe de 0,44 à 0,64 dans le plan de séparation (Figures 4.12(b) et (c)), et d’environ 50% dans le plan de reconnexion (Figures 4.12(e) et (f)). C’est cette création de vorticité secondaire d’origine barocline qui induit le rapprochement des tourbillons (GARTEN, ARENDT *et al.* 1998 ; HOLZAPFEL *et al.* 2001 ; SAULGEOT *et al.* 2023) comme expliqué en détail au Chapitre 1 (cf. Figure 1.20, page 52)

Des différences sont également observées entre les champs PIV mesurés dans le plan de séparation et ceux obtenus dans le plan de reconnexion. Dans le plan de séparation (Figure 4.12.(a), (b) et (c)), les centres des tourbillons apparaissent relativement éloignés l’un de l’autre, à une distance d’environ $1,2b_0$, et conservent une structure quasi axisymétrique. En revanche, dans le plan de reconnexion (Figure 4.12.(d), (e) et (f)), les tourbillons sont significativement plus rapprochés, à une distance comprise entre $0,7b_0$ et $0,5b_0$, et présentent un étirement selon la direction verticale z .

L’influence de la production barocline sur la dynamique d’une paire de tourbillons

bidimensionnels en régime de faible stratification peut être décrite par le modèle de CROW (1974), présenté plus en détail au Chapitre 1 (Section 1.3.3). Ce modèle prédit en particulier que la distance entre les tourbillons b décroît selon l'équation :

$$b(t)/b_0 = \frac{1}{\cosh\left(\sqrt{\frac{2.85}{2\pi}} Nt\right)} \quad (4.1)$$

où N désigne la fréquence de Brunt-Väisälä et t le temps.

La Figure 4.13 présente l'évolution de l'espacement entre les deux tourbillons, \bar{b} , en fonction du temps normalisé par la fréquence de Brunt-Väisälä, Nt . Pour les faibles valeurs de Nt (typiquement $Nt \lesssim 1$), l'ensemble des courbes se superpose et décroît suivant la tendance prédite par le modèle de CROW (1974), représentée par la ligne pointillée rouge. En revanche, lorsque Nt augmente (typiquement $Nt \gtrsim 1$), les courbes d'évolution de \bar{b} issues de nos mesures s'éloignent progressivement du modèle.

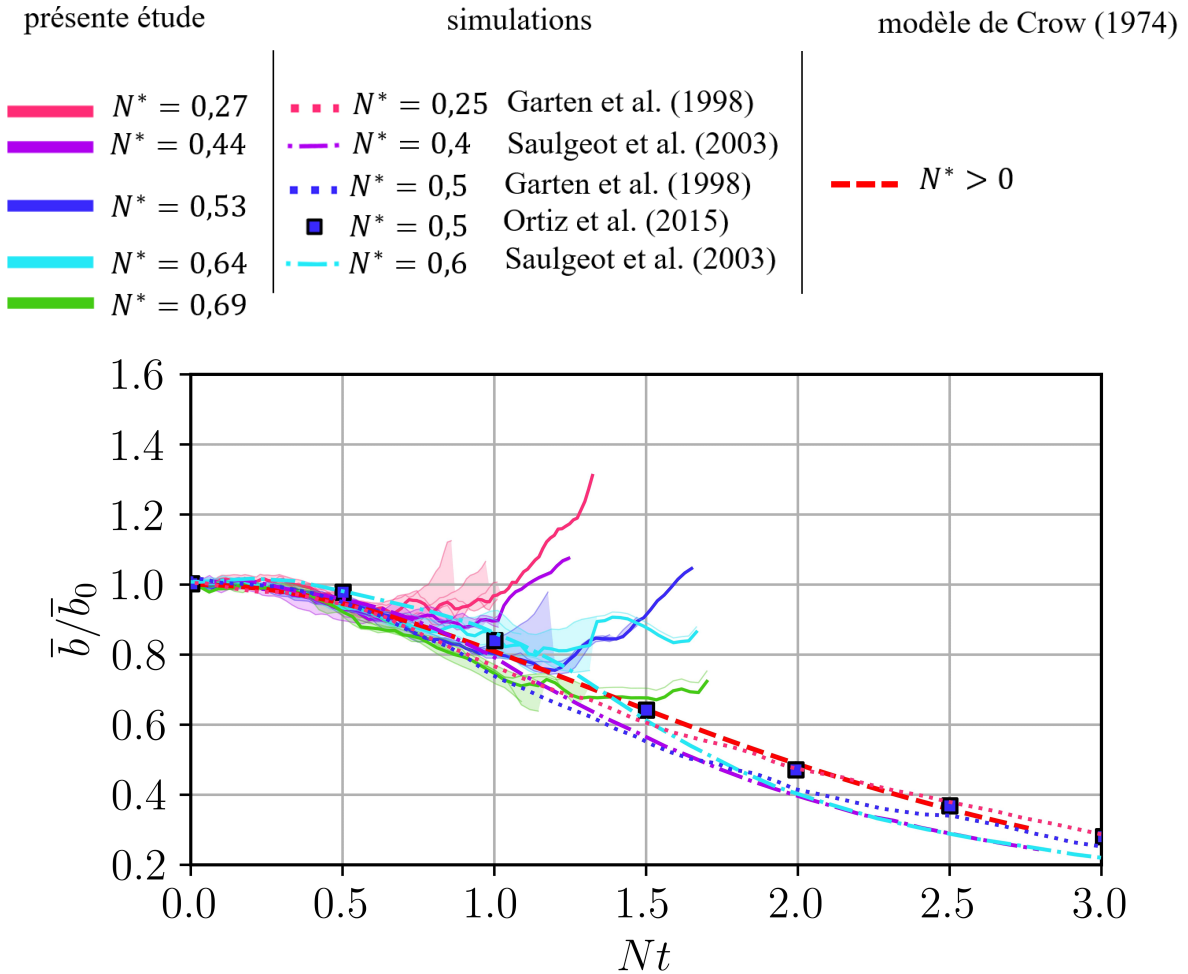


FIGURE 4.13 – Évolution de la distance moyenne entre les tourbillons \bar{b} en fonction du temps adimensionné Nt pour $N^* \in [0,27 : 0,69]$ (perturbations A_2). Sont également tracés des résultats issus des simulations bidimensionnelles de GARTEN, ARENDT *et al.* (1998) ($Re_{\Gamma_0} = 1000$), ORTIZ *et al.* (2015) ($Re_{\Gamma_0} = 2400$), SAULGEOT *et al.* (2023) ($Re_{\Gamma_0} = 1000$), ainsi que la prévision du modèle de CROW (1974). Les traits fins représentent les données brutes; les traits épais correspondent à la médiane calculée pour une valeur de N^* donnée. L’enveloppe en teinte plus claire indique l’étendue des variations observées.

Des exemples d’espacement entre les tourbillons obtenus dans des simulations numériques bidimensionnelles pour des stratifications intermédiaires ($N^* \in [0,25 ; 0,4 ; 0,5 ; 0,6]$) (GARTEN, ARENDT *et al.* 1998; ORTIZ *et al.* 2015; SAULGEOT *et al.* 2023) sont tracés sur la Figure 4.13. Contrairement aux mesures expérimentales, ces simulations suivent la tendance décroissante prédite par le modèle de Crow² jusqu’à des temps 2 à 3 fois supérieurs à nos mesures, pouvant aller jusqu’à $Nt = 4$ chez GARTEN, ARENDT *et al.* (1998), ORTIZ *et al.* (2015) et SAULGEOT *et al.* (2023) et pour les faibles stratifications ($N^* \lesssim 1$).

2. Dans ces simulations numériques, on observe d’abord une phase d’amorçage de l’ordre d’un temps caractéristique durant laquelle l’espace entre les tourbillons reste quasi constant, correspondant au temps nécessaire à la génération de vorticit e barocline. Afin de rendre les courbes d’ evolution de b issues de GARTEN, ARENDT *et al.* (1998), ORTIZ *et al.* (2015) et SAULGEOT *et al.* (2023) comparables avec le mod ele de CROW (1974) qui pr evoit une d ecroissance imm ediate de b d es $t = 0$, les r esultats de ces simulations ont donc  et e translatées dans le temps selon $t \leftarrow t - t_{dec}$, o u t_{dec} d esigne l’instant  a partir duquel b commence  a d ecro itre dans ces simulations.

La divergence observée entre les simulations bidimensionnelles et nos mesures de l'espacement \bar{b} au-delà d'un certain temps est très probablement liée à la nature tridimensionnelle de l'écoulement qui mène à la formation d'anneaux. Il peut être intéressant d'identifier l'instant à partir duquel les prédictions des approches bidimensionnelles, telles que celles de CROW (1974), GARTEN, ARENDT *et al.* (1998), ORTIZ *et al.* (2015) et SAULGEOT *et al.* (2023) ne reproduisent plus fidèlement la dynamique observée. Une telle estimation permet notamment de déterminer jusqu'à quel moment ces approches 2D restent valides, et à partir de quand une simulation tridimensionnelle devient nécessaire pour rendre compte des effets induits par l'instabilité de Crow.

On introduit alors t_d , défini comme l'instant à partir duquel les valeurs mesurées de \bar{b} commencent à s'écarter de la trajectoire théorique du modèle de CROW (1974). Pour $Nt < Nt_d$, la dynamique est bien décrite par le modèle. En revanche, pour $Nt > Nt_d$, l'espacement \bar{b} augmente et donc s'éloigne de la tendance décroissante prévue par le modèle. Les valeurs de Nt_d estimées pour chaque valeur de N sont présentées dans la Figure 4.14. Elles se situent dans l'intervalle $[0,65 : 1,3]$. Aucune tendance nette ne se dégage quant à leur évolution avec N . On retiendra que les valeurs de \bar{b} mesurées pour l'amplitude de perturbation A_2 sont correctement prédites par les modèles CROW (1974) et SPALART (1996) et les simulations bidimensionnelles de GARTEN, ARENDT *et al.* (1998), ORTIZ *et al.* (2015) et SAULGEOT *et al.* (2023) pour une valeur Nt de l'ordre de l'unité.

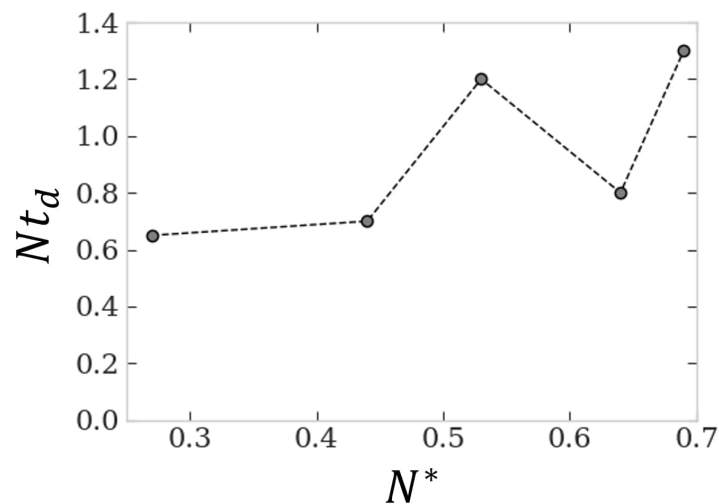


FIGURE 4.14 – Instant Nt_d à partir duquel les courbes expérimentales d'évolution de l'espacement moyen entre les tourbillons \bar{b} s'écarterent des prédictions du modèle de CROW (1974).

4.2.2.2 Déformation et dissipation des tourbillons en présence de stratification

Après avoir examiné l'effet de la stratification sur l'évolution de l'espacement entre les deux tourbillons, nous nous intéressons maintenant à ses conséquences sur les caractéristiques internes des cœurs tourbillonnaires. En particulier sur la circulation, le rayon et la symétrie de ces derniers.

Effet de la stratification sur la circulation des tourbillons

L'évolution de la circulation des tourbillons est maintenant discutée. En présence de stratification, l'estimation de la circulation des tourbillons par intégration directe du champ de vitesse s'avère délicate, car la vorticité d'origine barocline peut perturber la mesure si elle n'est pas soigneusement filtrée. Une approche alternative consiste à extraire le profil de vitesse verticale w le long de l'axe joignant les centres des tourbillons, puis à ajuster un modèle de Lamb-Oseen de deux tourbillons contra-rotatifs, selon la méthode décrite au Chapitre 3 (Section 3.5.1.2).

La Figure 4.15 présente l'évolution de la circulation moyennée entre le plan de reconnexion et le plan de séparation, notée $\bar{\Gamma}$, obtenue par cet ajustement, pour différentes valeurs de N^* . Dans le cas sans stratification, la circulation est constante jusqu'à $t/\tau_0 \approx 1,5$, puis elle commence à décroître. En revanche, dans les cas stratifiés, une diminution de la circulation avec une pente modérée est observable dès $t = 0$. Aux alentours de $t/\tau_0 \approx 1,5$, une chute brutale intervient, similaire à celle observée sans stratification, mais avec une pente environ 75% plus forte³.

Au-delà de $t/\tau_0 = 2,5$ dans le cas sans stratification et $t/\tau_0 = 3,5$ dans les cas stratifiés, les courbes d'évolution de $\bar{\Gamma}$ s'interrompent. Cela s'explique par le fait que dans le plan de reconnexion, la circulation devient quasi nulle, tandis que dans le plan de séparation, l'anneau tourbillonnaire est soit détruit sous l'effet de la stratification, soit sorti du champ de mesure dans le cas sans stratification, rendant inopérante l'extraction de la circulation par ajustement à un profil de Lamb-Oseen.

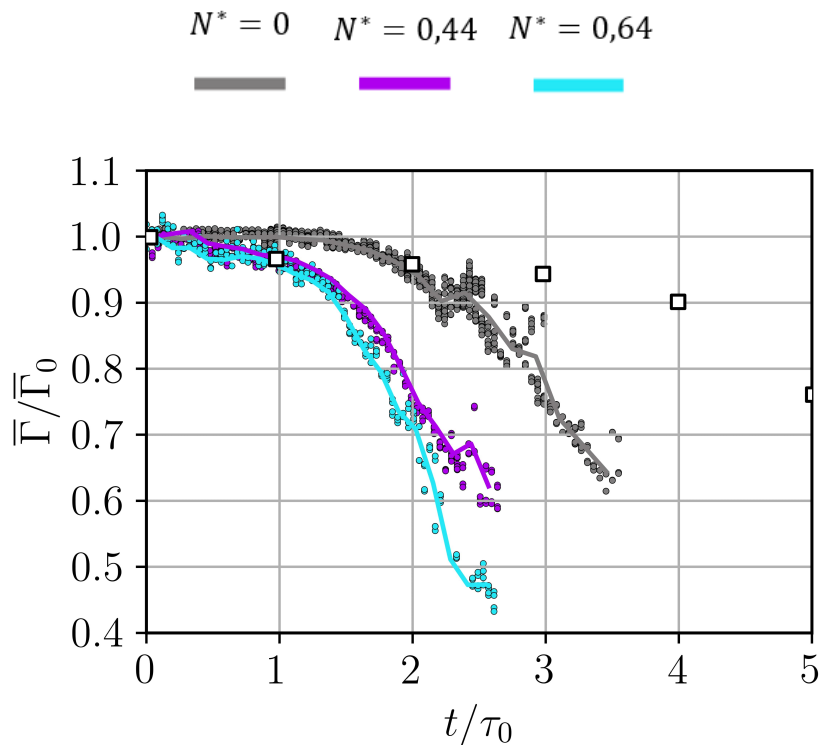


FIGURE 4.15 – Évolution de la circulation moyenne $\bar{\Gamma}$ pour différentes valeurs de N^* . Les marqueurs (□) représentent les résultats issus des simulations bidimensionnelles de ORTIZ *et al.* (2015) obtenues avec $Re_{\Gamma_0} = 2400$ et $N^* = 0,5$.

3. On observe des discontinuités dans les mesures de circulation autour de $t/\tau_0 \approx 2,5$ pour les cas $N^* = 0$ et $N^* = 0,44$. Celles-ci ne traduisent pas un phénomène physique, mais résultent du raccordement entre deux campagnes de mesure distinctes.

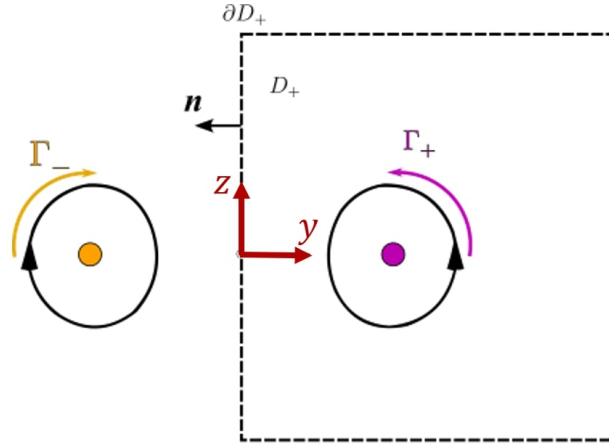


FIGURE 4.16 – Schéma du domaine d'intégration autour d'un tourbillon de la paire. Les autres bords du domaine sont repoussés vers l'infini à l'exception de l'axe de symétrie.

Pour expliquer la chute brutale de la circulation observée pour toutes les valeurs de N^* , on peut dans un premier temps s'intéresser à l'évolution théorique de la circulation dans le cas de référence sans stratification. Si on considère un écoulement bidimensionnel sans stratification (dans un fluide de densité homogène), l'équation (1.31) de la vorticité présentée au Chapitre 1 se réduit à une équation de diffusion :

$$\frac{D\omega}{Dt} = \nu \nabla^2 \omega \quad (4.2)$$

Dans le plan (yz) , on considère deux tourbillons contra-rotatifs de circulation opposée $\pm\Gamma$, séparés par une distance b et situés en $(\pm b/2, 0)$. On note D_+ le demi-domaine délimité par la frontière ∂D_+ , contenant le tourbillon de circulation positive, limité par l'axe de symétrie $(y = 0)$. Le domaine est montré sur la Figure 4.16. En intégrant l'équation 4.2 sur le domaine D_+ et en appliquant le théorème de la divergence, on obtient :

$$\frac{d\Gamma_{D_+}}{dt} = \nu \oint_{\partial D} \nabla \omega \cdot \mathbf{n} dS \quad (4.3)$$

avec $\Gamma_{D_+} = \iint_D \omega \cdot \mathbf{n} dS$ et \mathbf{n} le vecteur unitaire normal sortant.

