Mécanique & Industries 8, 81–92 (2007)
© AFM, EDP Sciences 2007
DOI: 10.1051/meca:2007025

Mécanique & Industries

Aérodynamique, tourbillons et turbulence

Laurent Jacquin[a]

Département d'Aérodynamique Fondamentale et Expérimentale (DAFE), ONERA, centre de Meudon, 8 rue des Vertugadins, 92190 Meudon, France

Reçu le 1er septembre 2006, accepté le 23 janvier 2007

Résumé – L'aérodynamique étudie le mouvement des corps dans un fluide. Cette science pour l'ingénieur regroupe autour d'une application commune, la locomotion, un ensemble de questions qui s'adressent à recherche fondamentale en mécanique des fluides. L'objectif de cet article est de rappeler ces interrogations fondamentales au cœur desquelles on trouve la dynamique des tourbillons, les instabilités hydrodynamiques et la turbulence.

Mots clés : Tourbillons / turbulence / aérodynamique / instabilités hydrodynamiques

Abstract – Vortex dynamics and turbulence in aerodynamics. Aerodynamics questions fundamental research in fluid mechanics. Flows around moving bodies are subjected to several basic phenomena, i.e. flow separation, vortex formation, hydrodynamic instabilities and development of turbulence, whose interrelation is not fully understood. This is pointed out in the present paper where the specific role of vortices and turbulence is particularly discussed.

Key words: Vortex dynamics / turbulence / aerodynamics / hydrodynamic instabilities

1 Introduction

Un tourbillon est une concentration de vorticité engendrée par une force de contact imprimée de manière locale dans un écoulement de fluide. Comme illustré sur la figure 1, l'observation montre que l'interaction inertielle (i.e. à nombre de Reynolds suffisant ; voir plus bas) d'un écoulement avec un obstacle engendre systématiquement des tourbillons. Les trois exemples sont étagés ici en fonction du nombre de Reynolds caractéristique. Dans les deux cas présentés sur les figures 1a et c, les tourbillons sont produits par les variations de pression imposées par des ailes. Le vol stationnaire de l'avion permet d'obtenir des tourbillons persistants. Dans le cas non portant de la figure 1b les tourbillons sont engendrés par des instabilités hydrodynamiques associées à un décollement.

Sur un plan dynamique, conformément au principe de l'action et de la réaction, en observant les tourbillons on peut remonter aux forces impulsives qui les engendrent. Compte tenu du sens de rotation des tourbillons, la paire de tourbillons produite par l'animal sur la figure 1a correspond à un mouvement de fluide d'impulsion orientée vers l'arrière ; par réaction, l'animal ressent une force de poussée orientée vers l'avant. De la même façon, le flux de quantité de mouvement associé aux tourbillons de l'avion de la figure 1c est orienté vers le bas, de sorte que l'avion ressent l'effet d'une force dirigée vers le haut, c'est-à-dire une portance. Les tourbillons participent aussi à l'équilibre énergétique de l'écoulement. Dans le régime particulier de l'écoulement autour d'une sphère de la figure 1b, les tourbillons se forment sur des échelles plus petites que celle de l'objet et ils alimentent un processus de fragmentation turbulente qui caractérise ici la transformation en chaleur de l'énergie associée à la traînée. On peut par ailleurs considérer que les tourbillons sont toujours présents dans ce processus turbulent de transformation de l'énergie car ce dernier peut être vu comme le résultat d'interactions tourbillonnaires multi-échelles créant, par étirement, des tourbillons suffisamment fins pour pouvoir être effacés par le frottement visqueux. Compte tenu des nombres de Reynolds mis en jeu, la turbulence est absente de la figure 1a ; elle apparaît dans le sillage non portant de la figure 1b et elle envahit pratiquement tout le fluide mis en mouvement par l'avion de la figure 1c. Par contre, on montrera plus loin qu'elle disparaît momentanément dans le cœur des tourbillons de l'avion, pour réapparaître finalement quand ce sillage se dissipe dans le champ très lointain (on ne voit sur la figure 1c que la turbulence engendrée par les jets de réacteur).

[a] Auteur correspondant : jacquin@onera.fr

Article published by EDP Sciences and available at http://www.edpsciences.org/meca or http://dx.doi.org/10.1051/meca:2007025

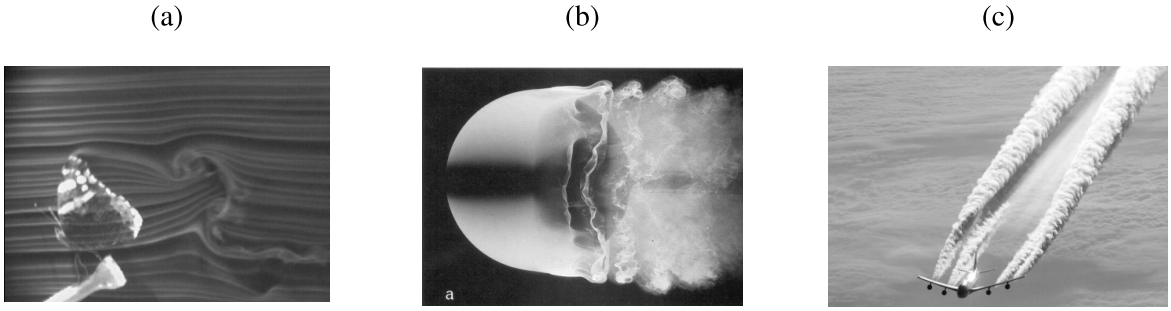

Fig. 1. Différents systèmes tourbillonnaires engendrés : (a) par un papillon ($Re \sim 10^3$, @ Thomas.), (b) une sphère ($Re = 210^5$, @ ONERA), (c) un avion en vol de croisière ($Re \sim 10^9$, © Josef P. Willems).

L'observation de ces phénomènes suggère l'existence d'une unité phénoménologique globale qui nous échappe encore. Qu'apprend-t-on alors sur ce sujet quand on regarde les choses « du point de vue des tourbillons et de la turbulence » ? C'est cette question qui motive cet exposé. Deux points particuliers seront développés par la suite. Dans une première partie (Sect. 2) on présente une classification macroscopique de quelques applications de la mécanique des fluides en fonction du nombre de Reynolds. Cette classification souligne le rôle des tourbillons et de la turbulence dans un cas particulièrement intéressant qui est celui de la locomotion animale. Elle suggère notamment l'hypothèse que la viscosité et la turbulence pourraient constituer des facteurs discriminants pour l'évolution des différentes espèces volantes. Cette dernière hypothèse est ensuite critiquée. La seconde partie (Sects. 3 et 4) présente une synthèse des connaissances actuelles du problème de la portance, vue de nouveau par le biais de la dynamique des tourbillons et de la turbulence. On effectue notamment des bilans énergétiques de modèles simplifiés d'écoulements qui permettent de décrire le rôle des tourbillons et de la turbulence sur les performances aérodynamiques limites d'un corps portant. Ces analyses soulignent le rôle singulier des tourbillons de portance, notamment leur étonnante persistance à l'intérieur du processus global de dissipation de l'énergie résultant de l'interaction entre le fluide et l'objet en mouvement.

2 Aérodynamique instationnaire : de l'animal à l'avion

2.1 S'adapter à la viscosité

Un corps en mouvement dans un fluide transmet au fluide une force et reçoit de sa part une réaction. Le contact s'effectue par la contrainte de pression et par la contrainte de frottement visqueux. La somme du travail de la pression et de l'énergie cinétique de l'écoulement forme l'énergie mécanique de l'écoulement produite par la locomotion. Le contact visqueux produit quant à lui la transformation irréversible d'une proportion de cette énergie en chaleur ; une fois donnée une source d'énergie, c'est cette perte qu'il s'agit de minimiser pour optimiser la locomotion.

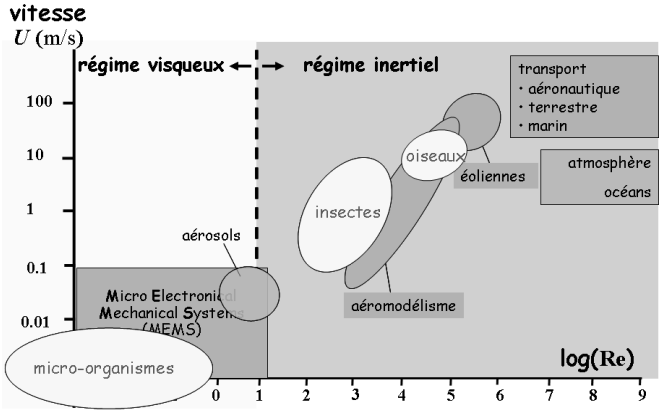

Fig. 2. Vue synoptique de diverses applications de la mécanique des fluides dans un schéma vitesse/nombre de Reynolds. On compare des applications technologiques, environnementales et biologiques (en clair). Noter la très grande gamme de nombres de Reynolds couverte et la distinction de trois catégories pour le monde vivant. Pour les animaux volants, les insectes se situent approximativement dans l'intervalle $100 < Re < 10\,000$ et les oiseaux, dans l'intervalle $10\,000 < Re < 500\,000$.

L'importance de la viscosité dans un écoulement s'évalue au moyen du nombre de Reynolds $Re = UL/\nu$. Ce paramètre peut être interprété comme le rapport entre la force d'inertie de référence de l'écoulement, $q = \rho U^2 L^2$, et la force caractéristique due au frottement visqueux, d'expression $\nu\rho UL$ (modèle linéaire de Newton), où ρ désigne la densité du fluide, U la vitesse caractéristique de l'écoulement, L la taille caractéristique du corps et ν le coefficient de viscosité cinématique. Si le nombre de Reynolds est petit, le régime d'écoulement est dit *visqueux* ; s'il est grand, le régime est dit *inertiel*. La figure 2 montre une vue synoptique de quelques situations auxquelles s'intéresse la mécanique des fluides, situations déployées ici en fonction de ce nombre de Reynolds et de la vitesse caractéristique U typique du problème considéré. La gamme des nombres de Reynolds couverte est gigantesque (l'échelle est logarithmique). On y distingue des applications technologiques, des applications environnementales et des applications relatives au monde du vivant (pour cette dernière catégorie, on ne considère que les animaux aériens). Ce qu'il faut

notamment remarquer ici, c'est la séparation claire entre insectes et oiseaux. Les oiseaux se limitent à une gamme de nombres de Reynolds très étroite et ne franchissent pas la valeur $Re = 10^6$.

Ce que ce diagramme suggère c'est qu'au-delà de ce nombre de Reynolds, la force de résistance à l'avancement due au frottement visqueux devient trop importante pour pouvoir être contrée par les animaux, compte tenu de leur énergie métabolique disponible et de leurs propriétés structurales. Pour un régime d'écoulement stationnaire, cette limite correspond à l'apparition dans pratiquement tout l'écoulement perturbé par le corps d'un phénomène fluide important qui est la turbulence. On a pu dépasser ce nombre de Reynolds en découplant portance et propulsion, donc en abandonnant le principe des ailes battantes, et en développant des systèmes de propulsion ainsi que des matériaux de rapport résistance sur poids très performants.

2.2 Le coût de la portance

Si l'on considère maintenant un objet symétrique tel qu'une sphère, et si l'on se place dans le repère lié à cet objet, la quantité de mouvement incidente transmise à l'objet par les forces de contact (pression et frottement visqueux) ne change pas de direction. Il n'y a donc pas de portance (ceci n'est strictement vrai qu'en moyenne, car il peut y avoir des fluctuations). La force d'interaction fluide/structure ainsi obtenue est la force de traînée F_x (« x » pour la direction de l'écoulement non perturbé) ; elle est évaluée au moyen du coefficient de traînée $C_x = F_x/q$. En multipliant le numérateur et le dénominateur de C_x par la vitesse U, on peut interpréter ce coefficient comme la portion de la puissance (en watts) disponible dans l'écoulement incident qui est fournie pour maintenir l'objet fixe. Une puissance étant par ailleurs une variation d'énergie par unité de temps, ce coefficient évalue donc la proportion de l'énergie utile de l'écoulement incident consommée, c'est-à-dire transformée en chaleur, pour contrer la traînée. Comme nous l'avons vu plus haut sur le cas de la figure 1c, pour que l'objet se maintienne de manière autonome dans le fluide, il faut dévier une certaine proportion de la quantité de mouvement unitaire q de l'écoulement impactant de manière à obtenir la force de portance, que l'on note F_z (« z » pour la direction perpendiculaire à l'écoulement non perturbé). Le coefficient de portance $C_z = F_z/q$ évalue le niveau de cette force. Dans le cas d'un aéronef non portant, une fusée ou un hélicoptère, c'est la propulsion qui produit directement la force verticale. Dans le cas d'un avion, la propulsion est orientée dans la direction de l'écoulement, et c'est la forme asymétrique des ailes qui assure la déviation vers le bas de la quantité de mouvement incidente grâce au travail d'une certaine proportion de la force de contact entre le fluide et l'objet. En aérodynamique, on partitionne la traînée en plusieurs contributions dont l'une, appelée traînée induite, ou encore traînée de portance, correspond à la partie de la force de traînée consacrée à la portance. La traînée induite correspond donc à la proportion de la force de contact dont le travail fournit l'énergie nécessaire à la portance. Pour un avion classique, cette force correspond typiquement à un tiers de la force de traînée totale. Cela signifie qu'environ un tiers de l'énergie de propulsion est consommé pour contrer le poids de l'avion.

2.3 Vol animal : une hypothèse

Portance et traînée ne sont que des projections particulières d'une seule et même force qui est la force résultant du contact entre le fluide et l'objet. Nous allons donc nous concentrer dorénavant sur la traînée et considérer pour ce faire le problème canonique de l'interaction d'un écoulement avec une sphère ou un cylindre. Ce problème de référence, non portant, va nous instruire sur les stratégies utilisées dans la locomotion animale.