La valeur de ω est nulle sur les bords du domaine à l'exception de l'axe de symétrie $(y=0)$.

L'équation 4.3 devient alors :

$$\frac{d\Gamma_{D_+}}{dt} = -\nu \oint_{y=0} \frac{\partial \omega}{\partial y} dz \quad (4.4)$$

On obtient alors que la variation de la circulation d'un tourbillon est liée au gradient horizontal de vorticité. Dès lors que les tourbillons sont suffisamment éloignés, le gradient de vorticité est nul et la circulation des tourbillons reste constante. Si les cœurs des tourbillons deviennent proches, le gradient de vorticité devient non nul et les cœurs diffusent l'un dans l'autre, ce qui mène à une chute de la circulation.

En l'absence de stratification, les cœurs tourbillonnaires se rapprochent localement sous l'effet de la croissance de l'instabilité de Crow. Au fur et à mesure de ce rapprochement, le gradient horizontal de vorticité devient non nul et la circulation se met à chuter comme on l'observe Figure 4.15. Bien que l'équation (4.4) ait été formulée pour un fluide non stratifié, le mécanisme de réduction de la circulation par diffusion visqueuse des cœurs reste valable

en milieu stratifié - et s'en trouve même amplifié. En effet, la production de vorticité barocline accentue le rapprochement des cœurs tourbillonnaires. Ce resserrement renforce alors l'interaction visqueuse entre les cœurs tourbillonnaires, entraînant une dissipation plus rapide de la circulation. Cela explique pourquoi, en présence de stratification, la diminution de la circulation intervient plus rapidement et avec une pente plus marquée que dans le cas sans stratification.

En revanche, ce mécanisme de diffusion visqueuse d'un cœ r dans son voisin n'explique pas la décroissance modérée de la circulation observée dans les cas stratifiés durant l'intervalle $t/\tau_0 \in [0 : 1,5]$, avant l'apparition de la chute brutale. Le calcul du gradient horizontal de vorticité le long de l'axe de symétrie, $\partial\omega/\partial y|_{y=0}$ (résultats non montrés ici), ne révèle pas de différence significative entre le cas homogène et les cas stratifiés pour $t/\tau_0 \in [0 : 1]$.   ce stade, la cause de cette décroissance lente de la circulation reste inexpliquée.

Effet de la stratification sur la forme et la symétrie des cœurs tourbillonnaires

Comme cela a déjà été observé, le rapprochement des tourbillons modifie la forme de leurs cœurs. Cette déformation est visible sur les champs PIV du plan de reconnexion présentés en Figure 4.12(d), (e) et (f), pour les trois cas étudiés ($N^* = 0, 0,44$ et $0,64$). Cette observation est d'autant plus importante que notre estimation de la circulation repose sur un ajustement du profil de vitesse extrait le long d'une droite horizontale reliant les centres des tourbillons, sans prendre en compte l'extension verticale de la structure dipolaire. Or, lorsque les tourbillons se rapprochent, leur extension verticale augmente tandis que leur extension horizontale diminue. Ce phénomène rompt ainsi la symétrie azimutale des tourbillons. Dans ce contexte, nos ajustements basés sur la seule composante horizontale du dipôle ne permettent plus d'estimer de manière fiable la circulation. Une amélioration possible consisterait à ajuster un modèle de tourbillon prenant en compte une déformation elliptique, afin de mieux représenter la structure réelle du dipôle. Ce biais dans notre estimation de $\bar{\Gamma}$ introduit par la méthode de calcul pourrait expliquer en partie pourquoi la diminution de circulation est observée plus tôt dans nos résultats que dans ceux de ORTIZ *et al.* (2015), où la circulation d'un tourbillon est estimée rigoureusement, en calculant le flux de vorticité à travers la surface délimitée par le contour définissant le cœ r d'un des tourbillons de la paire.

Effet de la stratification sur le rayon des tourbillons

On peut également s'intéresser à l'influence de la stratification sur le rayon des tourbillons. La Figure 4.17(b) présente l'évolution du rayon moyenné entre le plan de reconnexion et le plan de séparation \bar{a} , estimé selon la même méthodologie que pour la circulation, à savoir par ajustement d'un profil de Lamb-Oseen le long d'une ligne horizontale reliant les centres des tourbillons.

Dans le cas sans stratification, le rayon croît initialement par diffusion visqueuse, en accord avec la prévision théorique $a(t) = \sqrt{a_0^2 + 4\nu t}$ (SAFFMAN 1993), où t est le temps, a_0 le rayon du tourbillon à $t = t_0$, et ν la viscosité cinématique du fluide. Une décroissance du rayon apparaît ensuite à partir de $t/\tau_0 \approx 1,5$ dans le cas sans stratification, et d s $t/\tau_0 \approx 1$ dans les cas stratifiés. Les causes de cette diminution du rayon sont similaires à celles identifiées pour la chute de la circulation. En effet, en rapprochant davantage les cœurs dans le plan de reconnexion, la stratification accélère leur interaction visqueuse, ce

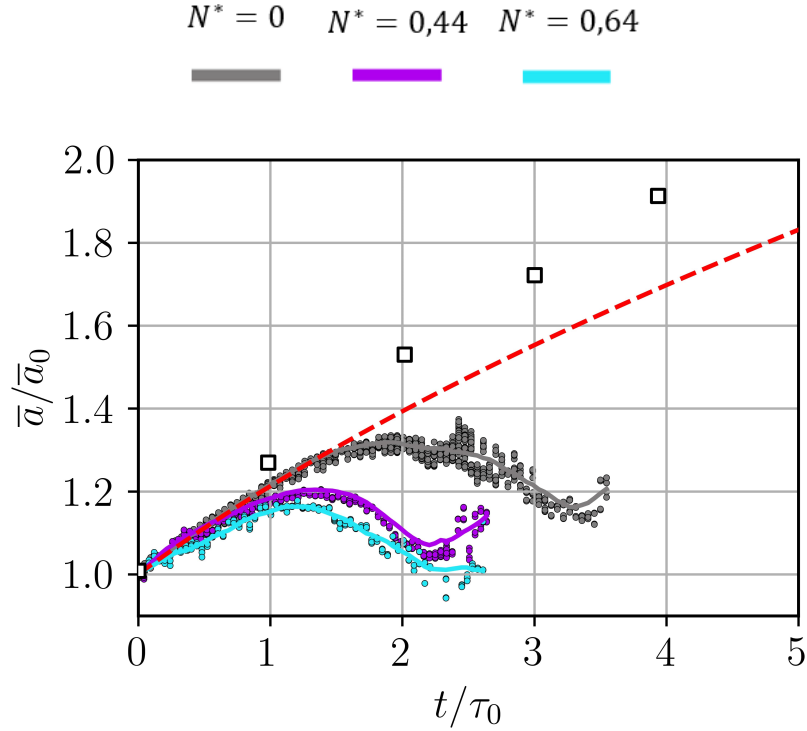


FIGURE 4.17 – Évolution du rayon moyen \bar{a} pour différentes valeurs de N^* . La ligne pointillée rouge correspond à l'évolution théorique du rayon sous l'effet de la diffusion visqueuse. Les marqueurs (\square) représentent les résultats issus des simulations bidimensionnelles de ORTIZ *et al.* (2015) ($Re_{\Gamma_0} = 2400$ et $N^* = 0,5$).

qui conduit à une destruction de la vorticit   à l'interface entre les c  urs et donc    une r  duction de la taille du rayon, d'autant plus rapide que la stratification est forte.    noter que cette r  duction brutale du rayon moyen est principalement li  e    la contribution du plan de reconnexion, o   les c  urs tourbillonnaires se rapprochent. En revanche, dans le plan de s  paration, le rayon continue de cro  tre sous l'effet de la diffusion visqueuse (r  sultats non pr  sent  s ici), mais cette croissance ne compense pas la forte diminution du rayon dans le plan de reconnexion. Dans ces conditions, chercher    interpr  ter l'  volution du rayon moyen au-del   de $t/\tau_0 \approx 1,5$, perd de sa pertinence physique, la moyenne masquant alors des dynamiques oppos  es entre les deux plans.

Pour r  sumer, les analyses pr  sent  es dans cette section ont permis de quantifier l'influence de la stratification sur les principales caract  ristiques de la paire de tourbillons, en particulier l'espacement entre les deux c  urs, la circulation et le rayon des tourbillons. **   court temps, typiquement pour $Nt \leq 1$, la stratification tend    r  duire l'espacement entre les tourbillons**, cet effet   tant d'autant plus marqu   que la stratification est forte, en accord avec les mod  lisations bidimensionnelles de CROW (1974), GARTEN, ARENDT *et al.* (1998), ORTIZ *et al.* (2015) et SAULGEOT *et al.* (2023). **Cette r  duction acc  l  r  e de l'espacement en pr  sence de stratification intensifie l'interaction visqueuse entre les c  urs tourbillonnaires et conduit    une d  croissance plus rapide de la circulation et du rayon des tourbillons.**

4.3 Influence de la stratification sur l'instabilité de Crow

Comme nous l'avons vu dans la Section 4.1, les axes de rotation des tourbillons sont déformés sous l'effet de l'instabilité de Crow, comme montrée sur la Figure 4.18. Sur cette figure, on voit très nettement la déformation sinusoidale des axes des tourbillons aussi bien dans le cas de référence ($N^* = 0$) que dans le cas stratifié ($N^* = 0,64$). La géométrie des tourbillons soumis à l'instabilité de Crow est caractérisée par trois paramètres : la longueur d'onde λ , l'amplitude de l'ondulation sinusoidale d et l'inclinaison β par rapport au plan (xy). La longueur d'onde λ , imposée ici par les perturbations sinusoidales appliquées au bord de fuite des volets, est fixée à $\lambda/b_0 \approx 7$ avec b_0 l'espacement initial entre les tourbillons.

Dans cette section, on s'intéresse plus particulièrement à l'évolution temporelle de l'amplitude d de l'instabilité dans le but d'en extraire un taux de croissance caractéristique de l'instabilité de Crow afin de déterminer l'effet de la stratification sur ce taux de croissance. On s'intéresse également à l'effet de la stratification sur l'inclinaison β des tourbillons.

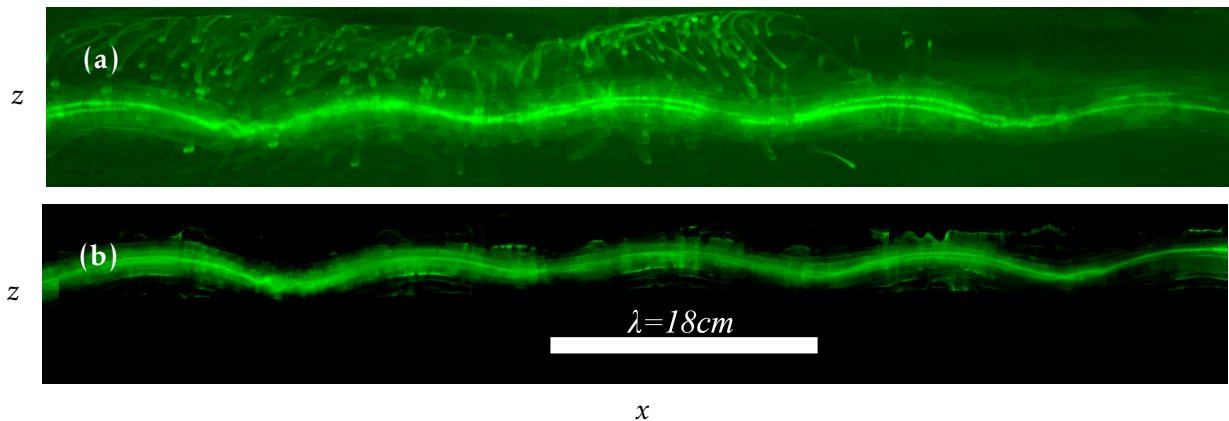


FIGURE 4.18 – Visualisation de l'instabilité de Crow dans le plan (xz) à $t/\tau_0 = 2$ dans le plan (xz) : (a) cas de référence ($N^* = 0$) et (b) cas stratifié ($N^* = 0,64$)

4.3.1 Caractérisation de l'instabilité de Crow en milieu homogène

4.3.1.1 Caractérisation du taux de croissance

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent (Section 3.3.1), grâce aux mesures réalisées dans deux plans perpendiculaires à l'axe de rotation des tourbillons et espacés d'une demi-longueur d'onde, on accède, à chaque instant, à l'amplitude de l'ondulation de l'instabilité de Crow telle que définie sur le schéma de la Figure 3.25 (page 118). Une amplitude d_- est définie pour le tourbillon de gauche ($y < 0$) et une amplitude d_+ le tourbillon de droite ($y > 0$).

La Figure 4.19(a) illustre l'évolution temporelle de l'amplitude de l'instabilité mesurée sur le tourbillon de droite ($y > 0$), dans le cas de référence non stratifié ($N^* = 0$). On observe une augmentation exponentielle de l'amplitude sous l'effet du développement de l'instabilité de Crow. La Figure 4.19(b) présente cette même évolution, représentée cette fois en échelle semi-logarithmique. Une phase de croissance linéaire est clairement identifiable sur cette Figure, sur une durée d'environ trois temps caractéristiques dans l'intervalle $t/\tau_0 \in [0 ; 3]$, ce qui est typique du régime de croissance d'une instabilité linéaire telle que l'instabilité de Crow.

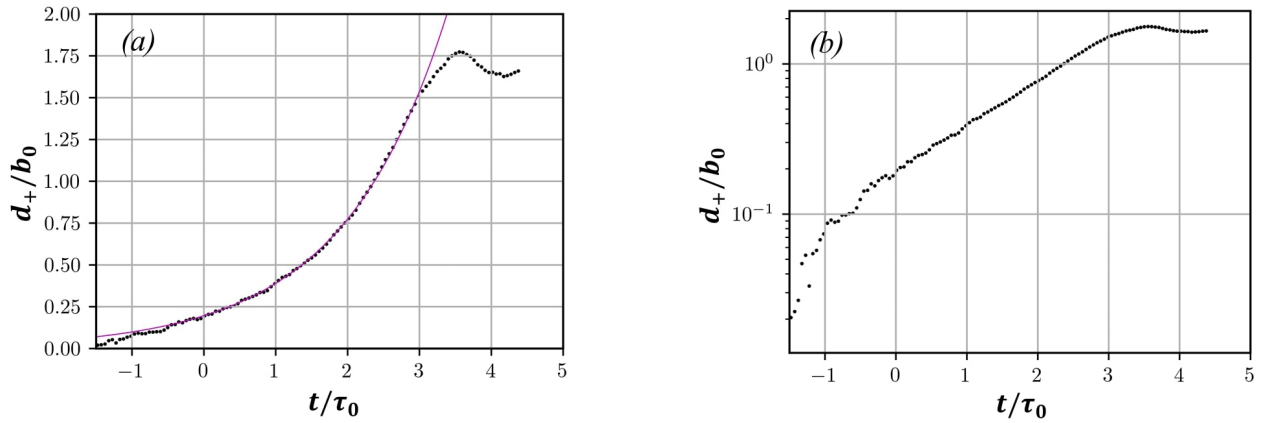


FIGURE 4.19 – Exemple de l'évolution de l'amplitude de l'instabilité de Crow mesurée pour le tourbillon de droite ($y > 0$) dans le cas de référence ($N^* = 0$). (a) Représentation linéaire et (b) représentation semi-logarithmique. Les symboles (\circ) représentent les données et la ligne en trait plein représente l'ajustement avec l'équation (4.5)

Pour les deux tourbillons, on cherche le taux de croissance α d'une perturbation linéaire sous la forme :

$$d_{\pm}(t) = A_{\pm} e^{\alpha_{\pm} t}, \quad (4.5)$$

où α_- désigne le taux de croissance mesuré sur le tourbillon situé en $y < 0$, et α_+ celui mesuré sur le tourbillon en $y > 0$. Afin de déterminer ces taux de croissances, un ajustement est effectué avec l'équation (4.5) pour chaque réalisation expérimentale afin de déterminer α_- et α_+ . L'ajustement exponentiel est limité à la phase de croissance linéaire identifiée sur la représentation semi-logarithmique en Figure 4.19(b). Pour l'exemple montré ici ($N^* = 0$), il est réalisé dans l'intervalle $t/\tau_0 \in [0 : 3]$. Les instants $t/\tau_0 < 0$ ne sont pas pris en compte, car les tourbillons sont encore en formation et les amplitudes mesurées restent très faibles, l'instabilité commençant tout juste à se développer. De la même manière, les instants $t/\tau_0 > 3$, proches de la reconnexion, sont exclus puisque la croissance n'y est plus linéaire.

La Figure 4.20 présente la valeur du taux de croissance adimensionné $\alpha\tau_0$ en l'absence de stratification ($N^* = 0$), moyennée sur l'ensemble des réalisations. Ce taux de croissance α est défini comme la moyenne des valeurs mesurées entre les deux tourbillons, soit $\alpha = (\alpha_- + \alpha_+)/2$. La valeur mesurée, $\alpha\tau_0 = 0,75$, est identique à 0,01 près de celle rapportée par LEWEKE & WILLIAMSON (1998) et est en excellent accord avec la prévision théorique de WIDNALL & BLISS (1971), qui est de 0,8.