La figure 3a montre l'allure du coefficient de traînée C_x en fonction du nombre de Reynolds. Dans le régime visqueux $Re < 1$, appelé régime de Stokes, l'inertie est négligeable devant le frottement. Dans ce cas $F_x \propto \nu\rho UL$ et $C_x \propto 1/Re$. Aux grands nombres de Reynolds, on peut admettre que la force de contact sur le corps est de nature purement inertielle, ce qui suggère de poser $F_x \propto q$, soit $C_x \sim 1$. Dans ce cas, on sait que la force de contact entre le fluide et le corps est essentiellement imposée par la pression. Mais ceci n'est pas toujours vérifié, la valeur de C_x dépendant fortement de la forme du corps. Comme le rappelle la figure 3, les mécanismes observés autour d'un objet épais lors de la transition entre un régime d'interaction très visqueux ($Re \ll 1$) et le régime fortement inertiel ($Re \gg 1$) sont complexes et encore largement incompris. Dans la gamme $1 < Re < 10$, figure 3c, apparaît une région de fluide stagnant derrière l'objet. Dans ce régime, l'inertie de l'écoulement n'est pas suffisante pour que le fluide au contact du corps s'échappe. On note aussi que l'écoulement reste symétrique ; la portance est donc nulle à tout instant. Si on multiplie le nombre de Reynolds par dix, on voit sur la figure 3d que l'inertie du fluide est suffisante pour que ce dernier « s'arrache » de l'objet. L'interaction fluide/objet produit alors des tourbillons discrets qui évacuent vers l'aval de la quantité de mouvement. Ceci engendre, par réaction, des forces instationnaires sur l'objet. Le caractère asymétrique de l'allée tourbillonnaire de la figure 3d fait que l'on obtient ici une portance oscillante ; la traînée oscille également. Ce régime reste identifiable sur la gamme $100 < Re < 10\,000$. C'est dans cet intervalle qu'évoluent les insectes. Pour cette gamme de nombre de Reynolds on observe sur la figure 3a que le coefficient de traînée s'amortit et devient approximativement constant. Comme illustré sur la figure 3e, ce phénomène s'accompagne de l'apparition d'une forte turbulence dans le sillage de l'objet. Le changement de texture du sillage entre les figures 3e et f traduit la production de tourbillons de plus en plus petits par le mécanisme de fragmentation auto-similaire turbulent qui accroît la dégradation de l'énergie cinétique dans l'ensemble de l'écoulement lorsque l'inertie de ce dernier augmente. Au-delà des valeurs du nombre de Reynolds ici représentées,

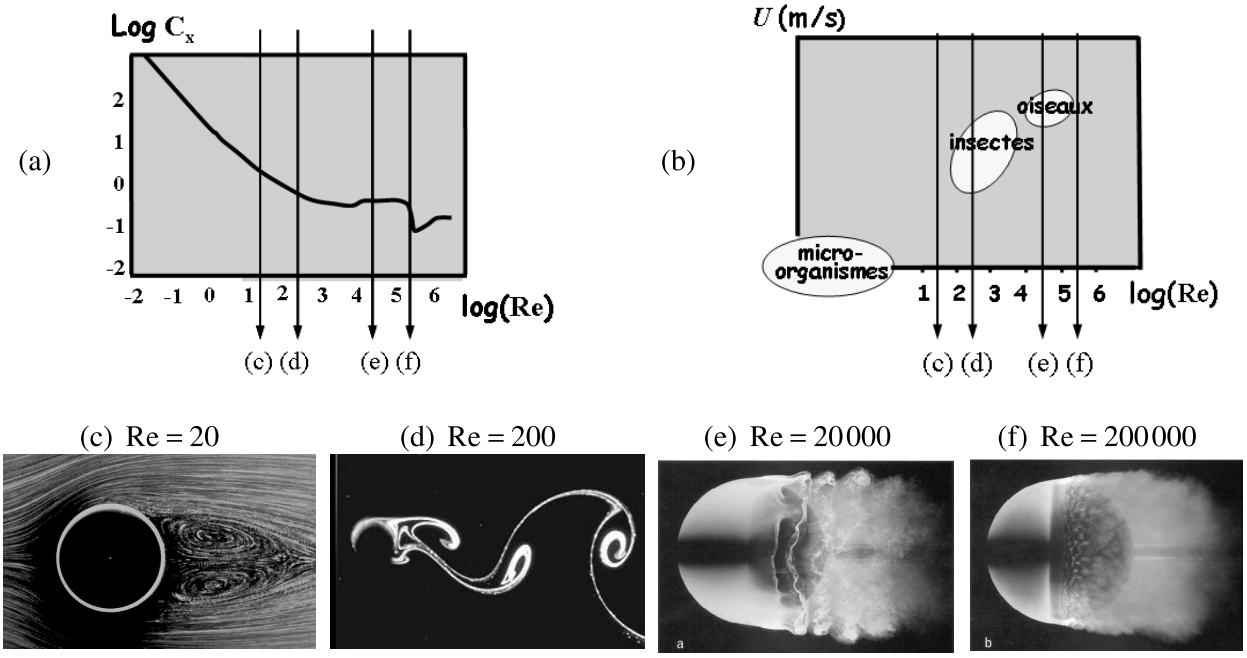

Fig. 3. Sillages d'un cylindre ou d'une sphère en fonction du nombre de Reynolds : (a) coefficient de traînée d'une sphère, (b) organismes vivants, dans un schéma (U, Re), (c)–(f) sillages pour divers nombres de Reynolds. Les cas (d) $Re = 200$ et (e) $Re = 20\,000$ concernent respectivement les insectes et les oiseaux. Les insectes exploitent le phénomène de lâché tourbillonnaire illustré sur la figure (d) et qui apparaît dès que le nombre de Reynolds est suffisant, à savoir $Re > 100$ (crédit photos : ONERA).

le C_x reste approximativement constant (en fait il doit décroître toujours légèrement compte tenu de l'existence de petites régions laminaires dans la couche limite). Ceci indique que le niveau de la dégradation dû à la turbulence devient égal à une fraction à peu près constante (qui est C_x) de la puissance $P = qU$ disponible dans l'écoulement. On assiste donc à une autorégulation par la turbulence de la dissipation de l'énergie des écoulements à grand nombre de Reynolds. Rappelons que ce mécanisme extraordinaire échappe encore à l'interprétation théorique.

Remarquons alors que la dissipation turbulente, qui devient importante à partir de, disons, $Re = 10\,000$ pour le sillage d'une sphère, ne concerne pratiquement pas les insectes. Le développement de cette espèce aurait ainsi peut-être été limité par l'inadéquation de leur morphologie et de leur système propulsif vibrant aux régimes turbulents. Les insectes se restreignent donc à des régimes de lâchés tourbillonnaires et leur locomotion met en jeu la production et l'exploitation des forces circulatoires engendrées par les tourbillons (auxquelles s'ajoutent des forces de masse ajoutée). Pour pénétrer plus loin dans le régime inertiel, la nature a privilégié une autre branche de l'évolution, celle des reptiles, qui a engendré les oiseaux au corps fuselé munis de senseurs et de voilures sophistiqués. On peut alors faire l'hypothèse que ces dispositifs rendent ces animaux mieux aptes à contrôler (retarder) la turbulence. Contrairement aux oiseaux, la majorité des insectes ne s'embarrasse pas de formes aérodynamiques, formes dont ils n'ont finalement pas besoin compte tenu de leur stratégie de locomotion qui est de nature surtout tourbillonnaire. Cette différence est illustrée par quelques exemples sur la figure 4.

2.4 Quelle masse pour voler ?

Il convient de tester l'hypothèse selon laquelle les animaux seraient contraints par la viscosité et par l'apparition de la turbulence en la croisant avec d'autres considérations. On peut notamment s'intéresser à la masse transportée et à la façon dont celle-ci varie avec le nombre de Reynolds. Dans le régime inertiel cette dépendance devient quadratique puisque $F_z \propto q = C_z \rho \nu^2 Re^2$. Si l'on équilibre la portance F_z avec le poids $P = mg$, où m désigne la masse de l'animal, alors $m = A \times Re^2$ où $A = \rho C_z \nu^2 / g$ est un coefficient homogène à une masse. Ce coefficient est connu une fois donnés un fluide et un coefficient de portance. Prenant $\nu \approx 10^{-5}$ m^2.s^{-1} et $\rho \approx 1$ kg.m^{-3} (air) et $g \approx 10$ m.s^{-2}, on obtient :

$$m \approx 10 \times C_z \times \left(Re \times 10^{-6}\right)^2 \qquad (1)$$

L'allure de cette fonction est tracée sur la figure 5 pour $C_z = 1$. Cette dernière hypothèse revient à supposer que sur la durée d'un cycle de battement, l'animal parvient à produire un flux de quantité de mouvement vertical de même niveau que la force de référence q disponible dans le fluide. La figure 4 confirme que ce principe permet d'obtenir les bons ordres de grandeur pour les masses caractéristiques de ces animaux ; il ne s'agit bien entendu que d'ordres de grandeur. Notons enfin que conformément à variation du coefficient de traînée C_x rappelé sur cette figure, supposer un coefficient de portance C_z constant quel que soit le nombre de Reynolds revient à supposer que les animaux possèdent des finesses C_z/C_x qui compensent

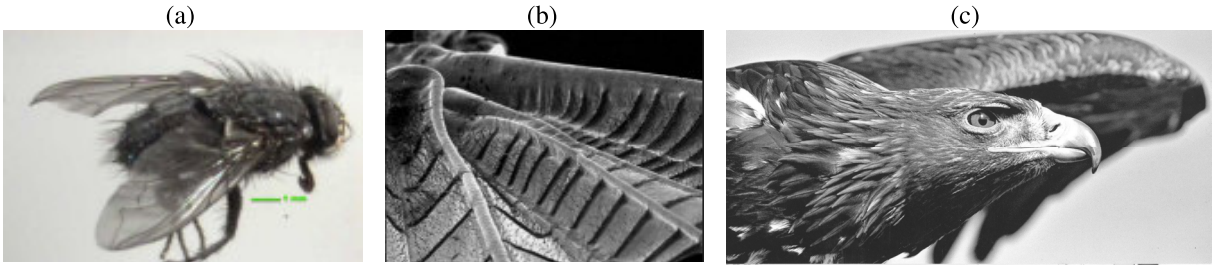

Fig. 4. Exemples de morphologies d'animaux volants : (a) mouche (Nachtigall, Springer 2003), (b) voilure d'un sphynx (Srygley & Thomas, Nature 2002), (c) aigle (@ John Downer, PIX).

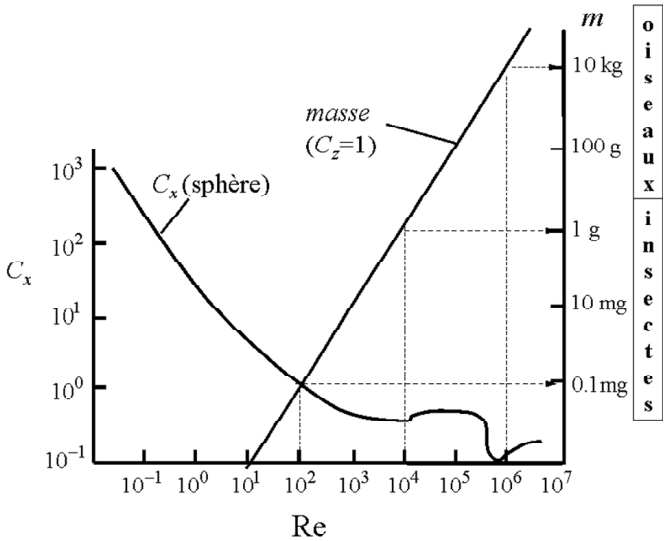

Fig. 5. Relation masse/nombre de Reynolds (1) pour $C_z = 1$. On a reporté à titre indicatif le coefficient de traînée de la sphère de la figure 3a.

cette variation. Ainsi, les insectes se caractérisent par des faibles finesses et des C_x élevés (disons proches de 1), et les oiseaux par des C_x plus faibles (proches de 0,1) qu'ils doivent compenser par des finesses plus élevées.

2.5 Une chute

Les avions imitent les oiseaux mais ils sont basés sur le principe d'une portance engendrée par des ailes fixes, découplée de la propulsion. L'abandon du vol battu a donc permis d'atteindre des nombres de Reynolds supérieurs et de porter des masses plus importantes par rapport à ce que réalisent les organismes vivants. Mais il existe des contre-exemples à cette proposition sur le caractère discriminant du nombre de Reynolds. Tout d'abord, des animaux volants de tailles considérables ont existé dans le passé (ptérodactyle, quetzalcoatlus, ...). Mais l'on n'est finalement pas sûr qu'ils aient eu d'autres capacités que celle de planer. Dans le domaine des nombres de Reynolds intermédiaires qui distinguent les insectes des oiseaux, on se heurte par contre un sérieux problème, celui des insectes géants qui se sont développés au Carbonifère (autour de −350 Ma ; cf. [1]). Un exemple remarquable est la libellule Megareunopsis Permiana dont des fossiles ont été exhumés. Cette libellule présente une envergure d'environ 70 cm pour un poids estimé à environ 150 g. Par rapport aux plus grandes libellules actuelles, cela représente un facteur 10 sur l'envergure et un facteur 10^3 sur la masse. Puisque la masse évolue comme le carré du nombre de Reynolds, cela impliquerait une multiplication par 30 du nombre de Reynolds caractéristique moyen. Cela va à l'encontre de notre hypothèse sur l'existence d'une limite liée au nombre de Reynolds pour les insectes. Le fait qu'au paléozoïque il ait existé de tels insectes est attribué par certains chercheurs à une plus grande teneur en oxygène de l'air à l'époque, donc à un accroissement de l'énergie métabolique. Concernant les propriétés du fluide, une augmentation du taux d'oxygène dans l'air, supposée avoir atteint jusqu'à 35 %, implique une augmentation de la densité de l'air de presque 50 % ; la viscosité dynamique $\mu = \rho\nu$ variant peu avec la constitution des gaz, ces variations de la densité ne permettent pas de lever l'hypothèse d'une augmentation très sensible du nombre de Reynolds. Comment expliquer alors qu'un tel animal ait pu « violer » une loi qui serait dorénavant en vigueur, sachant, de plus, qu'il s'avère en parfaite similitude géométrique avec son homologue actuel ? Il faut donc admettre que ces fossiles remettent sérieusement en question notre hypothèse d'une classification en termes de nombres de Reynolds.

3 Aérodynamique stationnaire

Nous quittons ici le problème du vol animal pour nous concentrer sur l'aérodynamique stationnaire « classique ». Dans ce domaine, l'aérodynamique des ailes fixes adresse déjà de profondes questions à la recherche en mécanique des fluides. Le problème principal de la science aérodynamique est de repousser la limite actuelle des performances de la locomotion. Cette section vise à décrire rapidement quel est notre niveau de compréhension des mécanismes qui fixent cette limite. Parmi ceux-ci on retrouve, bien sûr, les tourbillons et la turbulence.