4.3.1.2 Caractérisation de l'inclinaison des tourbillons

Sous l'effet de l'instabilité de Crow, les tourbillons sont inclinés par rapport au plan médian (plan (xy)). Les angles β_- et β_+ représentent respectivement l'inclinaison du tourbillon de gauche ($y < 0$) et du tourbillon de droite ($y > 0$) comme schématisé sur la Figure 3.25 (page 118). La Figure 4.21 présente l'évolution de l'angle moyen β , en l'absence de stratification, obtenu en moyennant les valeurs extraites pour les deux tourbillons $\beta = (\beta_- + \beta_+)/2$.

À partir de $t/\tau_0 \approx 1$, l'angle β se stabilise autour de 55° . Cette valeur est environ 20% supérieure à la prévision théorique de Crow (1970), qui donne un angle d'environ 45° . Pour $t/\tau_0 > 1$, l'angle β atteint un plateau et conserve une valeur proche de 55° . À des

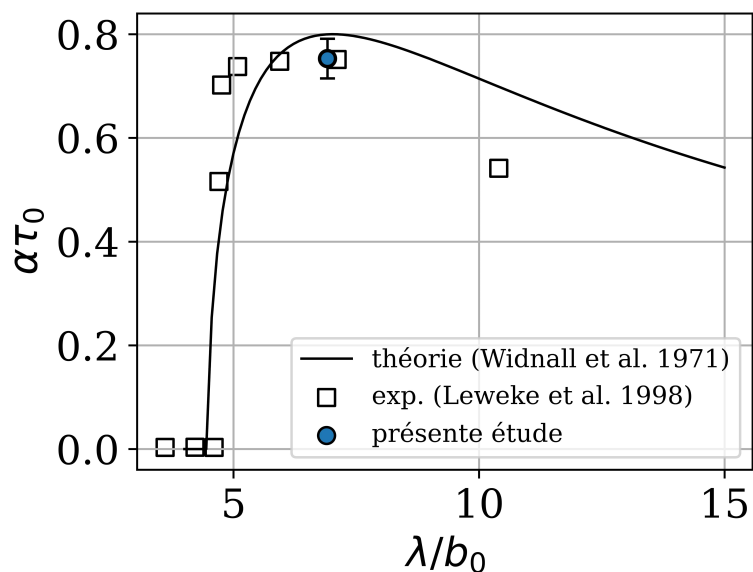


FIGURE 4.20 – Taux de croissance adimensionné de l’instabilité de Crow $\alpha\tau_0$. La ligne continue représente le taux de croissance théorique calculé par WIDNALL & BLISS (1971) (obtenu pour une taille de cœur de $a_0/b_0 = 0.18$) et les marqueurs \square représentent les données expérimentales de LEWEKE & WILLIAMSON (1998) ($Re_{\Gamma_0} \in [1500 : 2500]$).

temps plus avancés $t/\tau_0 > 3$, une chute de β est observée. Cette chute soudaine de l’angle correspond à la fin de la phase de croissance linéaire de l’instabilité (cf. Figure 4.19(b)).

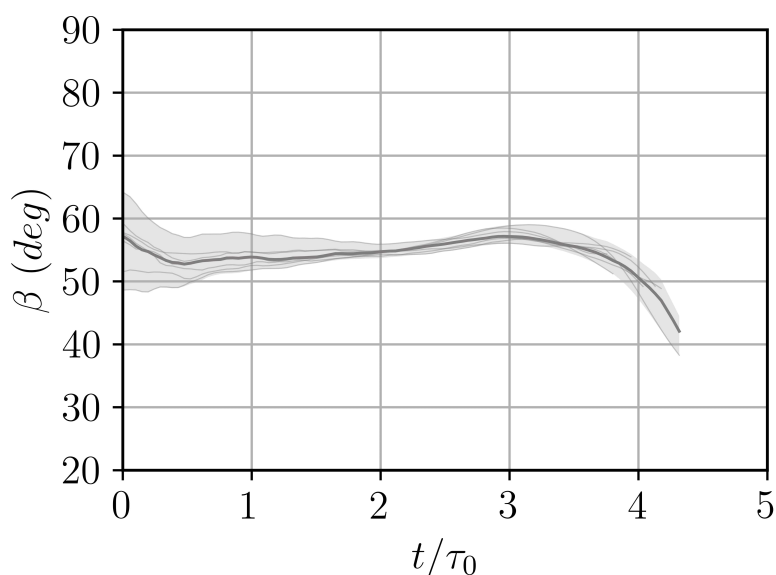


FIGURE 4.21 – Évolution de l’angle de Crow β moyenné entre le tourbillon de gauche ($y < 0$) et le tourbillon de droite ($y > 0$), dans le cas de référence ($N^* = 0$). Ces angles sont définis comme les angles d’inclinaison des tourbillons par rapport au plan médian horizontal (xy). Les traits fins représentent les données brutes, les traits épais correspondent à la médiane pour une configuration donnée. L’enveloppe en teinte plus claire indique l’étendue des variations observées.

4.3.2 Effet de la stratification sur le taux de croissance et l'inclinaison de l'instabilité de Crow

4.3.2.1 Effet de la stratification sur le taux de croissance de l'instabilité de Crow

La Figure 4.22.(a) présente l'évolution temporelle de l'amplitude moyenne de l'instabilité, définie comme la moyenne des amplitudes associées aux deux tourbillons $d(t) = (d_-(t) + d_+(t))/2$.

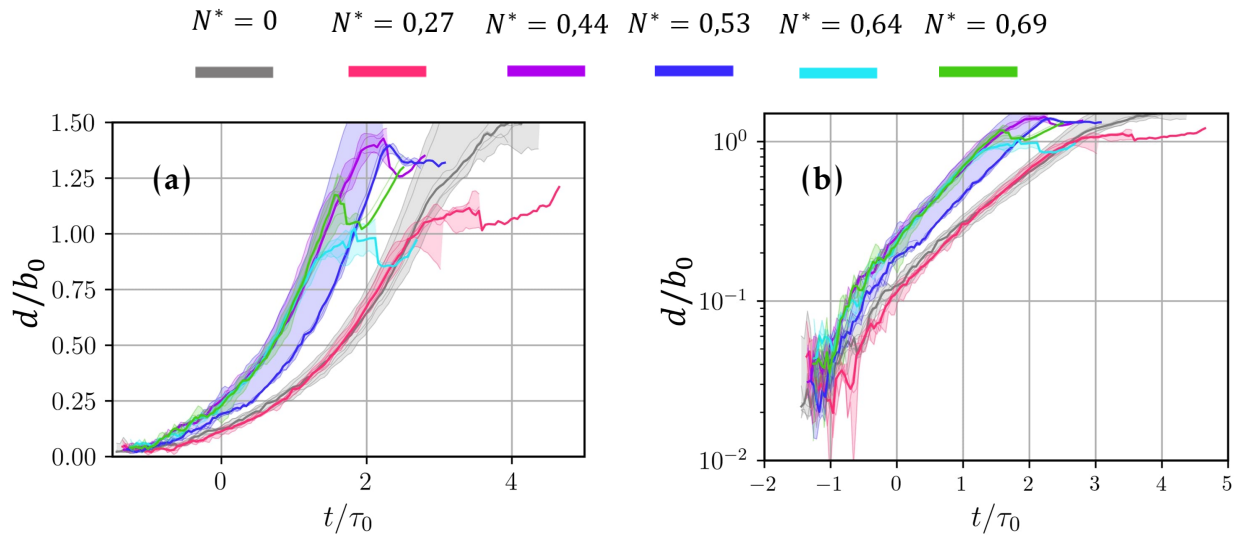


FIGURE 4.22 – Évolution de l'amplitude moyenne de l'instabilité de Crow d en fonction de t/τ_0 pour différentes stratifications, en échelle linéaire (a) et semi-logarithmique (b). Les traits fins représentent les données brutes, les traits épais correspondent à la médiane pour une configuration donnée. L'enveloppe en teinte plus claire indique l'étendue des variations observées.

La phase linéaire de la croissance de l'instabilité de Crow s'étend sur 2 à 3 temps caractéristiques, comme le montre la Figure 4.22(b). La durée de cette phase dépend toutefois de l'intensité de la stratification N^* . Le modèle défini à l'équation (4.5) est ajusté sur la portion linéaire des courbes d'évolution de d_- et de d_+ afin d'estimer les taux de croissance α_- et α_+ , selon la même procédure que celle établie plus haut (Section 4.3.1) pour le cas non stratifié. Le Tableau 4.1 indique, pour chaque valeur de N^* , l'intervalle de temps $[t_1/\tau_0 : t_2/\tau_0]$ retenu pour réaliser ces ajustements.

N^*	0	0.27	0.44	0.53	0.64	0.69
t_1/τ_0	0	0	0	0	0	0
t_2/τ_0	3	2,2	1,7	2,1	1,3	1,4

TABLE 4.1 – Intervalle de temps $[t_1/\tau_0 : t_2/\tau_0]$ sur lequel les ajustements avec la fonction donnée à l'équation (4.5) sont effectués.

La Figure 4.23 présente l'évolution du taux de croissance adimensionné $\alpha\tau_0$ en fonction de la stratification N^* . On observe une augmentation de la valeur de $\alpha\tau_0$ avec N^* . La valeur minimale mesurée est de 0,75 sans stratification ($N^* = 0$), tandis que la valeur maximale atteint 1,08 pour la stratification la plus élevée ($N^* = 0,53$), ce qui correspond à une augmentation relative de 44 %. Cette tendance est cohérente avec les résultats théoriques

de ORTIZ *et al.* (2015). Elle s'explique par l'effet de la vorticité barocline, qui tend à rapprocher les tourbillons. La diminution de l'espacement entre les tourbillons renforce leur interaction mutuelle ce qui accélère le développement de l'instabilité de Crow.

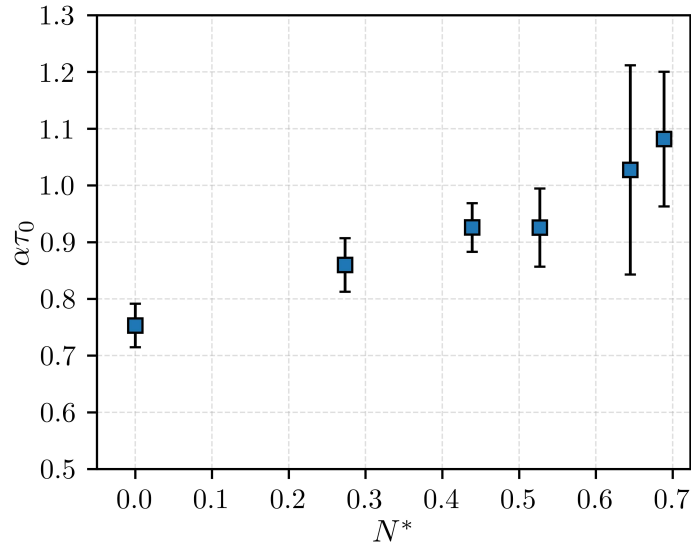


FIGURE 4.23 – Taux de croissance de l'instabilité de Crow en fonction de la valeur de N^* . Les barres d'erreur représentent les écarts-types mesurés sur 5 réalisations.

Les travaux de ORTIZ *et al.* (2015) montrent que l'augmentation du taux de croissance observée en présence de stratification disparaît lorsque ce taux est normalisé par les paramètres instantanés de la paire. En particulier, la Figure 1.23 issue de leurs travaux illustre que les courbes d'évolution du taux de croissance en fonction du nombre d'onde correspondant à différentes stratifications tendent à se superposer une fois adimensionnées par le temps caractéristique instantané $\tau = 2\pi b^2/\Gamma$. Dans notre configuration, le taux de croissance apparaît quasi constant tout au long du développement de l'instabilité. Comme l'illustre l'évolution de la distance d tracée en échelle logarithmique (Figure 4.22(b)), la pente de l'évolution de d en fonction du temps reste pratiquement inchangée sur l'intervalle $t/\tau_0 \in [0, 2]$, confirmant ainsi le caractère stable du taux de croissance instantané.

Pour adimensionner le taux de croissance avec un temps plus représentatif de la dynamique de la paire lors de la croissance des instabilités, on définit un temps caractéristique moyen τ_m calculé sur l'intervalle $t/\tau_0 \in [0, 2]$. Le temps caractéristique instantané, $\tau = 2\pi \bar{b}^2/\bar{\Gamma}$, est tracé sur la Figure 4.24. En l'absence de stratification, τ croît légèrement, de 2,2   $t/\tau_0 = 0$   2,35   $t/\tau_0 = 2$, sous l'effet de la diminution de $\bar{\Gamma}$. En revanche, dans les cas stratifiés, τ diminue entre $t/\tau_0 = 0$ et 1,5, passant de 2,4 à 2,1, principalement en raison de la réduction de \bar{b} .

En moyennant sur l'intervalle $t/\tau_0 \in [0, 2]$, on obtient $\tau_m = 2,2, 2,3$ et $2,3$ pour $N^* = 0, 0,44$ et $0,69$. Le taux de croissance normalisé par ce temps moyen donne alors $\alpha\tau_m = 0,77, 0,88$ et $0,94$. Ainsi, même en utilisant des caractéristiques moyennes au lieu des valeurs initiales, on constate une augmentation d'environ 20% du taux de croissance de l'instabilité de Crow entre $N^* = 0$ et $N^* = 0,69$, inférieure à l'augmentation de 44% mesurée par l'adimensionnement avec le temps caractéristique initial τ_0 .

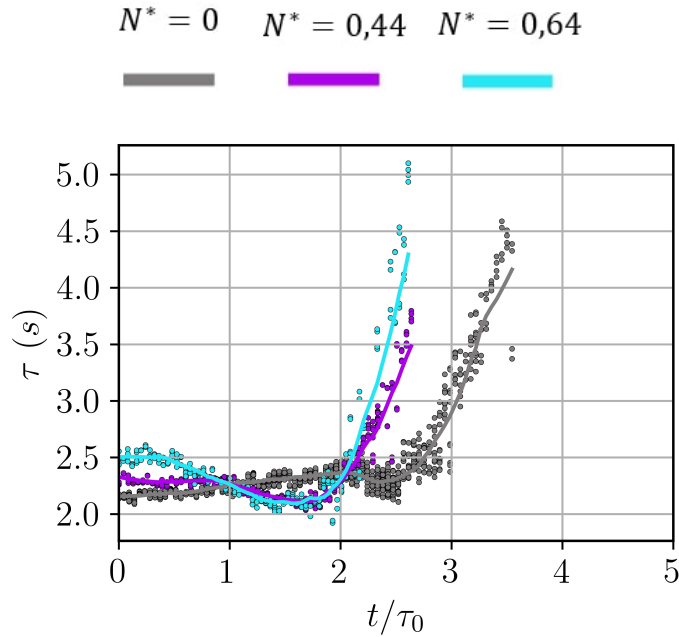


FIGURE 4.24 – Évolution temps caractéristique instantané $\tau = 2\pi\bar{b}^2/\bar{\Gamma}$ (perturbation A_2) pour trois stratifications différentes.

4.3.2.2 Effet de la stratification sur l'inclinaison des tourbillons

L'évolution de l'angle moyen β , obtenu en moyennant les valeurs β_- et β_+ extraites pour les deux tourbillons, est présentée sur la Figure 4.25. Pour $t/\tau_0 < 0,5$, l'angle β présente une variabilité importante d'une réalisation à l'autre, avec des valeurs comprises entre 40° et 65° . Cette dispersion s'explique par le fait qu'à ces temps, les tourbillons viennent à peine de se former et l'instabilité reste faiblement développée.

Après cette phase initiale ($t/\tau_0 < 0,5$) marquée par une forte variabilité des valeurs de β , l'angle converge rapidement vers une valeur proche de celle observée en l'absence de stratification, soit environ 55° , dans l'intervalle $t/\tau_0 \in [0,5 : 1]$. Ce comportement s'observe indépendamment du niveau de stratification N^* .

Pour $t/\tau_0 > 1$, deux comportements distincts apparaissent selon la valeur de N^* . En l'absence de stratification ($N^* = 0$) et pour les stratifications faibles ($N^* = 0,27$), l'angle β atteint rapidement un plateau et conserve une valeur proche de 55° . En revanche, pour les stratifications plus fortes ($N^* = 0,44, 0,53, 0,64$ et $0,69$), β continue de croître et atteint un maximum d'environ 65° entre $t/\tau_0 = 1,5$ et $t/\tau_0 = 2$, la valeur exacte dépendant du niveau de stratification.

Cette augmentation de β en présence de stratification s'explique par la réduction locale de l'espacement entre les tourbillons. La vorticité barocline induite par la stratification tend en effet à rapprocher rapidement les structures dans le plan de reconnexion. Ce rapprochement accentue leur induction mutuelle, ce qui accélère leur descente dans le plan de reconnexion et conduit mécaniquement à une augmentation de l'angle β .   des temps plus avancés correspondant à la fin de la phase de croissance linéaire de l'instabilité, une diminution de β est observée pour toutes les valeurs de N^* . Le moment où survient cette diminution dépend du niveau de stratification, avec une tendance à se produire d'autant plus tôt que N^* est élevé.

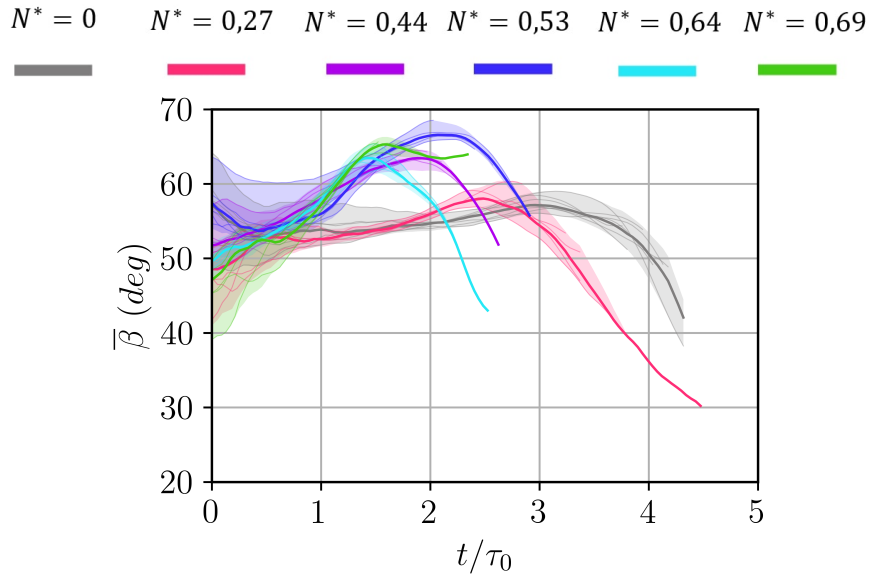


FIGURE 4.25 – Évolution de l’angle de Crow β moyenné entre le tourbillon de gauche ($y < 0$) et le tourbillon de droite ($y > 0$). Ces angles sont définis comme les angles d’inclinaison des tourbillons par rapport au plan médian horizontal (xy). Les traits fins représentent les données brutes, les traits épais correspondent à la médiane pour une configuration donnée. L’enveloppe en teinte plus claire indique l’étendue des variations observées.

4.4 Résumé du Chapitre 4

Ce chapitre a examiné l’influence d’une stratification verticale linéaire sur la dynamique d’une paire de tourbillons horizontaux.

Les visualisations par colorants montrent que, **quelle que soit la valeur de N^* testée, l’évolution globale de la paire de tourbillons reste comparable à celle observée en milieu homogène** : descente des structures, développement de l’instabilité de Crow, reconnexion et formation d’anneaux tourbillonnaires. Toutefois, il y a des différences avec le cas non stratifié. **En présence de stratification, le mouvement descendant est freiné par la flottabilité, les anneaux se contractent davantage selon l’axe x , leur durée de vie est réduite, et un sillage secondaire ascendant se développe au-dessus de la structure principale, signalant la production de vorticité barocline.**

Pour des temps courts ($t/\tau_0 \lesssim 1,5$), la cinématique du dipôle est globalement en accord avec les modélisations bidimensionnelles (CROW 1974; GARTEN, ARENDT *et al.* 1998; SAULGEOT *et al.* 2023) ainsi qu’avec les observations expérimentales : la stratification freine la descente du dipôle, avec un effet d’autant plus marqué que N^* est élevé. **Pour des temps plus longs ($t/\tau_0 \gtrsim 3$), les écarts aux prédiction bidimensionnelles apparaissent sous l’effet de la croissance de l’instabilité de Crow.** Par ailleurs, les altitudes mesurées dans notre étude restent qualitativement cohérentes avec les observations expérimentales de LIU (2006).

Les mesures PIV mettent en évidence la production de vorticité barocline   proximité de l’ovale de Kelvin, c’est-à-dire aux interfaces de densité d’autant plus forte que la valeur de N^* est élevée. Cette production barocline induit un rapprochement des cœurs tourbillonnaires. Ce rapprochement a deux effets principaux : (1) **il favorise l’apparition des effets tridimensionnels liés à l’instabilité de Crow** et (2) **il renforce l’interaction visqueuse entre les cœurs**, ce qui accélère la décroissance de la circulation et la réduction

du rayon des tourbillons.

Enfin, l'analyse couplée des positions des centres des tourbillons dans le plan de reconnexion et dans le plan de séparation a montré que **le taux de croissance de l'instabilité de Crow augmente avec la valeur de N^*** , en accord avec les travaux de GARTEN, WERNE *et al.* (2001) et ORTIZ *et al.* (2015).

Chapitre 5

Conclusions et perspectives

Dans cette thèse, la dynamique des tourbillons marginaux a été étudiée dans le but de répondre à deux objectifs. Le premier consistait à élucider la dynamique en champ proche d'un tourbillon marginal, en particulier le phénomène de flottement tourbillonnaire et l'influence exercée par la turbulence amont. Le deuxième portait sur l'analyse des effets de la stratification sur la dynamique d'une paire de tourbillons marginaux. Ce chapitre récapitule la démarche mise en œuvre et synthétise les principaux résultats obtenus en réponse à ces deux axes de recherche. Des perspectives sont également proposées.

Effet de la turbulence de grille sur la dynamique d'un tourbillon marginal

Résumé de la démarche expérimentale

Une maquette d'aile NACA0012, d'envergure finie, a été placée dans la veine d'essai du tunnel hydrodynamique de l'ONERA (site de Meudon). Les conditions d'écoulement sont définies par un angle d'incidence de 10° et un nombre de Reynolds, basé sur la corde, égal à 5×10^3 . La turbulence de l'écoulement libre est modifiée à l'aide de grilles passives placées à trois cordes en amont du bord d'attaque de l'aile, générant des intensités de turbulence T_u mesurées à ce même bord d'attaque comprises entre 1,5% et 8%. La dynamique du tourbillon a été caractérisée dans trois plans perpendiculaires à la direction de l'écoulement libre, situés respectivement à 3, 12 et 24 cordes en aval du bord de fuite de l'aile à l'aide de mesures PIV stéréoscopiques.

Principaux résultats de l'étude

- On observe que **l'amplitude de déplacement du tourbillon augmente avec la distance avale**, en accord avec les observations de la littérature (DEVENPORT *et al.* 1996; del PINO, LÓPEZ-ALONSO *et al.* 2011; HEYES *et al.* 2004; VAN JAARVELD *et al.* 2011; BEN MILOUD *et al.* 2020). À 24 cordes en aval du bord de fuite, les amplitudes mesurées augmentent par rapport à celles mesurées à 3 cordes en aval du bord de fuite de 79%, 160%, 166% et 70% pour des taux de turbulence T_u respectivement de 1,5%, 4,5%, 5% et 8% .
- On observe également que **l'amplitude de déplacement du tourbillon ne varie pas de manière monotone avec l'intensité de la turbulence de l'écoulement libre**, contrairement aux résultats rapportés dans la littérature (DEVENPORT *et al.* 1996; VAN JAARVELD *et al.* 2011; BAILEY, PENTELOW *et al.* 2018; DGHIM *et al.* 2021; COULIOU

et al. 2026), où une augmentation du flottement avec l'intensité de la turbulence est observée.

- Cette tendance est respectée pour les T_u les plus élevés (à partir de $T_u = 4,5\%$). En effet, en présence de grille, **l'amplitude du flottement augmente avec l'intensité de la turbulence de l'écoulement libre**, pour des taux de turbulence de $T_u = 4,5\%$; 5% et 8% . En effet, l'amplitude du flottement augmente entre 63% et 180% en fonction de la position longitudinale, entre les cas à $4,5\%$ et 8% de turbulence de l'écoulement libre.
- En revanche, **en l'absence de grille de turbulence, bien que le taux de turbulence soit plus faible ($T_u = 1,5\%$), l'amplitude du flottement est proche de celle observée pour le cas le plus turbulent ($T_u = 8\%$)**. Les écarts relatifs entre les amplitudes mesurées pour $T_u = 1,5\%$ et celles mesurées pour $T_u = 8\%$ sont compris entre 9% et 19% , selon la position longitudinale.
- **L'évolution non monotone de l'amplitude du flottement peut s'expliquer par l'existence de deux effets antagonistes de la turbulence amont sur la dynamique du tourbillon :**
 - D'une part, **la turbulence de l'écoulement libre interagit directement avec le tourbillon**, ce qui tend à renforcer son mouvement de flottement.
 - D'autre part, **la turbulence de l'écoulement libre réduit le décollement sur l'aile**, ce qui tend à atténuer la perturbation initiale du tourbillon et donc à diminuer l'amplitude du flottement.
 - **Ces effets opposés se compensent partiellement**, ce qui pourrait expliquer pourquoi l'amplitude du flottement varie de façon non monotone avec l'augmentation de l'intensité de la turbulence de l'écoulement libre.
- **Ainsi, l'évolution non monotone de l'amplitude du flottement tourbillonnaire avec l'intensité de la turbulence de l'écoulement libre observée dans notre étude semble être liée aux conditions aérodynamiques spécifiques de notre configuration.** En effet, dans les conditions de l'étude - un nombre de Reynolds basé sur la corde de 5×10^3 et un angle d'incidence de 10° - l'écoulement est décollé sur l'aile. Ce décollement, absent dans les études menées à plus haut nombre de Reynolds ($> 10^4$) avec un écoulement attaché (VAN JAARVELD *et al.* 2011 ; BAILEY, PENTELOW *et al.* 2018 ; DGHIM *et al.* 2021 ; COULIOU *et al.* 2026), pourrait expliquer la divergence observée dans l'évolution de l'amplitude du flottement avec la turbulence.
- Il existe des différences marquées dans les caractéristiques fréquentielles du flottement tourbillonnaire entre le cas sans grille et ceux avec grille. En effet, **la bande de nombre de Strouhal basé sur la corde, où se concentre l'énergie du flottement tourbillonnaire, se déplace significativement en fonction des conditions de turbulence de l'écoulement libre :**
 - Sans grille ($T_u = 1,5\%$), l'énergie associée au mouvement de la position du centre du tourbillon est contenue dans une bande centrée autour d'un nombre de Strouhal de $0,1$;
 - En présence de grille ($T_u = 4,5\%$; 5% et 8%), elle se déplace vers des valeurs plus élevées, centrées autour d'un nombre de Strouhal de $0,6$
 - Les réponses fréquentielles distinctes du mouvement tourbillonnaire, selon la présence ou non d'une grille, reflètent les fréquences caractéristiques de l'écoulement incident.

Globalement, ces résultats apportent un éclairage nouveau sur l'interaction entre la turbulence de l'écoulement libre et la dynamique tourbillonnaire à bas Reynolds, ce qui pourrait s'avérer important pour la conception de petits véhicules volants.

Perspectives de l'étude

- Lors de nos travaux, les investigations menées dans cette étude se sont limitées à des régimes de faible nombre de Reynolds ($Re_c = 5 \times 10^3$), en raison des capacités expérimentales de l'installation, qui permettent d'atteindre des valeurs dans la gamme $Re_c \in [0 : 10^4]$. **Une perspective intéressante consisterait à explorer la transition entre la dynamique non linéaire des tourbillons marginaux en présence de turbulence amont, étudiée ici, et la dynamique linéaire observée à plus haut nombre de Reynolds ($Re_c \geq 10^5$).**
 - On pourrait par exemple étudier la dynamique du tourbillon en **menant une étude paramétrique en faisant varier le nombre de Reynolds dans l'intervalle $Re_c \in [10^3 : 10^5]$** . En augmentant progressivement Re_c (à une incidence donnée) l'écoulement sur l'aile tend vers des régimes plus fréquents, dans lesquels la couche limite sur l'extrados demeure attachée.
 - Une telle montée en nombre de Reynolds permettrait d'étudier la transition entre la dynamique fortement instationnaire observée dans cette étude à bas nombre de Reynolds et celle rapportée à des nombres de Reynolds plus élevés ($Re_c > 10^5$) (VAN JAARVELD *et al.* 2011 ; BAILEY, PENTELOW *et al.* 2018 ; DGHIM *et al.* 2021 ; COULIOU *et al.* 2026).
 - Une telle investigation pourrait, par exemple, être menée dans la soufflerie basse vitesse du LMFL. Cette installation mesure 20m de long, avec une section de 2m de large et de 1m de haut, et permet d'atteindre des vitesses d'écoulement de l'ordre de 10m/s. À titre d'exemple, en plaçant une maquette d'aile NACA0012 d'envergure 0,5,m et de corde 0,125,m, fixée à un angle d'attaque de 9° à l'entrée de la veine d'essai - configuration similaire à celle utilisée dans l'étude récente de CLAUS *et al.* (2025) - il serait possible d'explorer une gamme de nombres de Reynolds basés sur la corde allant jusqu'à $7,25 \times 10^4$.
 - On pourrait alors faire varier le niveau de turbulence dans la veine en ajoutant des grilles génératrices de turbulence en amont de la veine d'essai comme cela a été fait dans cette soufflerie dans les travaux de ZHENG *et al.* (2021)
 - À noter qu'avec la configuration préalablement décrite, la longueur de la soufflerie permettrait d'étudier la dynamique des tourbillons jusqu'à des distances de 80 cordes en aval du bord de fuite. Cette capacité est particulièrement intéressante pour examiner si les caractéristiques du flottement sont conservées dans le sillage lointain. Très peu d'études explorent des distances aussi grandes (cf. Figure 1.4(b)); la plus étendue à ce jour se limite à 62,9 cordes en aval du bord de fuite, d'après les travaux de VAN JAARVELD *et al.* (2011).
- Une autre perspective concerne **l'amélioration des moyens métrologiques pour l'étude des tourbillons marginaux**, en particulier par l'utilisation de la PIV tomographique tridimensionnelle (ELSINGA *et al.* 2006). Contrairement aux mesures stéréoscopiques classiques, limitées à un plan de coupe, **la PIV tomographique permettrait de mesurer la longueur d'onde des oscillations du tourbillon**, ce qui permettrait de mieux caractériser les ondes de Kelvin participant à la dynamique.

Effet de la stratification sur la dynamique d'une paire de tourbillons marginaux

Résumé de la démarche expérimentale

Les Chapitres 3 et 4 de cette thèse sont consacrés à l'étude de l'effet d'une stratification verticale stable et linéaire sur la dynamique d'une paire de tourbillons horizontaux contra-rotatifs de même intensité dans une cuve à eau. Un moyen d'essai spécifique a été développé pour cette étude. Il comprend d'une part, un système de stratification en sel d'une cuve à eau, qui a permis d'explorer des stratifications dont la fréquence de Brunt-Väisälä notée N est comprise dans l'intervalle $N \in [0 : 0,28] \text{ s}^{-1}$; et d'autre part, un dispositif de génération de tourbillons basé sur deux volets contra-rotatifs, sur lesquels une perturbation sinusoïdale est imposée le long du bord de fuite afin de déclencher de manière reproductible l'instabilité de Crow. Le générateur de tourbillons est plongé dans la région stratifiée, de sorte que la paire de tourbillons se forme puis évolue dans un milieu stratifié linéairement.

Principaux résultats de l'étude

- Bien que sensibles à la valeur de N , **les caractéristiques initiales des tourbillons générés varient peu dans la gamme de stratification étudiée**, avec un espacement $b_0 \in [2,5 : 2,7] \text{ cm}$, un rapport d'aspect $a_0/b_0 \in [0,16 : 0,18]$ (où a_0 désigne le rayon initial du cœur), et un nombre de Reynolds basé sur la circulation initiale $Re_{\Gamma_0} \in [1600 : 2000]$. Le temps caractéristique associé à la paire, τ_0 , est dans l'intervalle $[2,2 : 2,8] \text{ s}$. Il en résulte que les stratifications testées correspondent à des valeurs adimensionnées, rapportées au temps caractéristique des tourbillons, $N^* = N\tau_0$, comprises dans l'intervalle $[0 : 0,7]$.
- La stratification modifie l'évolution d'une paire de tourbillons marginaux, selon **deux mécanismes principaux** :
 - **La force de flottabilité** exercée sur l'ovale de Kelvin contenant du fluide plus léger que le fluide ambiant, freine la descente de la paire
 - **La production de vorticité barocline** aux frontières de l'ovale, où les gradients horizontaux de densité sont maximaux, induit un rapprochement des deux tourbillons.
- **En apportant de nouvelles données expérimentales, notre étude complète les résultats des expériences de (SARPKAYA 1983; DELISI *et al.* 2000; LIU 2006), notamment en quantifiant l'effet de la stratification sur les propriétés principales du sillage tourbillonnaire**, comme l'espacement entre les tourbillons, leur circulation et leur rayon.
- Pour la première fois à notre connaissance, des mesures PIV ont permis de mettre en évidence expérimentalement la production de vorticité barocline à la frontière de l'ovale de Kelvin, dans la configuration particulière d'une paire de tourbillons horizontaux plongée dans une stratification verticale. Nos mesures montrent que, **dans la gamme de stratification étudiée, l'intensité maximale de vorticité barocline axiale est de l'ordre d'une dizaine de pourcents de la vorticité au centre des tourbillons.**
- Nos mesures d'espacement entre les tourbillons ont notamment permis de confirmer la validité des prédictions théoriques de CROW (1974), GARTEN, ARENDT *et al.* (1998),

SAULGEOT *et al.* (2023) et ORTIZ *et al.* (2015) aux temps courts, tout en mettant en évidence les limites de ces approches bidimensionnelles aux temps plus long.