3.1 La capacité de puissance d'un corps non portant

Considérons un objet symétrique schématisé sur la figure 6a. Sa corde est notée c, son épaisseur, d, et son

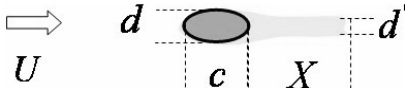

Fig. 6. Sillage plan : définitions. L'épaisseur d intègre l'épaisseur matérielle de l'objet et l'épaisseur des couches limites au contact de l'objet.

envergure, b. L'objet est supposé maintenu fixe dans l'écoulement de vitesse U d'un fluide de densité ρ. On introduit aussi l'épaisseur relative $e = d/c$. Comme spécifié dans la légende de la figure 6, on intègre dans l'échelle d l'épaississement de l'obstacle induit par les couches limites. Cette correction devient importante si le nombre de Reynolds est faible. La force de traînée s'exprime sous la forme :

$$F_x \equiv C_x q,\ q \equiv \rho U^2 S \tag{2}$$

où q est une force d'inertie de référence de l'écoulement, avec S une surface de référence, et où C_x désigne le coefficient de traînée. Dans les conventions aérodynamiques, on choisit pour S la surface de l'aile $S = cb$ et on rajoute un facteur 1/2 dans l'expression de q ; ce facteur sera ici omis. La force F_x correspond à l'intégrale de la contrainte surfacique (pression et contrainte de frottement) projetée selon la direction de l'écoulement. Pour un corps non portant élancé, c'est-à-dire tel que $e \ll 1$, cette force résulte essentiellement de l'action de la contrainte de frottement visqueux. En aérodynamique, on qualifie cette traînée de « traînée visqueuse ». Pour un corps épais, s'ajoute à cette traînée, la traînée de pression ou « traînée de forme ». La puissance développée par cette interaction vaut :

$$P_x = F_x U = C_x \left(\rho U^3 S\right) \tag{3}$$

Le coefficient de traînée peut ainsi s'interpréter aussi comme une *capacité de puissance*. On peut considérer par ailleurs que cette puissance est celle qui est nécessaire pour déplacer un volume de fluide équivalent au volume $\vartheta \propto dcb$ de l'objet de manière à assurer le contournement de l'objet par le fluide. La vitesse caractéristique du mouvement vertical de déplacement nécessaire pour « écarter » puis « refermer » le fluide autour du corps s'évalue en considérant la distance caractéristique de déplacement vertical d et le temps caractéristique c/U que met le fluide à parcourir la corde de l'objet, soit $V \propto d/(c/U) = eU$ (cette relation n'est admissible que pour des corps d'allongement suffisant dans la direction de l'écoulement, c'est-à-dire tels que $e \leq 1$). Soit pour la puissance à fournir

$$P_x \propto \rho \vartheta V^2 / (c/U) \tag{4}$$

En comparant cette expression à (3) avec $S = cb$, il vient $C_x = A_x e^3$ où A_x est une constante. Cette relation prédit que le coefficient de traînée de frottement varie comme le cube de l'épaisseur relative. Pour un objet de section cylindrique ($e = 1$) cela implique que $C_x \sim 1$, ce qui est effectivement constaté sur la figure 3. L'adoption d'une forme élancée est évidemment une bonne stratégie pour réduire le C_x. Notons que l'intégration de l'épaisseur de déplacement des couches de contact dans l'échelle d permet d'obtenir un C_x non nul pour $e \to 0$.

La puissance P_x est consommée tout d'abord dans les couches limites du corps. La théorie de la couche limite nous apprend que cette région est caractérisée par la vitesse de frottement u_ν et par l'échelle de longueur visqueuse $\delta_\nu = \nu/u_\nu$. Ce changement d'échelles permet de définir une première région d'épaisseur relative $y^+ = y/\delta_\nu \sim 1$ où le régime d'écoulement est purement visqueux (laminaire), et une seconde région telle que $1 \ll y^+ = y/\delta_\nu \ll y^+_{\max}$ où un régime turbulent peut se développer. La borne supérieure de cet intervalle, $y^+_{\max}$, dépend de la longueur de développement de la couche limite et intègre les effets de la turbulence sur cette longueur. Notons que ce régime de couche limite turbulente n'est pas présent sur les exemples de la figure 3 car la transition vers la turbulence dans la couche limite d'une sphère ou d'un cylindre s'effectue à des nombres de Reynolds légèrement supérieurs à celui de la figure 3e. C'est cette transition qui est responsable de la variation du C_x qui survient au-delà de $Re = 200\,000$ sur la figure 3a, phénomène qualifié de « crise de traînée ». Mais les couches limites sont turbulentes dans la majeure partie des applications de l'aérodynamique au transport (cf. Fig. 2). Dans ce cas, la turbulence dissipe à travers le processus de fragmentation dynamique auto adaptatif évoqué plus haut une partie de l'énergie mise en jeu. Un calcul approximatif du taux de dissipation total par unité de masse réalisé dans ces deux régions de la couche limite, calcul que nous ne détaillons pas ici, conduit à l'expression suivante pour la dissipation dans cette partie de l'écoulement :

$$P_{\mathrm{cl}} \propto C_{\mathrm{bl}} \left(\rho U^3 cb\right),$$
$$C_{\mathrm{bl}} = A_{\mathrm{bl}} < \log\ (10\ y^+_{\max}) \times (u_\nu/U)^3 > \tag{5}$$

Dans cette expression, U désigne toujours la vitesse à l'extérieur de la couche limite, A_{bl} est une constante et l'opérateur $< . >$ désigne une moyenne surfacique sur le corps. Dans le cas d'une couche limite laminaire, $y^+_{\max} = 1$. Pour évaluer les fonctions $(u_\nu/U)^3$ et $\log(10 y^+_{\max})$ intervenant dans la fonction C_{bl} il faut alors se tourner vers l'expérience : les mesures montrent que ces fonctions varient peu avec le nombre de Reynolds ; aux grands nombres de Reynolds on trouve une valeur caractéristique de 10^{-4} pour leur produit. En comparant cela à $C_x = A_x e^3$ on réalise alors que la dissipation d'énergie associée à la pénétration d'un corps d'épaisseur relative supérieure à quelques pourcents ne peut pas être réalisée dans ses couches de paroi. Elle est réalisée par un sillage engendré par des décollements. Dans le cas où $e \sim 1$, $C_x \sim 1$. Notons que cela est cohérent avec le fait qu'en présence de décollements c'est la contrainte de pression qui participe majoritairement à la traînée, ce qui implique effectivement que $F_x \sim q$.

La dissipation réalisée dans le sillage d'épaisseur caractéristique d' et de longueur X, cf. figure 6, peut être évaluée en supposant que ce dernier est turbulent. Dans ce cas, il dissipe une énergie caractéristique U^2 sur un temps caractéristique d'/U. En notant P_{wake} le

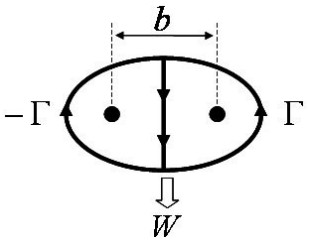

Fig. 7. Modèle d'un sillage portant vue en coupe : définitions.

taux de cette dissipation, on obtient $P_{\text{wake}} \propto \rho\vartheta U^3/d'$ avec $\vartheta \propto d' \times b \times X$. D'où :

$$P_{\text{wake}} = C_{\text{wake}} \left(\rho U^3 cb\right) \tag{6}$$

où $C_{\text{wake}} = X/c$. Ceci suffit pour montrer que le développement d'un sillage de longueur relative X/c variable (en supposant que $d' \approx d$) assure bien l'équilibre requis quelle que soit l'épaisseur relative e du corps. En comparant les deux capacités de puissance $C_x \sim e^3$ et $C_{\text{wake}} = X/c$, on voit que l'essentiel de la dissipation s'effectue sur une distance X de l'ordre de la corde pour un corps épais ($e \sim 1$).