- En effet, **aux temps courts ($t/\tau_0 \lesssim 2$)**, la vitesse de descente de la paire diminue lorsque N^* augmente, ce qui réduit l'altitude minimale atteinte par les tourbillons. Une diminution de 20% est observée entre le cas sans stratification ($N^* = 0$) et le cas le plus stratifié ($N^* = 0,69$). On observe également que la stratification tend à réduire l'espacement entre les tourbillons sous l'effet de la production de vorticité barocline, en bon accord avec les approches bidimensionnelles (CROW 1974; GARTEN, ARENDT *et al.* 1998; ORTIZ *et al.* 2015; SAULGEOT *et al.* 2023).
- En revanche, **aux temps plus longs ($t/\tau_0 \gtrsim 2,5$)**, nos observations ont montré que la dynamique de la paire de tourbillons diverge alors des pr dictiones 2D. En effet, l'instabilité de Crow se développe, entraînant la déformation de l'axe des tourbillons, et conduit à une reconnexion locale des tubes de vorticité, puis à la formation d'anneaux.
- Notre étude a permis d'identifier la gamme de validité des simulations bidimensionnelles (CROW 1974; GARTEN, ARENDT *et al.* 1998; ORTIZ *et al.* 2015; SAULGEOT *et al.* 2023) pour décrire l'évolution de l'espacement entre les tourbillons avant que les effets tridimensionnels ne deviennent prépondérants. **Nos résultats montrent que la divergence par rapport aux pr dictiones 2D apparaît à partir d'un temps adimensionné par la stratification, Nt , de l'ordre de l'unité.**
- **Le rapprochement local des cœurs tourbillonnaires induit par l'instabilité de Crow est accéléré sous l'effet de la vorticité barocline** en présence de stratification, en comparaison avec le cas non stratifié.
 - Cette accélération du rapprochement accroît les interactions visqueuses entre les cœurs, ce qui conduit à une diminution de la circulation et du rayon des tourbillons, plus rapide et plus marquée en présence de stratification. Cette diminution débute dès $t/\tau_0 \simeq 1,5$ pour $N^* = 0,44$ et $0,64$, contre $t/\tau_0 \simeq 2$ pour le cas homogène ($N^* = 0$). La pente de décroissance de la circulation est alors environ 75% plus élevée dans les cas stratifiés.
 - Cette accélération du rapprochement accroît également le taux de croissance α de l'instabilité de Crow (en accord avec les conclusions de ORTIZ *et al.* (2015)) et accentue l'angle d'inclinaison β des tourbillons par rapport au plan médian (xy) sous l'effet de la vorticité d'origine barocline. Une augmentation d'environ 44% du taux de croissance adimensionné $\alpha\tau_0$ est observée entre les cas $N^* = 0$ et $N^* = 0,69$, ainsi qu'un accroissement d'environ 20% de l'inclinaison.
- Enfin, **la présence de stratification réduit la durée de vie des anneaux tourbillonnaires**. En milieu homogène, les anneaux formés à la suite de la reconnexion poursuivent leur descente dans la cuve.   l'inverse, en milieu stratifié, cette descente est interrompue et les anneaux sont prématurément détruits.

Perspectives de l'étude

- **S'affranchir de l'effet de la stratification sur la formation des tourbillons.** Notre étude a montré qu'en fonction de la stratification, les tourbillons générés n'avaient pas exactement les mêmes caractéristiques initiales (*cf. Tableau A.1* en Annexe A). Une piste de développement pour améliorer la présente étude consisterait à dissocier les effets de la stratification sur la formation et sur l'évolution dynamique des tourbillons.

- Cela pourrait être réalisé en introduisant un profil de densité comportant une couche homogène suffisamment épaisse dans la partie supérieure de la cuve, surmontant une stratification linéaire.
- Les tourbillons se formeraient alors dans un milieu non stratifié, assurant des conditions initiales identiques, indifférentes à la stratification sous-jacente.
- Leur interaction avec la stratification interviendrait uniquement au cours de leur descente, permettant ainsi d’analyser de manière isolée l’effet de la stratification sur leur évolution.

- **Exploration de niveaux de stratification plus élevés.**

Les investigations menées ici se sont concentrées sur des stratifications faibles à modérées, comprises dans l’intervalle, $N^* \in [0 : 0,7]$ principalement en raison de contraintes de temps. Il serait toutefois intéressant d’étendre cette analyse à des stratifications plus intenses existantes dans l’atmosphère, pour lesquelles la dynamique de la paire de tourbillons marginaux diffère sensiblement de celle observée dans cette étude.

- On pourrait ainsi étudier des stratifications atteignant des valeurs de l’ordre de $N^* \simeq 2$, correspondant à celles rencontrées dans des conditions réelles de vol des avions de ligne, telles que rapportées au Chapitre 1 (Tableau 1.1).
- On s’attend à ce que dans ces régimes de stratification élevée, la dynamique de la paire de tourbillons marginaux diffère significativement de celle observée dans notre étude :
 - * À partir de $N^* > 1,18$, une étude théorique bidimensionnelle (SAULGEOT *et al.* 2023) montre que les tourbillons cessent de descendre sous l’effet de l’induction mutuelle et restent confinés à l’altitude de vol.
 - * En présence de stratification, le développement de l’instabilité de Crow ainsi que la reconnexion tourbillonnaire peuvent être inhibés. Par ailleurs, la stratification peut provoquer une dissipation prématurée de la paire de tourbillons (GARTEN, WERNE *et al.* 2001 ; HOLZAPFEL *et al.* 2001 ; DE VISSCHER *et al.* 2013).
- On remarquera toutefois que le dispositif de génération de tourbillons utilisé dans cette étude pour analyser l’effet de la stratification présente certaines limites lorsque la stratification devient trop intense. En effet, au-delà de $N^* = 1,2$, les tourbillons ne parviennent plus à s’enfoncer dans la cuve sous l’effet de la flottabilité, ce qui les conduit à entrer en contact avec le système de génération. Une alternative pour explorer des stratifications supérieures à $N^* > 1,2$ est par exemple d’utiliser une aile tractée pour générer les tourbillons tel que développé ci-après.

- **Mise en œuvre d’une expérience en canal de traction stratifié.**

Afin de contourner les limitations liées à l’interaction entre les tourbillons générés et le dispositif de génération mentionné précédemment, un autre mode de génération peut être envisagé en vue de la reproduction d’un sillage plus représentatif d’une aile d’avion, tel que la traction d’une aile dans un canal stratifié, à la manière des expériences de (SARPKAYA 1987 ; DELISI *et al.* 2000 ; LIU 2006). L’utilisation d’un profil d’aile, en remplacement du système de volets, permettrait également de reproduire plus fidèlement le mécanisme d’enroulement de la vorticité tel qu’il se produit à

l'arrière d'un véritable avion, et ainsi d'étudier un sillage plus représentatif des véritables sillages d'avions.

- Une telle expérience pourrait être envisagée dans le tunnel de traction du centre ONERA de Lille, une installation de 23 m de long et 1,5 m de large. Ce dispositif a déjà permis, en l'absence de stratification, d'obtenir des résultats expérimentaux sur la dynamique des sillages d'ailes (CRUZ MARQUEZ *et al.* 2021). En supposant que l'on tracte une maquette d'aile NACA4412 dans des conditions identiques à celle utilisées dans l'étude de CRUZ MARQUEZ *et al.* (2021), d'envergure $b_w = 0,4$ m et de corde $c = 0,16$ m et d'incidence $\alpha = 5^\circ$, il est possible d'atteindre des nombres de Reynolds de l'ordre de $Re_{T_0} \in [0 : 6 \times 10^5]$ en fonction de la vitesse de traction $U_0 \in [0, 5] \text{ms}^{-1}$. À chaque nombre de Reynolds, on peut alors associer un temps caractéristique de la paire de tourbillons τ_0 et donc calculer la stratification N nécessaire pour atteindre la valeur de $N^* = N\tau_0$ visée.
- Le Tableau 5.1 présente la masse de sel requise pour stratifier une hauteur d'eau de 1 m (en bleu clair), en fonction de la valeur de N^* et des propriétés de la paire de tourbillons données par τ_0 .
 - * Par exemple, en réglant la vitesse de traction de l'aile de manière à générer des tourbillons avec un temps caractéristique $\tau_0 = 10$ s (*ie.* $Re_c \approx 13 \times 10^4$), il suffit d'introduire environ 16,5 kg de sel pour atteindre une stratification intermédiaire $N^* = 0,8$, et environ 103 kg pour une stratification forte $N^* = 2$ (ligne grisée dans le Tableau 5.1). Ces quantités restent raisonnables et ne constituent pas un obstacle majeur en termes de coût ou de logistique. En réduisant la vitesse de traction, on augmente alors la valeur de τ_0 , il est possible de réduire encore davantage la masse de sel nécessaire pour atteindre une stratification donnée.
 - * En revanche, pour atteindre des nombres de Reynolds plus élevés, par exemple $Re_c = 6,5 \times 10^5$, le temps caractéristique associé à la paire de tourbillons devient plus court ($\tau_0 = 2$, s), et les quantités de sel nécessaires pour atteindre des valeurs de stratification N^* significatives dépassent plusieurs centaines de kilogrammes.
 - * Le Tableau 5.1 indique également, selon la méthode de correction de l'indice développée par DAVIERO *et al.* (2001), les quantités de sel (en bleu foncé) et d'éthanol (en rouge) nécessaires pour stratifier le bassin. Ces quantités restent généralement modérées - de quelques kilogrammes à quelques dizaines - tant que les nombres de Reynolds visés demeurent raisonnables. Il convient néanmoins de souligner que l'utilisation de volumes importants d'alcool impliquerait des adaptations notables de l'installation, en particulier pour maîtriser les risques liés à l'inflammabilité de l'alcool. De telles configurations ont cependant été mises en œuvre avec succès, notamment au LEGI pour des stratifications de grande ampleur RODDA *et al.* 2022.
- **Étude de l'effet de la stratification sur la croissance de l'instabilité elliptique.** D'après les études de ORTIZ *et al.* (2015) et NOMURA *et al.* (2006), une stratification modérée tend à renforcer l'instabilité elliptique en réduisant leur distance mutuelle. Un axe intéressant pour aller plus loin dans nos travaux pourrait consister à étudier expérimentalement l'influence de la stratification sur le développement de cette instabilité.

τ_0 (s)	$Re_c (\times 10^{-4})$	N^*					
		0	0,4	0,8	1,2	1,6	2
2	65	0	103	413	929	1652	2582
		0	60,5	239	539	959	1499
		0	171	685	1542	2742	4285
5	26	0	16,5	66,1	148	264	413
		0	9,65	38,3	86,3	153	239
		0	27,4	109	246	438	685
10	13	0	4,15	16,5	37,2	66,1	103
		0	2,40	9,6	21,6	38,3	59,9
		0	6,86	27,4	61,7	109	171
20	6,4	0	1,01	4,10	9,35	16,5	25,8
		0	0,60	2,42	5,41	9,6	15,0
		0	1,71	6,86	15,4	27,4	42,9
30	4,2	0	0,55	1,80	4,1	7,3	11,5
		0	0,27	1,07	2,4	4,27	6,67
		0	0,76	3,05	6,86	12,1	19,1
40	3,2	0	0,30	1,05	2,35	4,13	6,51
		0	0,15	0,6	1,35	2,45	3,75
		0	0,43	1,71	3,86	6,86	10,7
50	2,65	0	0,21	0,72	1,57	2,6	4,11
		0	0,11	0,38	0,86	1,54	2,4
		0	0,27	1,10	2,47	4,39	6,86
60	2,1	0	0,12	0,50	1,01	1,80	2,91
		0	0,70	0,27	0,60	1,07	1,67
		0	0,19	0,76	1,71	3,05	4,76

TABLE 5.1 – Quantités nécessaires des composants (en kg) pour réaliser la stratification du canal de traction de l’ONERA Lille, en fonction de la stratification visée N^* et du temps caractéristique de la paire de tourbillons τ_0 . Sans correction d’indice optique : masse de sel (noir). Avec correction d’indice par ajout d’éthanol (DAVIERO *et al.* 2001) : masse de sel (bleu foncé) et masse d’éthanol (rouge). La colonne $Re_c = U_0 c / \nu$ indique les valeurs du nombre de Reynolds correspondant en supposant que les tourbillons sont générés par une aile tractée possédant les mêmes caractéristiques géométriques et aérodynamiques que celles étudiées par CRUZ MARQUEZ *et al.* (2021) (profil NACA0012, corde $c = 0,16$ m, envergure $b_w = 0,4$ m, et angle d’incidence de 5°) et que dans ces conditions, la circulation des tourbillons marginaux est parfaitement proportionnelle à la vitesse de traction de l’aile. La zone grisée correspond à des paramètres expérimentaux envisageables pour mener une étude paramétrique en N dans un milieu stratifié, à un nombre de Reynolds relativement élevé par rapport aux travaux précédents (SARPKAYA 1983; DELISI *et al.* 2000; LIU 2006) et à la présente étude, tout en maintenant un coût raisonnable en termes de quantité de sel et/ou d’éthanol à utiliser.

- Dans le cadre de la présente étude, l'instabilité de Crow a été systématiquement déclenchée par l'introduction de perturbations longitudinales. On pourrait imaginer, à l'inverse, ne pas imposer de perturbation, afin de favoriser exclusivement le développement spontané de l'instabilité elliptique, à l'image des expériences de LEWEKE & WILLIAMSON (1998) menées en milieu non stratifié. Toutefois, cette approche présente un problème de reproductibilité : avec ce protocole, LEWEKE & WILLIAMSON (1998) ont dû répéter plusieurs fois la même expérience afin d'obtenir des cas où l'instabilité de Crow ne se développait pas.
- Étudier la croissance des instabilités elliptiques nécessite néanmoins d'avoir une métrologie adaptée suffisamment fine pour capter l'évolution de petites déformations de l'ordre de la taille du cœur des tourbillons.
 - * Une première approche consisterait à améliorer la technique de visualisation par colorant utilisée dans cette thèse, afin de pouvoir identifier systématiquement l'axe du cœur des tourbillons de façon répétable. Cela pourrait passer, par exemple, par l'application du colorant sur les bords de fuite des volets à l'aide d'une procédure automatisée - ou du moins reproductible - plutôt que par un dépôt manuel à l'aide d'un rouleau de peinture.
 - * La faible vitesse de descente du dipôle (de l'ordre de 1 cm/s) permettrait d'envisager la reconstruction tridimensionnelle des champs de vitesse en balayant, à l'aide d'une nappe laser, un volume de quelques centimètres. Une telle approche offrirait un accès à une description volumique des structures tourbillonnaires, ouvrant la voie à une analyse davantage détaillée de la dynamique tridimensionnelle du sillage, en reconstruisant la déformation des axes de rotation des tourbillons.
 - * Des méthodes de mesure plus avancées, décrites ci-dessous, pourraient également être envisagées.
 - La PIV tomographique ou la PTV tomographique offrirait la possibilité d'accéder aux champs de vitesse dans un volume suffisamment étendu - de l'ordre de quelques centimètres par côté - pour permettre l'estimation de la croissance de l'instabilité elliptique.
 - Ces méthodes supposent cependant que les images des particules soient suffisamment nettes, ce qui requiert une correction d'indice optique plus poussée que celle mise en œuvre dans cette thèse, avec un meilleur contrôle des concentrations en sel et en éthanol, ainsi qu'un dispositif de mesure de l'indice optique plus précis. La précision actuelle, de l'ordre de 10^{-4} , ne permet pas de détecter la faible différence d'indice entre les deux cuves ; une précision d'un ordre de grandeur supérieur est au moins nécessaire.

Annexe A

Influence de l'amplitude de la perturbation sinusoïdale sur la dynamique de la paire de tourbillons en présence de stratification

Dans cette thèse, des tourbillons sont générés dans une cuve à eau stratifiée en salinité grâce un système de volets. La dynamique des tourbillons générés dépend de l'amplitude de la perturbation appliquée au bord de fuite des volets, tel que présenté au Chapitre 3 pour le cas sans stratification. Le Chapitre 4 s'est focalisé sur l'influence de la stratification, mais uniquement pour l'amplitude de perturbation la plus grande A_2 ($\approx 1,5\text{mm}$). Cette annexe vise à compléter cette étude en présentant les résultats obtenus pour l'amplitude A_1 ($\approx 1\text{mm}$) et en comparant les dynamiques observées en présence de stratification pour les deux amplitudes testées, A_1 et A_2 .

Effets de la stratification et de l'amplitude de la perturbation sur les caractéristiques initiales de la paire de tourbillons

Le Tableau A.1 présente les principales grandeurs caractéristiques des tourbillons, mesurées à l'instant t_0 tel que défini au Chapitre 3, soit 3 secondes après le début du mouvement des volets; moment à partir duquel, la valeur de la circulation se stabilise et que les tourbillons sont considérés comme formés.

L'espacement initial entre les tourbillons \bar{b}_0 et leur rayon initial \bar{a}_0 , varie peu en fonction de la valeur de N^* ou de la perturbation (A_1 ou A_2). Les écarts maximaux observés entre les différentes configurations, A_1 et A_2 , sont de l'ordre du millimètre pour les valeurs de \bar{b}_0 et du demi-millimètre pour \bar{a}_0 , soit des variations relatives de l'ordre de 10%.

En revanche, comme il a été remarqué au Chapitre 3 pour le cas sans stratification, la valeur de la circulation initiale $\bar{\Gamma}_0$ varie selon l'amplitude A_1 ou A_2 . En effet, la circulation initiale des tourbillons générés avec la perturbation A_1 est systématiquement plus faible que celle obtenue avec la perturbation A_2 pour une valeur de N^* donnée. La stratification influence également la valeur $\bar{\Gamma}_0$. En moyenne, la valeur de $\bar{\Gamma}_0$ est 10% inférieure pour le cas A_1 par rapport au cas A_2 . Une hypothèse pour expliquer cette différence de circulation entre le cas A_1 et A_2 repose sur la modification de la géométrie induite par le changement de forme de la perturbation sinusoïdale au bord de fuite des volets comme discuté au Chapitre 3 (page 119). Nous notons également, pour une amplitude de perturbation donnée,

perturbation	N	\bar{b}_0	$\delta\bar{b}_0$	\bar{a}_0	$\delta\bar{a}_0$	\bar{W}_0	$\delta\bar{W}_0$	$\bar{\Gamma}_0$	$\delta\bar{\Gamma}_0$	τ_0	$\delta\tau_0$
	(s ⁻¹)	(m) ×10 ²	(m) ×10 ²	(m) ×10 ³	(m) ×10 ³	(m·s ⁻¹) ×10 ²	(m·s ⁻¹) ×10 ²	(m ² ·s ⁻¹) ×10 ³	(m ² ·s ⁻¹) ×10 ³	(s)	(s)
A_1	0.00	2.5	0.05	4.5	0.003	1.3	0.4	1.8	0.1	2.3	0.4
A_2	0.00	2.6	0.01	4.6	0.003	1.3	0.2	2.0	0.1	2.2	0.2
A_1	0.12	2.6	0.02	–	–	1.15	0.15	–	–	–	–
A_2	0.12	2.5	0.03	–	–	1.20	0.40	–	–	–	–
A_1	0.19	2.6	0.05	4.5	0.003	1.1	0.2	1.8	0.1	2.5	0.3
A_2	0.19	2.5	0.025	4.5	0.004	1.2	0.3	2.0	0.1	2.3	0.4
A_1	0.22	2.6	0.03	–	–	1.1	0.3	–	–	–	–
A_2	0.22	2.5	0.025	–	–	1.15	0.4	–	–	–	–
A_1	0.26	2.6	0.05	4.5	0.012	0.9	0.5	1.6	0.2	2.8	0.6
A_2	0.26	2.6	0.025	4.5	0.003	1.1	0.3	1.8	0.1	2.5	0.3
A_1	0.28	2.7	0.03	–	–	0.9	0.5	–	–	–	–
A_2	0.28	2.6	0.05	–	–	1.1	0.7	–	–	–	–

TABLE A.1 – Grandeurs caractéristiques à t_0 en fonction de la configuration expérimentale, moyennées entre les deux plans de mesure. N est la fréquence de Brunt–Väisälä, \bar{b}_0 l’espacement entre les tourbillons, \bar{a}_0 le rayon des tourbillons, \bar{W}_0 la vitesse de descente, $\bar{\Gamma}_0$ la circulation, et τ_0 le temps propre du dipôle. Les valeurs préfixées par δ indiquent l’écart-type mesuré sur cinq réalisations. Les tirets (–) correspondent aux données non accessibles expérimentalement (absence de mesures PIV).

que la valeur de la circulation initiale $\bar{\Gamma}_0$ diminue quand l’intensité de la stratification augmente. À titre d’exemple, pour la perturbation A_1 et A_2 , une réduction d’environ 10 % de la valeur de $\bar{\Gamma}_0$ est observée lorsque N passe de 0s^{-1} à $0,26\text{s}^{-1}$. Bien que la cinématique du générateur de tourbillons reste identique d’un cas à l’autre, la stratification pourrait, en modifiant les conditions locales autour des volets, altérer le processus de formation des tourbillons. En particulier, le fait que les volets soient immergés dans une région linéairement stratifiée introduit une variation des conditions de formation, susceptible d’influencer la circulation des tourbillons. Cette influence de la stratification pourrait expliquer les variations observées de $\bar{\Gamma}_0$ en fonction de la valeur de N^* , sans qu’un mécanisme précis puisse toutefois être identifié à ce stade.

Les différences de circulations initiales selon l’amplitude A_1 ou A_2 et selon la stratification ont pour conséquence une variation du temps caractéristique propre au dipôle, $\tau_0 = 2\pi\bar{b}_0^2/\bar{\Gamma}_0$. Ainsi, toutes les configurations ne partagent pas exactement le même temps propre. Pour une stratification donnée N , la valeur du nombre sans dimension $N^* = N\tau_0$ varie selon les configurations. En moyenne, nous observons une diminution de 8 % de τ_0 lors du passage des perturbations A_1 à A_2 .

Validité de l’approximation bidimensionnelle

Après avoir étudié l’influence de la stratification et de l’amplitude des perturbations sur les caractéristiques initiales des tourbillons, nous examinons à présent leur impact sur l’évolution dynamique de la paire de tourbillons, en nous concentrant notamment sur la variation de l’espacement entre les deux tourbillons au cours du temps.

Les Figures A.1(a)-(e) illustrent l’évolution de l’espacement entre les cœurs tourbillonnaires, moyenné entre le plan de reconnexion et le plan de séparation, \bar{b} , pour les deux

amplitudes de perturbation, en fonction du temps adimensionné par la stratification Nt . Nous remarquons que les courbes d'évolution de \bar{b} correspondant à la perturbation A_2 présentent une variabilité nettement plus faible entre les différentes réalisations expérimentales que celles obtenues pour A_1 . Cette plus grande variabilité dans le cas A_1 est particulièrement visible sur les Figures A.1(b),(d) et (e). La meilleure reproductibilité observée dans le cas A_2 s'explique probablement par une moindre sensibilité au bruit ambiant lorsque l'amplitude de la perturbation est plus élevée. À l'inverse, dans le cas A_1 , la perturbation plus faible rend la dynamique des tourbillons plus vulnérable aux fluctuations parasites, ce qui diminue la reproductibilité d'une réalisation à l'autre.

Nous remarquons également que la dynamique aux temps courts est similaire pour les deux perturbations, et ce, pour toutes les valeurs de N . En effet, aux temps courts ($Nt \lesssim 1$) la distance \bar{b} commence à décroître, conformément à la tendance prédite par le modèle de CROW (1974) pour les deux perturbations. Ce n'est qu'aux temps longs, ($Nt \gtrsim 1$), que des différences commencent à apparaître entre les deux perturbations. En effet, aux temps longs, les courbes d'évolution de \bar{b} s'écartent ensuite du modèle bidimensionnel à cause du développement tridimensionnel du sillage sous l'effet de la croissance de l'instabilité de Crow. L'instant t_d où l'évolution de \bar{b} s'écarte du modèle de Crow (1974) dépend de l'amplitude de la perturbation et de la stratification. Cet instant avait été quantifié au Chapitre 4 pour les perturbations A_2 (Figure 4.14, page 153). Nous avons observé que, pour la perturbation A_2 , l'instant t_d se situe dans l'intervalle $Nt_d \in [0,65 : 1,3]$, cet intervalle résultant des différentes valeurs de N explorées. Pour la perturbation A_1 , l'instant à partir duquel l'évolution de \bar{b} s'écarte du modèle de CROW (1974) se situe dans un intervalle plus élevé, à savoir $Nt_d \in [1,2 : 2,2]$. Pour une valeur de stratification N donnée, l'accord entre nos mesures de \bar{b} et les prédictions issues des approches bidimensionnelles telles que celles de CROW (1974), SPALART (1996), GARTEN, ARENDT *et al.* (1998), ORTIZ *et al.* (2015) et SAULGEOT *et al.* (2023) se maintient systématiquement sur une durée plus longue dans le cas A_1 que dans le cas A_2 . En effet, en moyenne sur l'ensemble des stratifications considérées, les courbes d'évolution de \bar{b} obtenues pour les perturbations A_1 s'écartent du modèle environ $\Delta(Nt) = 0,45$ unités de temps adimensionné Nt plus tard que celles correspondant aux perturbations A_2 . La valeur de $\Delta(Nt)$ varie avec la stratification sans qu'aucune tendance claire de la valeur de $\Delta(Nt)$ n'émerge en fonction de N . La différence de durée de validité de l'approximation bidimensionnelle entre les cas A_1 et A_2 , $\Delta(Nt)$, peut s'expliquer par une croissance plus lente de l'instabilité de Crow dans le cas A_1 . En effet, cette instabilité s'y développe plus lentement, ce qui retarde la reconnexion des tourbillons et prolonge ainsi la période pendant laquelle le comportement de la paire reste compatible avec une description bidimensionnelle. Les taux de croissance de l'instabilité de Crow mesurés dans les cas A_1 et A_2 sont analysés dans le paragraphe suivant.

Taux de croissance de l'instabilité de Crow

La Figure A.2 montre l'évolution du taux de croissance de l'instabilité de Crow adimensionné $\alpha\tau_0$, en fonction de la valeur de N^* , pour les amplitudes de perturbation A_1 et A_2 . Nous constatons que pour les deux amplitudes de perturbations, la valeur de $\alpha\tau_0$ croît avec la valeur de N^* avec une pente similaire entre les deux cas. Pour le cas A_1 , la valeur de $\alpha\tau_0$ augmente de 55% entre le cas non stratifié ($N^* = 0$) et le cas le plus stratifié ($N^* = 0,76$). Pour le cas A_2 , la valeur augmente de 44% entre le cas non stratifié ($N^* = 0$) et le cas le plus stratifié ($N^* = 0,69$). Nous observons également que, pour une valeur donnée de N^* , les taux de croissance adimensionnés sont systématiquement plus faibles

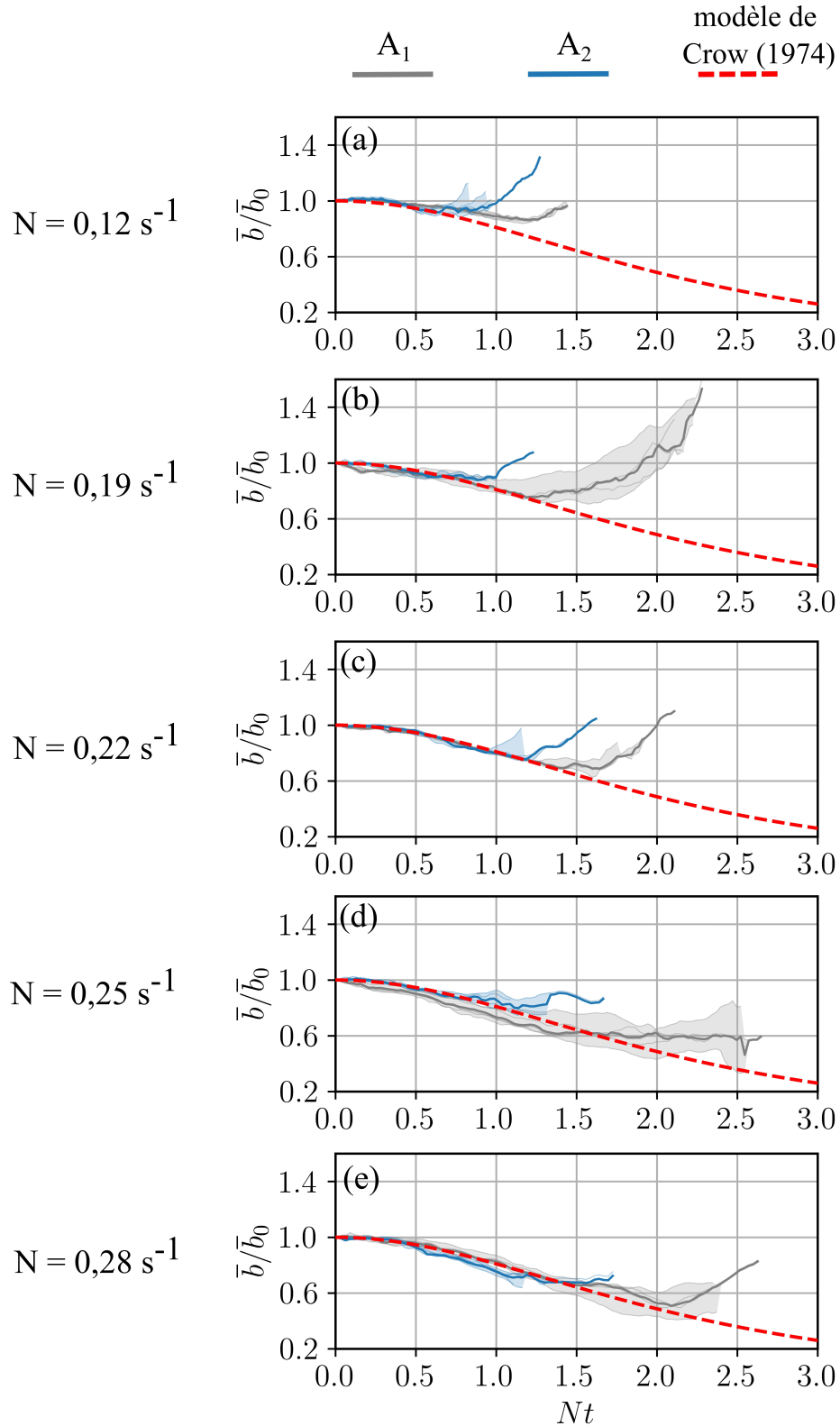


FIGURE A.1 – Évolution de l’espacement moyen \bar{b} en fonction du temps adimensionné Nt pour les perturbation A_1 et A_2 . (a) $N = 0,12\text{s}^{-1}$, (b) $N = 0,19\text{s}^{-1}$, (c) $N = 0,22\text{s}^{-1}$, (d) $N^* = 0,26\text{s}^{-1}$ et (e) $N^* = 0,28\text{s}^{-1}$ La courbe en pointillés correspond aux prévisions du modèle bidimensionnel de Crow (1974). Les traits fins représentent les données brutes; les traits épais correspondent à la médiane pour une configuration donnée. L’enveloppe en teinte plus claire indique l’étendue des variations observées

dans le cas A_1 que dans le cas A_2 . En moyenne, $\alpha\tau_0$ est inférieur de 16% dans le cas A_1 par rapport au cas A_2 . Ce résultat est surprenant, dans la mesure où, en théorie, le taux de croissance d'une instabilité linéaire comme celle de Crow est indépendant de l'amplitude de la perturbation initiale. Une hypothèse pour expliquer les différences observées sur les taux de croissance repose sur les variations des champs de vitesse de base associés à chaque perturbation. En effet, comme indiqué dans le Tableau A.1, les tourbillons générés par les perturbations A_1 et A_2 diffèrent par leur circulation, ce qui conduit à des champs de base distincts. Cette différence peut également être constatée directement dans les profils de vitesse azimutale dans la Figure 3.27 (page 119).

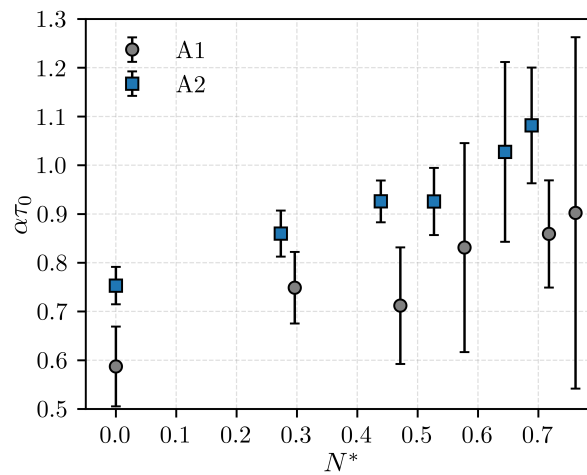


FIGURE A.2 – Évolution du taux de croissance de l'instabilité de Crow en fonction de la valeur de N^* pour l'amplitude de perturbation A_1 et A_2 .

Cette annexe a permis d'étendre l'analyse de la dynamique des paires de tourbillons en milieu stratifié au cas d'une perturbation de faible amplitude (A_1), qui n'avait pas été traité dans le corps principal de la thèse. L'étude comparative avec le cas de perturbation plus forte (A_2) met en évidence plusieurs différences notables. Les caractéristiques initiales des tourbillons sont globalement similaires entre les deux configurations, à l'exception de la circulation initiale, systématiquement plus faible dans le cas A_1 . Cette différence est probablement liée à la géométrie du bord de fuite différente entre les perturbations A_1 et A_2 . L'évolution de l'espacement entre les deux tourbillons \bar{b} montre que l'approximation bidimensionnelle reste valide plus longtemps dans le cas A_1 que dans le cas A_2 , suggérant un développement plus lent de l'instabilité de Crow. Cette observation est confirmée par les taux de croissance de l'instabilité de Crow, systématiquement plus faibles pour A_1 que pour A_2 à stratification équivalente. Les écarts observés sur les taux de croissance de l'instabilité de Crow pourraient s'expliquer par les différences dans les caractéristiques des tourbillons générés par les deux amplitudes de perturbation.

Bibliographie

1. ALBAGNAC, J., LACAZE, L., BRANCHER, P. & EIFF, O. On the existence and evolution of a spanwise vortex in laminar shallow water dipoles. *Physics of Fluids* **23**, 086601 (2011).
2. ANTKOWIAK, A. & BRANCHER, P. Transient energy growth for the Lamb–Oseen vortex. *Physics of Fluids* **16**, L1-L4 (2004).
3. ARMS, R. J. & HAMA, F. R. Localized-Induction Concept on a Curved Vortex and Motion of an Elliptic Vortex Ring. *Physics of Fluids* **8**, 553-559 (1965).
4. ASH, R., ZHENG, Z. & GREENE, G. *Cross wind effects on turbulent aircraft wake vortices near the ground in 25th AIAA Fluid Dynamics Conference* (Colorado Springs, CO, U.S.A., 1994).
5. BAAS, P. *Turbulence and low-level jets in the stable boundary layer* thèse de doct. (Wageningen University, 2009).
6. BAILEY, S. C. C., PENTELOW, S., GHIMIRE, H. C., ESTEJAB, B., GREEN, M. A. & TAVOULARIS, S. Experimental investigation of the scaling of vortex wandering in turbulent surroundings. *Journal of Fluid Mechanics* **843**, 722-747 (2018).
7. BAILEY, S. C. C. & TAVOULARIS, S. Measurements of the velocity field of a wing-tip vortex, wandering in grid turbulence. *Journal of Fluid Mechanics* **601**, 281-315 (2008).
8. BAKER, G. R., BARKER, S. J., BOFAH, K. K. & SAFFMAN, P. G. Laser anemometer measurements of trailing vortices in water. *Journal of Fluid Mechanics* **65**, 325-336 (1974).
9. BATCHELOR, G. K. Axial flow in trailing line vortices. *Journal of Fluid Mechanics* **20**, 645-658 (1964).
10. BEN MILOUD, K., DGHIM, M., FELLOUAH, H. & FERCHICHI, M. Free-stream turbulence interaction with a wing-tip vortex. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **206**, 104211 (2020).
11. BENINATI, M. L. & MARSHALL, J. S. An experimental study of the effect of free-stream turbulence on a trailing vortex. *Experiments in Fluids* **38**, 244-257 (2005).
12. BERESH, S. J., HENFLING, J. F. & SPILLERS, R. W. Meander of a fin trailing vortex and the origin of its turbulence. *Experiments in Fluids* **49**, 599-611 (2010).
13. BILLANT, P. & CHOMAZ, J.-M. Three-dimensional stability of a vertical columnar vortex pair in a stratified fluid. *Journal of Fluid Mechanics* **419**, 65-91 (2000).
14. BIRCH, D. M. Self-similarity of trailing vortex. *Physics of Fluids* **24**, 025105 (2012).
15. BÖLLE, T., BRION, V., COULIOU, M. & MOLTON, P. Experiment on jet-vortex interaction for variable mutual spacing. *Physics of Fluids* **35**, 01511 (2023).