Il convient de retenir de cette analyse que dès que l'épaisseur relative du corps excède quelques pourcents, l'essentiel de la dissipation de l'énergie associée à la traînée s'effectue dans un sillage et qu'aux grands nombres de Reynolds, le caractère turbulent de ce sillage réalise l'équilibre requis de manière auto adaptative.

3.2 La capacité de puissance pour un corps portant

De la même façon que pour la force de traînée (2), on définit la force de portance par :

$$F_z \equiv C_z \rho U^2 S \tag{7}$$

Cette force est équilibrée par un flux de quantité de mouvement vertical. On schématise cet écoulement comme sur la figure 7 par une région de taille caractéristique b se déplaçant verticalement avec une vitesse caractéristique W appelée vitesse de descente. Cette figure rappelle que ce flux est assuré par une organisation du sillage en un couple de tourbillons contrarotatif. Ce flux vaut $F_{\text{wake}} \sim \rho b^2 WU$ où U désigne toujours la vitesse de l'écoulement extérieur (perpendiculaire au plan de la figure). En comparant cette dernière relation à (7), avec $S = cb$, on obtient pour la vitesse de descente $W \sim (C_z/AR)\,U$ où $AR = b/c$ désigne le rapport d'aspect du corps portant. La puissance développée par la portance vérifie $P_{\text{lift}} = F_{\text{wake}} W$, soit :

$$P_{\text{lift}} = C_{\text{lift}} \left(\rho U^3 S\right) \tag{8}$$

avec $C_{\text{lift}} \propto C_z^2/AR$. La capacité de puissance mise en jeu ici est le coefficient de traînée induite C_z^2/AR qui dépend d'une propriété aérodynamique du corps considéré, à savoir son coefficient de portance. Pour introduire les tourbillons, on considère que le sillage est composé de deux tourbillons contrarotatifs d'axes parallèles, de circulation $\pm\Gamma$ et d'épaisseur caractéristique a, telle que $a < b/2$ (donc confinés dans les demi-plans de la Fig. 7). Dans ce cas la vitesse de descente est la vitesse de déplacement d'un tourbillon induite par l'autre, c'est-à-dire $W \propto \Gamma/(2\pi b)$. En introduisant l'échelle a, il vient $W \propto V_0 a/b$ où $V_0 = \Gamma/2\pi a$ désigne la vitesse ortho-radiale caractéristique des tourbillons et a/b, le rapport d'aspect des tourbillons. Puisque $W \sim (C_z/AR)\,U$, on obtient finalement pour le coefficient de portance :

$$C_z \sim AR S_0 a/b \tag{9}$$

Dans cette relation, $S_0 = |V_0|/U$ définit un nombre de Swirl égal au rapport entre la vitesse ortho-radiale des tourbillons et la vitesse de l'écoulement extérieur. Le facteur de puissance $C_{\text{lift}} \propto C_z^2/AR$ vérifie alors $C_{\text{lift}} \sim (S_0 a/b)^2\, AR$. Notons que dans ce schéma, la dissipation de la puissance injectée dans le sillage s'effectue par frottement visqueux dans le cœur des tourbillons.

Ce modèle établit donc un lien entre le coefficient de portance C_z à la capacité de l'aile à produire des tourbillons vérifiant (9). Examinons alors les deux paramètres S_0 et a/b qui caractérisent ici les tourbillons. A priori, le facteur d'aspect a/b ne doit pas dépasser l'unité pour des raisons de cohérence du modèle. Par ailleurs, un argument basé sur la criticité des tourbillons permet de supposer que $S_0 < 1$. Cet argument revient à exclure la possibilité d'un éclatement des tourbillons. En effet, la condition $S_0 = 1$ correspond à la possibilité d'une propagation à contre courant, c'est-à-dire vers l'aile, des ondes internes, ou ondes de Kelvin, de célérité V_0, qui caractérisent le régime linéaire de propagation le long du tourbillon des perturbations d'échelle a et de pulsation $\omega = 2\pi a^2/\Gamma$. Comme pour un ressaut hydraulique, ce régime induit une instabilité globale qui désorganise brutalement le tourbillon et qui aboutit à une dissipation rapide de son énergie. Ce mécanisme, appelé éclatement tourbillonnaire, serait un bon candidat pour fixer la portance maximum des ailes de faibles allongements, telles que $AR \approx 1$. Ceci est suggéré par l'exemple des ailes delta où les tourbillons se développent sur l'extrados de l'aile et fournissent une bonne partie de la portance (environ 1/3). Dans ce cas, la corrélation entre la limite du C_z et l'éclatement est assez claire. La condition d'un éclatement général des tourbillons au bord de fuite de l'aile donne bien pour valeurs limites $S_0 \approx 1$ et $a/b \sim 1$. Compte tenu de (9), pour $AR \approx 1$, on obtient $C_z \sim 1$, comme attendu.

Pour les ailes allongées, telles que $AR \approx 10$, les mesures montrent qu'à grand nombre de Reynolds a/b ne dépasse pas quelques pourcents. On observe aussi que le phénomène qui marque la portance maximale de ce type d'aile n'est pas un éclatement mais un décollement d'extrados. Dans ce cas, pour $a/b \ll 1$ et si le nombre de Reynolds est grand, la relation (9) ne permet plus de justifier les valeurs de C_z de l'ordre de l'unité que peut atteindre un avion. L'équilibre requis nécessite un mécanisme de dissipation supplémentaire qui doit s'additionner au frottement visqueux direct dans les tourbillons. Les candidats connus sont des instabilités locales. Dans

un sillage portant, il existe en effet une échelle extérieure de longueur, l'envergure b du corps, qui introduit un nouveau temps caractéristique inertiel, $\tau_b = 2\pi b^2/\Gamma$. Le rapport entre ce temps caractéristique et le temps visqueux $\tau_\nu = 2\pi a^2/\nu$ vaut $\tau_b/\tau_\nu = (a/b)^{-2}\, Re^{-1}$ avec $Re = \Gamma/\nu$. À grand nombre de Reynolds, $\tau_b \ll \tau_\nu$. Les tourbillons interagissent alors et développent des instabilités tridimensionnelles, dites coopératives. On ne détaillera pas ici ces mécanismes dont le moteur est l'étirement imposé par un tourbillon sur son voisin, (voir par exemple [2]). À terme, c'est-à-dire sur l'échelle de temps τ_b, les tourbillons entrent en contact et fusionnent de façon plus ou moins complexe. Dans une paire de tourbillons contrarotatifs, on trouve plusieurs longueurs d'onde instables : une grande longueur d'onde, de l'ordre de quelques envergures b [3], et des longueurs d'ondes de l'ordre, ou inférieures, au rayon du cœur visqueux a [4]. Ce sont ces mécanismes tridimensionnels qui provoquent l'effondrement final du sillage sur l'échelle de temps inertielle τ_b et qui assurent probablement la dissipation qui fait défaut dans le modèle qui aboutit à (9). Comme expliqué plus loin, ces mécanismes peuvent être accentués dans le cas de systèmes portants plus complexes que celui d'une aile de forme simple en plan.