16. BÖLLE, T. On the linear response theory of vortex meandering and its statistical verification in experiments. *Journal of Fluid Mechanics* **997**, A38 (2024).
17. BÖLLE, T. On the statistics of coherent vortices in incoherent environments. *Physica A : Statistical Mechanics and its Applications* **612**. Article 128473 (2023).
18. BÖLLE, T., BRION, V., ROBINET, J.-C., SIPP, D. & JACQUIN, L. On the linear receptivity of trailing vortices. *Journal of Fluid Mechanics* **908**, A8 (2021).
19. BOUDET, J., CAHUZAC, A., KAUSCHE, P. & JACOB, M. C. Zonal large-eddy simulation of a fan tip-clearance flow, with evidence of vortex wandering. *Journal of Turbomachinery* **137**, 061001 (2015).
20. BOUHAFID, Y., BONNE, N. & JACQUIN, L. Combined Reynolds-averaged Navier-Stokes/Large-Eddy Simulations for an aircraft wake until dissipation regime. *Aerospace Science and Technology* **154** (2024).
21. BREITSAMTER, C. Wake vortex characteristics of transport aircraft. *Progress in Aerospace Sciences* **47**, 89-134 (2011).
22. BRUNTON, S. L., BRUNTON, B. W., DAWSON, S. T. M. & et AL. *MODRED : Modal Decomposition Library for Python* 2014.
23. CAÇÃO FERREIRA, T. S., CAPRACE, D.-G., PAOLI, R., SHARIFF, K. & LELE, S. K. Can inducing the Crow instability reduce contrail radiative forcing? *Studying Turbulence Using Numerical Simulation Databases XIV*, 13-22 (2024).
24. CHAMPAGNAT, F., PLYER, A., LE BESNERAIS, G., LECLAIRE, B., DAVOUST, S. & LE SANT, Y. Fast and accurate PIV computation using highly parallel iterative correlation maximization. *Experiments in Fluids* **50**, 1169-1182 (2011).
25. CHEVALIER, H. Flight test studies of the formation and dissipation of trailing vortices. *Journal of Aircraft* **10**, 14-18 (1973).
26. CHIU, T.-Y., TSENG, C.-C., CHANG, C.-C. & CHOU, Y.-J. Vorticity forces of coherent structures on the NACA0012 aerofoil. *Journal of Fluid Mechanics* **974**, A52 (2023).
27. CLAUS, L., COULIOU, M. & BRION, V. Experiment on the jet/trailing vortex interaction during the wake roll-up phase. *Phys. Rev. Fluids* **10**, 124701 (2025).
28. COULIOU, M., YADALA, S., JANKEE, G. K., NEUNABER, I. & HEARST, R. J. The effect of freestream turbulence on wing-tip vortex meandering and deformation. *International Journal of Heat and Fluid Flow* **117**, 110013 (2026).
29. CROW, S. C. *Motion of a vortex pair in a stably-stratified fluid* Research Report (Poseidon Research Rep., 1974).
30. CROW, S. C. Stability theory for a pair of trailing vortices. *AIAA Journal* **8**, 2172-2179 (1970).
31. CROW, S. C. & BATE, E. R. J. Lifespan of Trailing Vortices in a Turbulent Atmosphere. *Journal of Aircraft* **13**, 476-482 (1976).
32. CRUZ MARQUEZ, R., MONNIER, J. C., TANGUY, G., COULIOU, M., BRION, V., CATTAFESTA, L. & DUPONT, P. An experimental study of a trailing vortex alleviation using an undulated trailing edge. *AIAA Aviation Forum (Proceedings)* **2021** (2021).
33. DAVIERO, G. J., ROBERTS, P. J. W. & MAILE, K. Refractive index matching in large scale stratified experiments. *Experiments in Fluids* **31**, 119-126 (2001).

34. De BRUIN, A. C., HEGEN, S. H., ROHNE, P. B. & SPALART, P. R. *Flow field survey in trailing vortex system behind a civil aircraft model at high lift in Proceedings of the Characterisation and Modification of Wakes from Lifting Vehicles in Fluids*, AGARD-CP-584 (1996), 25-1-25-12.
35. DE VISSCHER, I., BRICTEUX, L. & WINCKELMANS, G. Aircraft Vortices in Stably Stratified and Weakly Turbulent Atmospheres : Simulation and Modeling. *AIAA Journal* **51**, 551-566 (2013).
36. DEE, D. & NICHOLAS, R. Measurements of wing-tip vortex interaction with the ground. *Aeronautical Quarterly* **19**, 227-246 (1968).
37. DEL PINO, C., LOPEZ-ALONSO, J., PARRAS, L. & FERNANDEZ-FERIA, R. Dynamics of the wing-tip vortex in the near field of a NACA 0012 aerofoil. *The Aeronautical Journal* **115**, 229-239 (2011).
38. DELBENDE, I. & ROSSI, M. The dynamics of a viscous vortex dipole. *Physics of Fluids* **21**, 073605 (2009).
39. DELISI, D. P. & ROBINS, R. E. Short-Scale Instabilities in Trailing Wake Vortices in a Stratified Fluid. *AIAA Journal* **38**, 1916-1923 (2000).
40. Del PINO, C., LÓPEZ-ALONSO, J. M., PARRAS, L. & FERNANDEZ-FERIA, R. Dynamics of the wing-tip vortex in the near field of a NACA 0012 aerofoil. *The Aeronautical Journal* **115**, 229-240 (2011).
41. Del PINO, C., PARRAS, L., FELLI, M. & FERNANDEZ-FERIA, R. Structure of trailing vortices : Comparison between particle image velocimetry measurements and theoretical models. *Physics of Fluids* **23**, 013602 (2011).
42. DEVENPORT, W. J., RIFE, M. C., LIAPIS, S. I. & FOLLIN, G. J. The structure and development of a wing-tip vortex. *Journal of Fluid Mechanics* **312**, 67-106 (1996).
43. DGHIM, M., BEN MILOUD, K., FERCHICHI, M. & FELLOUAH, H. Meandering of a wing-tip vortex in a grid-generated turbulent flow. *Physics of Fluids* **33** (2021).
44. DHANAK, M. R. & de BERNARDINIS, B. The evolution of an elliptic vortex ring. *Journal of Fluid Mechanics* **109**, 189-216 (1981).
45. DI VITO, V., ZOLLO, A. L., CERASUOLO, G., MONTESARCHIO, M. & BUCCHIGNANI, E. Clear-Air Turbulence and Aviation Operations : A Literature Review. *Sustainability* **17**, 4065 (2025).
46. DONNADIEU, C. *Dynamique des sillages tourbillonnaires en milieu homogène et stratifié* thèse de doct. (École Polytechnique, Palaiseau, 2008).
47. DÖRNBRACK, A., BECHTOLD, P. & SCHUMANN, U. High-Resolution Aircraft Observations of Turbulence and Waves in the Free Atmosphere and Comparison With Global Model Predictions. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* **127**, e2022JD036654 (2022).
48. DUTTON, J. A. & FICHTL, G. H. Approximate equations of motion for gases and liquids. *Journal of the Atmospheric Sciences* **26**, 241-254 (1969).
49. DUTTON, J. A. Clear-Air Turbulence, Aviation, and Atmospheric Science. *Reviews of Geophysics and Space Physics* **9**, 613-657 (1971).
50. EDSTRAND, A. M., DAVIS, T. B., SCHMID, P. J., TAIRA, K. & CATTAFESTA, L. N. On the mechanism of trailing vortex wandering. *Journal of Fluid Mechanics* **801** (2016).

51. ELIASON, B. G., GARTSHORE, I. S. & PARKINSON, G. V. Wind tunnel investigation of Crow instability. *Journal of Aircraft* **12**, 985-988 (1975).
52. ELOY, C. & LE DIZÈS, S. Three-dimensional instability of Burgers and Lamb–Oseen vortices in a strain field. *Journal of Fluid Mechanics* **378**, 145-166 (1999).
53. ELSINGA, G. E., SCARANO, F., WIENEKE, B. & van OUDHEUSDEN, B. W. Tomographic particle image velocimetry. *Experiments in Fluids* **41**, 933-947 (2006).
54. EUROCONTROL. *Approach and Departure Optimised Wake Turbulence Re-Categorisation and Pair-Wise Separation minima* Technical report Edition 1.0, 31 May 2022 (2022).
55. EUROCONTROL. *Crosswind-Reduced Separations for Departure Operations (CRE-DOS) – Final Report Summary* Tech. Rep. – FP6 Project Grant agreement ID 30837 (2006).
56. FABRE, D. & JACQUIN, L. Viscous instabilities in trailing vortices at large swirl numbers. *Journal of Fluid Mechanics* **500**, 239-262 (2004).
57. FABRE, D., SIPP, D. & JACQUIN, L. Kelvin waves and the singular modes of the Lamb–Oseen vortex. *Journal of Fluid Mechanics* **551**, 235-274 (2006).
58. FONTANE, J., BRANCHER, P. & FABRE, D. Stochastic forcing of the Lamb–Oseen vortex. *Journal of Fluid Mechanics* **613**, 233-254 (2008).
59. FORTUIN, J. M. H. Theory and application of two supplementary methods of constructing density gradient columns. *Journal of Polymer Science* **44**, 505-515 (1960).
60. GARTEN, J. F., ARENDT, S., FRITTS, D. C. & WERNE, J. Dynamics of counter-rotating vortex pairs in stratified and sheared environments. *Journal of Fluid Mechanics* **361**, 189-236 (1998).
61. GARTEN, J. F., WERNE, J., FRITTS, D. C. & ARENDT, S. Direct numerical simulations of the crow instability and subsequent vortex reconnection in a stratified fluid. *Journal of Fluid Mechanics* **426**, 1-45 (2001).
62. GERZ, T., DÜRBECK, T. & KONOPKA, P. Transport and Effective Diffusion of Aircraft Emissions. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* **103**, 25905-25913 (1998).
63. GERZ, T., HOLZÄPFEL, F. & DARRACQ, D. Commercial aircraft wake vortices. *Progress in Aerospace Sciences* **38**, 181-208 (2002).
64. GETTELMAN, A., LAURITZEN, P. H., LOHMANN, U., PENNER, J. E., WILLIAMSON, D. L. & ZENDER, C. S. The Extratropical Upper Troposphere and Lower Stratosphere. *Reviews of Geophysics* **49**, 1-31 (2011).
65. GIUNI, M. *Formation and early development of wingtip vortices* thèse de doct. (University of Glasgow, 2013).
66. GONG, J., MONTY, J. P. & ILLINGWORTH, S. J. Model-based estimation of vortex shedding in unsteady cylinder wakes. *Physical Review Fluids* **5**, 023901 (2020).
67. GUPTA, S., ZHAO, J., SHARMA, A., AGRAWAL, A., HOURIGAN, K. & THOMPSON, M. C. Two- and three-dimensional wake transitions of a NACA0012 airfoil. *Journal of Fluid Mechanics* **954**, 1-31 (2023).
68. HALLOCK, J. N. & HOLZÄPFEL, F. A review of recent wake vortex research for increasing airport capacity. *Progress in Aerospace Sciences* **98**, 27-36 (2018).
69. HARRIS, D. M. & WILLIAMSON, C. H. K. Instability of secondary vortices generated by a vortex pair in ground effect. *Journal of Fluid Mechanics* **700**, 148-186 (2012).

70. HARRIS, M., YOUNG, R. I., KÖPP, F., DOLFI, A. & CARIOU, J.-P. Wake vortex detection and monitoring. *Aerospace Science and Technology* **6**, 325-331 (2002).
71. HARVEY, J. & PERRY, A. The interaction of vortices with surface boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics* **48**, 607-623 (1971).
72. HATA, K. & SAVARESE, S. *CS231A Course Notes 1 : Camera Models* Course notes, Stanford University. 2020.
73. HEATON, C. J. & PEAKE, N. Transient growth in vortices with axial flow. *Journal of Fluid Mechanics* **587**, 271-301 (2007).
74. HEYES, A. L., JONES, R. F. & SMITH, D. A. R. Wandering of wing-tip vortices. *Imperial College London, Department of Mechanical Engineering* (2004).
75. HOFFMANN, J. A. Effects of Freestream Turbulence on the Performance Characteristics of an Airfoil. *AIAA Journal* **29**, 1353-1354 (1991).
76. HOLZAPFEL, F., GERZ, T. & BAUMANN, R. The turbulent decay of trailing vortex pairs in stably stratified environments. *Aerospace Science and Technology* **5**, 95-108 (2001).
77. HOLZÄPFEL, F. Probabilistic two-phase wake vortex decay and transport model. *Journal of Aircraft* **40**, 323-331 (2003).
78. HUANG, R. F. & LIN, C. L. *Aerospace Sciences Meeting and Exhibit in 33rd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* **33** (1995), 1398-1403.
79. HURET, T. *Wind tunnel simulations of turbulent shear flows representative of atmospheric boundary layer by the use of upstream passive devices* Thèse de doctorat (Centrale Lille Institut, France, 2024).
80. HUSSAIN, F., PRADEEP, D. S. & STOUT, E. Nonlinear transient growth in a vortex column. *Journal of Fluid Mechanics* **682**, 304-331 (2011).
81. IGARASHI, H., DURBIN, P. A., MA, H. & HU, H. *A Stereoscopic PIV study of a near-field wingtip vortex in 48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition* (2010), 1-13.
82. INTERNATIONAL CIVIL AVIATION ORGANIZATION (ICAO). *Procedures for Air Navigation Services – Air Traffic Management (PANS-ATM) Amendment 9*. ICAO (Montréal, Canada, 2020).
83. JACQUIN, L., FABRE, D., GEFFROY, P. & COUSTOLS, E. *The properties of a transport aircraft wake in the extended near field : An experimental study in 39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* (2001).
84. JIMÉNEZ, J. Turbulent Flows Over Rough Walls. *Annual Review of Fluid Mechanics* **36**, 173-196 (2004).
85. KAIMAL, J. C. & FINNIGAN, J. J. *Atmospheric Boundary Layer Flows : Their Structure and Measurement* (Oxford University Press, Oxford ; New York, 1994).
86. KÄRCHER, B. Formation and radiative forcing of contrail cirrus. *Nature Communications* **9**, 1824 (2018).
87. KESTIN, J., SOKOLOV, M. & WAKEHAM, W. A. Viscosity of Liquid Water in the Range 8°C to 150°C. *Journal of Physical and Chemical Reference Data* **7**, 941-948 (1978).
88. KIDA, S. & TAKAOKA, M. Vortex reconnection. *Annual Review of Fluid Mechanics* **26**, 169-177 (1994).

89. KOJIMA, R., NONOMURA, T., OYAMA, A. & FUJII, K. Large-eddy simulation of low-Reynolds-number flow over thick and thin NACA airfoils. *Journal of Aircraft* **50**, 187-196 (2013).
90. KOTAPATI, R. B. Nonlinear dynamics and synthetic-jet-based control of a canonical separated flow. *Journal of Fluid Mechanics* **654**, 65-97 (2010).
91. KROO, I., PRINZ, F., SHANTZ, M., KUNZ, P., FAY, G., CHENG, S., FABIAN, T. & PARTRIDGE, C. *The Mesicopter : A Miniature Rotorcraft Concept Phase II Final Report* rapp. tech. To be completed (Stanford University, 2001), 138.
92. LACAZE, L., RYAN, K. & LE DIZÈS, S. Elliptic instability in a strained Batchelor vortex. *Journal of Fluid Mechanics* **577**, 341-361 (2007).
93. LAMB, H. *Hydrodynamics* 6^e éd. (Dover Publications, New York, 1932).
94. LANDMAN, M. J. & SAFFMAN, P. G. The three-dimensional instability of strained vortices in a viscous fluid. *Physics of Fluids* **30**, 2339-2339 (1987).
95. LAPORTE, F. & CORJON, A. Direct numerical simulations of the elliptic instability of a vortex pair. *Physics of Fluids* **12**, 1016-1031 (2000).
96. LE DIZÈS, S. & LAPORTE, F. Theoretical predictions for the elliptical instability in a two-vortex flow. *J. Fluid Mech.* **471**, 169-201 (2002).
97. LE SANT, Y., GARDARIN, B., LECLAIRE, B., GEFFROY, P. & SOULEVANT, D. *Polynomial calibration vs. pinhole calibration in Proceedings of the 7th International Symposium on Particle Image Velocimetry* (Rome, Italy, 2007).
98. LEE, D. S., FAHEY, D. W., SKOWRON, A., ALLEN, M. R., BURKHARDT, U., CHEN, Q., DOHERTY, S. J., FREEMAN, S., FORSTER, P. M., FUGLESTVEDT, J., GETTELMAN, A., DE LEÓN, R. R., LIM, L. L., LUND, M. T., MILLAR, R. J., OWEN, B., PENNER, J. E., PITARI, G., PRATHER, M. J., SAUSEN, R. & WILCOX, L. J. The contribution of global aviation to anthropogenic climate forcing for 2000 to 2018. *Atmospheric Environment* **244**, 117834 (2021).
99. LEWEKE, T., LE DIZÈS, S. & WILLIAMSON, C. H. Dynamics and Instabilities of Vortex Pairs. *Annual Review of Fluid Mechanics* **48**, 507-541 (2016).
100. LEWEKE, T. & WILLIAMSON, C. H. K. Cooperative elliptic instability of a vortex pair. *Journal of Fluid Mechanics* **360**, 85-119 (1998).
101. LEWEKE, T. & WILLIAMSON, C. H. K. Experiments on long-wavelength instability and reconnection of a vortex pair. *Physics of Fluids* **23**, 024101 (2011).
102. LEWEKE, T. & WILLIAMSON, C. H. K. The Long and Short of Vortex Pair Instability. *Physics of Fluids* **8**, S5-S5 (1996).
103. LEWELLEN, D. C., MEZA, O. & HUEBSCH, W. W. Persistent Contrails and Contrail Cirrus. Part I : Large-eddy Simulations from Inception to Demise. *Journal of the Atmospheric Sciences* **71**, 4399-4419 (2014).
104. LI, L. & HEARST, R. J. The influence of freestream turbulence on the temporal pressure distribution and lift of an airfoil. *Journal of Wind Engineering & Industrial Aerodynamics* **209**, 104456 (2021).
105. LISSAMAN, P. B. S. Low-Reynolds-number airfoils. *Annual Review of Fluid Mechanics* **15**, 223-239 (1983).
106. LIU, H.-T. Laboratory Investigation of Detrainment in Vortex Wakes. *AIAA Journal* **44** (2006).

107. LIU, H.-T. Effects of ambient turbulence on the decay of a trailing vortex wake. *Journal of Aircraft* **29**, 255-263 (1992).
108. MARSHALL, J. S. & BENINATI, M. L. External turbulence interaction with a columnar vortex. *Journal of Fluid Mechanics* **540**, 221-245 (2005).
109. MARSHALL, J. S., BRANCHER, P. & GIOVANNINI, A. Interaction of unequal anti-parallel vortex tubes. *Journal of Fluid Mechanics* **446**, 229-252 (2001).
110. MARTÍNEZ-ARANDA, S., GARCÍA-GONZÁLEZ, A. L., PARRAS, L., VELÁZQUEZ-NAVARRO, J. F. & del PINO, C. Comparison of the Aerodynamic Characteristics of the NACA0012 Airfoil at Low-to-Moderate Reynolds Numbers for any Aspect Ratio. *International Journal of Aerospace Sciences* **4**, 1-8 (2016).
111. MAYER, E. W. & POWELL, K. G. Viscous and inviscid instabilities of a trailing vortex. *Journal of Fluid Mechanics* **245**, 91-114 (1992).
112. McCULLOUGH, G. B. & GAULT, D. E. *Examples of Three Representative Types of Airfoil-Section Stall at Low Speed* Technical Note TN 2502 (National Advisory Committee for Aeronautics (NACA), 1951).
113. McKEOUGH, P. J. & GRAHAM, J. M. R. Effect of Mean Loading on the Fluctuating Loads Induced on Aerofoils by a Turbulent Stream. *Aeronautical Quarterly* **31**, 56-69 (1980).
114. MELANDER, M. & HUSSAIN, F. Coupling between a coherent structure and fine scale turbulence. *Physical Review E* **48**, 2669-2689 (1993).
115. MELANDER, M. V. & HUSSAIN, F. Cross-linking of two antiparallel vortex tubes. *Physics of Fluids A* **1**, 633-636 (1989).
116. MIKI, N. & SHIMOYAMA, I. Dynamics of a microflight mechanism with magnetic rotational wings in an alternating magnetic field. *Journal of Microelectromechanical Systems* **11**, 584-591 (2002).
117. MINAMIHARA, Y., SATO, K., TSUTSUMI, M. & SATO, T. Statistical Characteristics of Gravity Waves With Near-Inertial Frequencies in the Antarctic Troposphere and Lower Stratosphere Observed by the PANSY Radar. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* **123**, 8993-9010 (2018).
118. MOHAMED, M. S. & LARUE, J. C. The decay power law in grid-generated turbulence. *Journal of Fluid Mechanics* **219**, 195-214 (1990).
119. MONIN, A. S. & OBUKHOV, A. M. Basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere. *Tr. Akad. Nauk. SSSR Geophys. Inst.* **24**, 163-187 (1954).
120. MORRIS, S. E. & WILLIAMSON, C. H. K. Impingement of a counter-rotating vortex pair on a wavy wall. *Journal of Fluid Mechanics* **895**, A25-1-A25-25 (2020).
121. MUELLER, T. J. & DELAURIER, J. D. Aerodynamics of Small Vehicles. *Annual Review of Fluid Mechanics* **35**, 89-111 (2003).
122. NOMURA, K. K., TSUTSUI, H., MAHONEY, D. & ROTTMAN, J. W. Short-wavelength instability and decay of a vortex pair in a stratified fluid. *Journal of Fluid Mechanics* **553**, 283-322 (2006).
123. ORLANDI, P. Vortex dipole rebound from a wall. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics* **2**, 1429-1436 (1990).

124. ORTIZ, S., DONNADIEU, C. & CHOMAZ, J.-M. Three-dimensional instabilities and optimal perturbations of a counter-rotating vortex pair in stratified flows. *Physics of Fluids* **27** (2015).
125. PAOLI, R. & SHARIFF, K. Contrail modeling and simulation. *Annual Review of Fluid Mechanics* **48**, 393-427 (2016).
126. PARAMASIVAM, S., ZHAO, D., SKOTE, M. & SCHLUTER, J. U. *Detailed Study of Effects of Crosswind and Turbulence Intensity on Aircraft Wake-Vortex in Ground Proximity in 34th AIAA Applied Aerodynamics Conference, Session : Aerodynamic Design Methodologies III* (2016).
127. PAUGAM, R., PAOLI, R. & CARIOLLE, D. Influence of vortex dynamics and atmospheric turbulence on the early evolution of a contrail. *Atmospheric Chemistry and Physics* **10**, 3933-3952 (2010).
128. PEACE, A. & RILEY, J. Numerical simulation of vortex-wall interaction in laminar flow. *Journal of Fluid Mechanics* **135**, 235-255 (1983).
129. PENTELOW, S. *Wing tip vortex structure and wandering* thèse de doct. (University of Ottawa, 2014).
130. PERRET, L. *et al.* The Atmospheric Boundary Layer Over Urban-Like Terrain : Influence of the Plan Density on Roughness Sublayer Dynamics. *Boundary-Layer Meteorology* **170**, 205-234 (2019).
131. PORNIN-SIRIRAK, T., TAI, Y.-C., HO, C.-M. & KEENNON, M. Microbat : A Palm-Sized Electrically Powered Ornithopter. *Proceedings of NASA/JPL Workshop on Biomimetic Robotics* (2001).
132. PRADEEP, D. S. & HUSSAIN, F. Transient growth of perturbations in a vortex column. *Journal of Fluid Mechanics* **550**, 251-288 (2006).
133. PROSSER, M. C., WILLIAMS, P. D., MARLTON, G. J. & HARRISON, R. G. Evidence for Large Increases in Clear-Air Turbulence Over the Past Four Decades. *Geophysical Research Letters* **50** (2023).
134. RAFFEL, M., WILLERT, C. E., SCARANO, F., KÄHLER, C. J., WERELEY, S. T. & KOMPENHANS, J. *Particle Image Velocimetry : A Practical Guide* 3rd (Springer, Cham, 2018).
135. RISSO, F., CORJON, A. & STOESSEL, A. Direct Numerical Simulations of Wake Vortices in Intense Homogeneous Turbulence. *AIAA Journal* **35**, 1030-1040 (1997).
136. ROACH, P. E. The generation of nearly isotropic turbulence by means of grids. *Heat and Fluid Flow*, 82-92 (1986).
137. RODDA, C., SAVARO, C., DAVIS, G., RENEUVE, J., AUGIER, P., SOMMERIA, J., VALRAN, T., VIBOUD, S. & MORDANT, N. Experimental observations of internal wave turbulence transition in a stratified fluid. *Physical Review Fluids* **7**, — (2022).
138. ROKHSAZ, K., FOSTER, S. R. & MILLER, S. Exploratory study of aircraft wake vortex filaments in a water tunnel. *Journal of Aircraft* **37**, 1022-1027 (2000).
139. ROY, C. & LEWEKE, T. *Experiments on vortex meandering FAR-Wake* Technical Report AST4-CT-2005-012238 (CNRS-IRPHE, 2008), 27-29.
140. ROY, C., LEWEKE, T., THOMPSON, M. C. & HOURIGAN, K. Experiments on the elliptic instability in vortex pairs with axial core flow. *J. Fluid Mech.* **677**, 383-416 (2011).
141. SAFFMAN, P. G. A model of vortex reconnection. *Journal of Fluid Mechanics* **212**, 395-402 (1990).

142. SAFFMAN, P. G. The motion of the vortex pair in a stratified atmosphere. *Studies in Applied Mathematics* **51**, 107-119 (1972).
143. SAFFMAN, P. G. *Vortex Dynamics* (Cambridge University Press, 1993).
144. SARPKEYA, T. Effect of Ambient Turbulence on Trailing Vortices. *AIAA Journal* **25**, 329-335 (1987).
145. SARPKEYA, T. Trailing vortices in homogeneous and density-stratified media. *Journal of Fluid Mechanics* **136**, 85-109 (1983).
146. SAULGEOT, P., BRION, V., BONNE, N., DORMY, E. & JACQUIN, L. Effects of atmospheric stratification and jet position on the properties of early aircraft contrails. *Phys. Rev. Fluids* **8**, 114702 (2023).
147. SCORER, R. S. & DAVENPORT, L. J. Contrails and aircraft downwash. *Journal of Fluid Mechanics* **43**, 451-464 (1970).
148. SFORZA, P. M. *Commercial Airplane Design Principles* (Butterworth-Heinemann / Elsevier, Oxford / Burlington, 2014).
149. SHIRGAONKAR, A. A. & LELE, S. K. Interaction of vortex wakes and buoyant jets : A study of two-dimensional dynamics. *Physics of Fluids* **19**, 086601 (2007).
150. SICOT, C., AUBRUN, S., LOYER, S. & DEVINANT, P. Unsteady characteristics of the static stall of an airfoil subjected to freestream turbulence level up to 16%. *Experimental Fluids* **41**, 641-648 (2006).
151. SIPP, D. & JACQUIN, L. Widnall instabilities in vortex pairs. *Physics of Fluids* **15**, 1861-1874 (2003).
152. SIROVICH, L. Turbulence and the dynamics of coherent structures. III. Dynamics and scaling. *Quarterly of Applied Mathematics* **45**, 583-590 (1987).
153. SMITH, T. A. & VENTIKOS, Y. Wing-tip vortex dynamics at moderate Reynolds numbers. *Physics of Fluids* **33** (2021).
154. SPALART, P. R. Airplane trailing vortices. *Annual Review of Fluid Mechanics* **30**, 107-138 (1998).
155. SPALART, P. R. On the motion of laminar wing wakes in a stratified fluid. *Journal of Fluid Mechanics* **327**, 139-160 (1996).
156. STOUT, E. & HUSSAIN, F. External turbulence-induced axial flow and instability in a vortex. *Journal of Fluid Mechanics* **793**, 353-379 (2016).
157. STULL, R. B. *An Introduction to Boundary Layer Meteorology* (Springer Netherlands, 1988).
158. TAIRA, K., BRUNTON, S. L., DAWSON, S. T. M., ROWLEY, C. W., COLONIUS, T., MCKEON, B. J., SCHMIDT, O. T., GORDEYEV, S., THEOFILIS, V. & UKEILEY, L. S. Modal analysis of fluid flows : An overview. *AIAA Journal* **55**, 4013-4041. arXiv : 1702.01453 (2017).
159. TAIRA, K. & COLONIUS, T. Effect of tip vortices in low-Reynolds-number poststall flow control. *AIAA journal* **47**, 749-756 (2009).
160. TAKAHASHI, N., ISHII, H. & MIYAZAKI, T. The influence of turbulence on a columnar vortex. *Physics of Fluids* **17**, 035105 (2005).
161. TAYLOR, G. I. Diffusion by continuous movements. *Proceedings of the London Mathematical Society* **20**, 196-211 (1921).

162. THOMAS, P. J. & AUERBACH, D. The observation of the simultaneous development of a long- and a short-wave instability mode on a vortex pair. *Journal of Fluid Mechanics* **265**, 289-302 (1994).
163. THORPE, S. A. Turbulence in stably stratified fluids : A review of laboratory experiments. *Boundary-Layer Meteorology* **5**, 95-119 (1973).
164. TSAI, C.-Y. & WIDNALL, S. E. The stability of short waves on a straight vortex filament in a weak externally imposed strain field. *Journal of Fluid Mechanics* **73**, 721-733 (1976).
165. VAN JAARSVELD, J. P. J., HOLTEN, A. P. C., ELSENAAR, A., TRIELING, R. R. & VAN HEIJST, G. J. F. An experimental study of the effect of external turbulence on the decay of a single vortex and a vortex pair. *Journal of Fluid Mechanics* **670**, 214-239 (2011).
166. VINNICHENKO, N. K. The kinetic energy spectrum in the free atmosphere—1 second to 5 years. *Tellus A : Dynamic Meteorology and Oceanography* **22**, 158-166 (1970).
167. WANG, S., ZHOU, Y., ALAM, M. M. & YANG, H. Turbulent intensity and Reynolds number effects on an airfoil at low Reynolds numbers. *Physics of Fluids* **26** (2014).
168. WATKINS, S., MILBANK, J., LOXTON, B. J. & MELBOURNE, W. H. Atmospheric Winds and Their Implications for Microair Vehicles. *AIAA Journal* **44**, 2591-2600 (2006).
169. WIDNALL, S. E. & BLISS, D. B. Slender-body analysis of the motion and stability of a vortex filament containing an axial flow. *J. Fluid Mech.* **50**, 335-353 (1971).
170. WIDNALL, S. E., BLISS, D. B. & TSAI, C.-Y. The instability of short waves on a vortex ring. *J. Fluid Mech.* **66**, 35-47 (1974).
171. WIDNALL, S. E. The Structure and Dynamics of Vortex Filaments. *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences* **344**, 311-324 (1975).
172. WINCKELMANS, G., COCLE, R., DUFRESNE, L. & CAPART, R. Vortex methods and their application to trailing wake vortex simulations. *Comptes Rendus Physique* **6**, 467-486 (2005).
173. WINSLOW, J., OTSUKA, H., GOVINDARAJAN, B. & CHOPRA, I. Basic understanding of airfoil characteristics at low Reynolds numbers (10^4 - 10^5). *Journal of Aircraft* **55**, 1050-1061 (2018).
174. XU, P., WANG, Y., WANG, J. & JIN, G. Numerical Optimization on Aircraft Wake Vortex Decay Enhancement. *Chinese Journal of Aeronautics* **38**, 1152-1166 (2024).
175. XU, Z. & LI, D. Enhanced Aircraft Wake Decay Under Crosswind Conditions. *Journal of Aircraft* **60**, 1687-1699 (2023).
176. ZHENG, S., BRUCE, P. J. K., CUVIER, C., FOUCAUT, J.-M., GRAHAM, J. M. R. & VASSILICOS, J. C. Nonequilibrium dissipation scaling in large Reynolds number turbulence generated by rectangular fractal grids. *Physical Review Fluids* **6**, 054613 (2021).

Effet de la turbulence et de la stratification sur la dynamique des tourbillons marginaux

L'effet de la turbulence et de la stratification sur la dynamique des tourbillons marginaux générés dans les sillages d'avions est étudié à l'aide de deux dispositifs expérimentaux. Une première expérience, menée dans un tunnel hydrodynamique, analyse le flottement d'un tourbillon généré par une aile NACA0012 à un nombre de Reynolds basé sur la corde de 5000, pour des niveaux de turbulence amont compris entre 1,5% et 8%. Les résultats révèlent une variation non monotone de l'amplitude du flottement, due à deux effets opposés de la turbulence incidente : elle amplifie le mouvement du tourbillon par interaction directe, mais réduit le décollement sur l'aile, limitant ainsi l'une des sources de perturbation. Une deuxième expérience, où une paire de tourbillons est générée par des volets mobiles dans une cuve à eau stratifiée en salinité, a permis d'étudier l'effet d'une stratification stable sur une paire de tourbillons contrarotatifs. Les mesures montrent que la stratification ralentit leur descente tout en accélérant leur rapprochement mutuel sous l'effet de la vorticité barocline. Ce rapprochement se traduit par une augmentation du taux de croissance de l'instabilité de Crow, pouvant atteindre jusqu'à 44% par rapport au cas non stratifié.

mots-clés : Tourbillons de bout d'aile - Turbulence - Stratification - Sillage

Effect of turbulence and stratification on the dynamics of trailing vortices

The effect of turbulence and stratification on the dynamics of wingtip vortices generated in aircraft wakes is investigated using two experimental setups. The first experiment, conducted in a hydrodynamic tunnel, analyzes the meandering of a vortex generated by a NACA0012 wing at a chord-based Reynolds number of 5000, for upstream turbulence intensities ranging from 1.5% to 8%. The results reveal a non-monotonic variation of the meandering amplitude, caused by two opposite effects of the incoming turbulence : it amplifies the vortex motion through direct interaction, but simultaneously reduces flow separation on the wing, thereby limiting one of the main sources of perturbation. A second experiment, in which a pair of counter-rotating vortices is generated by movable flaps in a salinity-stratified water tank, was used to study the effect of stable stratification on such a vortex pair. The measurements show that stratification slows down their descent while accelerating their mutual approach due to baroclinic vorticity. This closer interaction leads to an increase in the growth rate of the Crow instability, by up to 44% compared to the unstratified case.

keywords : Wingtip vortices - Turbulence - Stratification - Wake