Au total, on aboutit à une proposition admissible, cohérente sur le plan énergétique, où la portance maximale $C_z \sim 1$ met en jeu le développement d'une instabilité globale dans le cas des ailes de faibles allongements, ou locale dans le cas contraire. Ce sont ces instabilités qui régulent la dissipation d'énergie du sillage dans leur régime non-linéaire.

4 Quelques remarques sur le problème portant

Le problème portant présente une analogie avec celui de la traînée de frottement dans la mesure où les tourbillons de portance d'ailes de grand allongement semblent, comme les couches limites, inaptes à dissiper suffisamment d'énergie de manière individuelle. Comme nous l'avons vu, dans le problème non portant à grand nombre de Reynolds, le caractère autonome et universel du sillage est assuré par l'argument de la fragmentation turbulente des échelles du mouvement qui sont de l'ordre de l'épaisseur du corps et qui sont engendrées par les instabilités locales et globales du problème. La dynamique de cet écoulement débute donc aussi par la formation de tourbillons, via des instabilités, mais si le nombre de Reynolds est grand, les tourbillons se désorganisent rapidement pour alimenter une cascade dissipative suffisamment vigoureuse. Dans le problème portant, des tourbillons longitudinaux puissants et faiblement dissipatifs s'intercalent entre le générateur de tourbillon et la région aval où se réalise probablement une bonne partie de la dissipation. On peut alors s'interroger sur le degré d'universalité de cette dernière organisation tourbillonnaire, sachant qu'aucun théorème n'existe sur le sujet. Cette section rassemble quelques remarques sur ce point. Elles concernent : les états d'équilibre des tourbillons plans, le caractère laminaire ou turbulent des tourbillons isolés réels, l'influence de l'état de la couche limite et celle d'un décollement.

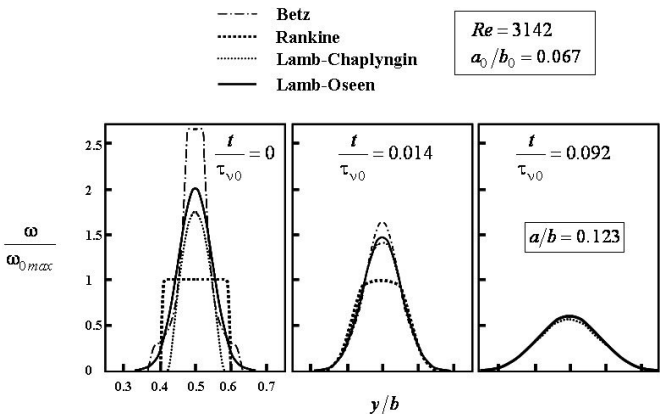

Fig. 8. Évolution de la distribution de vorticité le long d'une ligne coupant les deux tourbillons d'un dipôle constitué initialement par les quatre types de distributions montrées sur la figure de gauche. Ces quatre tourbillons ont la même circulation et même facteur d'aspect initial a_0/b_0. Cette valeur ainsi que le nombre de Reynolds $Re = \Gamma/\nu$ sont indiqués. Les deux figures de droite comparent les résultats obtenus à environ 0,01 et 0,1 temps visqueux $\tau_{\nu 0} = 2\pi a_0^2/\nu$. Noter que pour le nombre de Reynolds considéré, les tourbillons s'épaississent d'environ un facteur 2, pour atteindre un facteur d'aspect $a/b = 0{,}123$, contre 0,06 initialement [6].

4.1 États d'équilibres des tourbillons

On sait que dans un écoulement plan, la distribution axisymétrique constitue un attracteur pour toute distribution localisée de vorticité de circulation monotone (voir [5]). Un dipôle de portance isolé tend aussi vers une forme universelle dans laquelle chaque tourbillon est distribué de manière à peu près gaussienne [6]. Cette relaxation s'effectue sur des temps caractéristiques inférieurs au temps de diffusion visqueuse car cette dernière est fortement amplifiée par le mécanisme inertiel de l'étirement (filamentation). Ces propositions sont confirmées par la simulation numérique directe des équations de Navier-Stokes bidimensionnelles initialisées à partir de différentes distributions de la vorticité. La figure 8 illustre le cas d'un dipôle contrarotatif. Elle montre que toute distribution initiale de vorticité converge rapidement vers une distribution unique. Cependant, on a supposé dans ce calcul que la vorticité est déjà concentrée à l'instant initial. Si l'on tient compte de la phase préliminaire d'enroulement de la nappe de vorticité engendrée par une aile, les mesures disponibles montrent que le processus d'enroulement marque les tourbillons sur des temps caractéristiques importants, ce qui induit des écarts significatifs par rapport aux modèles conventionnels gaussiens (de type Lamb-Oseen ou Lamb-Chaplyngin). Mais le principe d'un attracteur universel peut être retenu sur l'échelle de temps visqueuse.

4.2 La turbulence dans les tourbillons

Si l'on considère un tourbillon isolé, les seules échelles imposées sont sa circulation Γ et la viscosité ν. L'échelle libre est l'épaisseur a. Les observations suggèrent que l'écoulement reste laminaire quel que soit le nombre de Reynolds $Re = \Gamma/\nu$. Il s'agit là d'un point important. En régime laminaire, la variance de la distribution de la vorticité $a^2 = \frac{1}{2}\iint_S \omega\left(x^2+y^2\right)\mathrm{d}x\mathrm{d}y/\Gamma$ vérifie $\mathrm{d}a^2/\mathrm{d}t = 4\nu$. On aboutit à la loi de diffusion classique $a = 2\sqrt{\nu t}$ [7]. Or, c'est ce type de comportement qui est observé même à très grand nombre de Reynolds. On peut alors s'interroger sur ce résultat qui constitue l'une des clefs de la structure globale des sillages portants décrite ci-dessus. En effet, si les tourbillons possédaient la capacité de développer une turbulence de même niveau que celle observée dans les écoulements cisaillés rectilignes, leur échelle interne augmenterait plus vite et l'écoulement serait doté d'une plus grande capacité de diffusion et de dissipation. Pourquoi n'en est-il pas ainsi ?

D'un point de vue théorique, un tourbillon gaussien plan est stable : toute perturbation non axisymétrique est amortie finalement par la viscosité. Mais les tourbillons observés dans la réalité sont toujours tridimensionnels (ils présentent un déficit ou un excès de vitesse longitudinale). Or l'analyse montre qu'en présence d'une variation de vitesse longitudinale un tourbillon cylindrique devient linéairement instable. La situation est résumée sur la figure 9 pour un tourbillon plan de vorticité gaussienne $\omega(r) = (\Gamma/\pi r_0^2)e^{-(r/r_0)^2}$ auquel on superpose un écoulement axial gaussien de vitesse $U(r) = U \pm \Delta U e^{-(r/r_0)^2}$ (tourbillon de Batchelor). Les deux paramètres qui fixent la dynamique du tourbillon sont ici le nombre de Swirl $q = V_0/\Delta U$, où V_0 caractérise la vitesse tangentielle maximale, et le nombre de Reynolds $Re = V_0 r_0/\nu$.

La figure 9 montre les courbes marginales qui définissent les régimes neutres dans un diagramme (k, q) où k désigne les nombres d'onde des perturbations. Si l'on ne tient pas compte de la viscosité, le tourbillon est stable quand q devient plus grand qu'une valeur critique $q_{\mathrm{crit}} = 1{,}5$. Dans ce cas on voit que des instabilités visqueuses subsistent à grand nombre de Reynolds. L'analyse montre que ces instabilités sont concentrées très près de l'axe du tourbillon et qu'elles ne semblent pas aptes à développer de la turbulence. Par contre, les instabilités non-visqueuses qui se développent quand $q < q_{\mathrm{crit}}$ sont vigoureuses et elles pourraient affecter significativement le tourbillon. Mais on ne les observe pas dans le sillage portant d'une aile. On observe au contraire que les tourbillons libres vérifient $q > q_{\mathrm{crit}}$. Comme montré sur la figure 10, si l'on force le tourbillon dans un régime instable non-visqueux, ici en imposant $q = 1$, il développe effectivement une turbulence vigoureuse, mais celle-ci s'efface car les transferts turbulents forcent le tourbillon à retourner vers un régime stable, tel que $q > q_{\mathrm{crit}}$, en ne modifiant pratiquement pas son épaisseur caractéristique.

Ce résultat étonnant appelle un commentaire. Si l'on admet que la turbulence agit comme une viscosité,

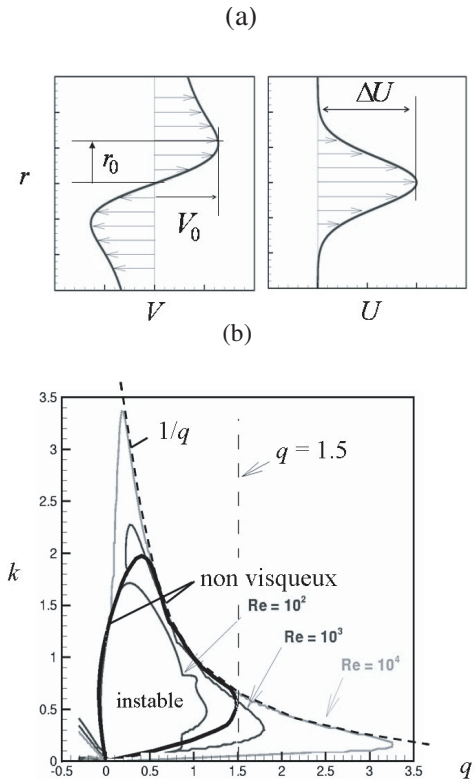

Fig. 9. Stabilité d'un tourbillon tridimensionnel cylindrique (Batchelor) : (a) définitions, (b) domaine de stabilité dans un diagramme (k, q). Le nombre de Swirl est $q = V_0/\Delta U$ et le nombre de Reynolds, $Re = Ur_0/\nu$ [8].

c'est-à-dire qu'elle tend à effacer les gradients moyens de l'écoulement qui la produisent, alors une relaminarisation du tourbillon paraît logique. Le problème diffère en effet de celui d'une couche de mélange rectiligne, ou d'une couche limite, pour lesquels un retour à un régime laminaire est exclu puisque la diffusion de la quantité de mouvement ne peut jamais éliminer l'instabilité inflexionnelle, dans le premier cas, et ne fait que renforcer le cisaillement pariétal qui est la source de la turbulence dans le second cas. Par contre dans un écoulement tournant libre tel qu'un tourbillon, la turbulence peut éliminer sa source, l'instabilité, si elle provoque un accroissement du nombre de Swirl au-delà de la valeur critique. Pour cela il faut que la diffusion turbulente s'effectue de manière « anisotrope », en modifiant la quantité de mouvement axiale moyenne ΔU plus vite que le moment angulaire. L'analyse détaillée des résultats de la simulation de la figure 10 montre que c'est effectivement ce qui se passe. Par ce mécanisme étrange, si le tourbillon s'écarte de la stabilité, la turbulence qui en résulte l'y ramène. Ces résultats tendent à confirmer l'idée que, tant qu'ils ne sont pas le siège d'éclatements ou d'instabilités coopératives (cf. Sect. 3.2), les tourbillons de portance sont laminaires.

4.3 L'influence de la couche limite

Les expériences sur les ailes à grands nombres de Reynolds révèlent que l'état de la couche limite sur le

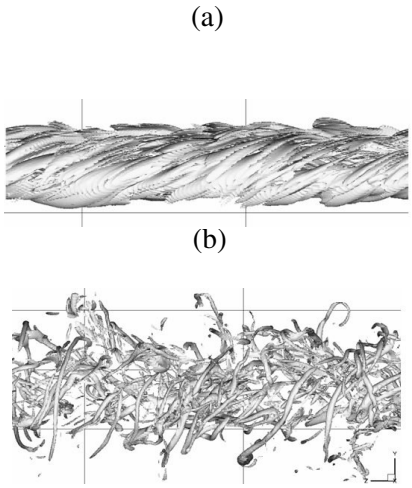

Fig. 10. Simulation d'un tourbillon de Batchelor instable ($q = 1$) pour $Re = V_0 a/\nu = 2000$: (a) $\tau = 1$, régime linéaire d'instabilité, (b) $\tau = 4$, régime turbulent développé. À partir de $\tau = 4$, le tourbillon est redevenu stable ($q > 1{,}5$) et il retourne vers un état laminaire. Le temps est normalisé par le temps inertiel de rotation $\tau_a = a/V_0$ [9].

corps a peu d'effet sur la structure de l'écoulement enroulé. Cela est illustré sur la figure 11 où l'écoulement autour d'une aile munie d'un volet portant est analysé par des enduits visqueux, sur l'aile, et par vélocimétrie Laser dans les deux tourbillons corotatifs obtenus dans le sillage. La faible dépendance des tourbillons par rapport à l'état de la couche limite initiale est claire (noter que pour la valeur $C_z = 1,56$ imposée ici, on décèle par exemple un décollement laminaire sur la partie externe de l'aile non manipulé de la figure 11a ; sur la figure 11b, un décollement plus restreint persiste dans la région du bord de fuite après le déclenchement de la couche limite).

À titre indicatif, comme montré sur la figure 11f, l'ajout d'un élément perturbateur (spoiler) influence plus les tourbillons en favorisant ici leur rapprochement (donc leur fusion prochaine). Mais l'effet reste faible.

Ces résultats sont à rapprocher de ce que nous avons noté précédemment à propos de la capacité de dissipation de la couche limite : celle-ci est également incapable d'influencer au premier ordre l'écoulement aval si la portance est significative (c'est-à-dire si $C_z^2/AR \sim 1$). On peut se demander aussi ce qu'il advient de la turbulence contenue dans la nappe qui s'enroule. Le calcul montré sur la figure 12 concerne une simulation des grandes échelles suffisamment résolue pour capturer la turbulence d'une nappe d'épaisseur δ. Le nombre de Reynolds de la nappe est $Re = \Gamma/\nu \approx 10\,000$ et le nombre de Reynolds turbulent vaut initialement $Re_\delta = u'\delta/\nu \approx 40$ avec u' l'écart type des fluctuations turbulentes. La vorticité moyenne de la nappe initiale de la figure 12a est distribuée selon une loi de charge elliptique. Sur la figure 12d on obtient un régime laminaire dans les tourbillons. Ce régime résulte de la relaminarisation complète de la nappe lors de son étirement dans la périphérie de l'axe du tourbillon, là où l'étirement de la nappe est maximum. Le calcul n'a pas été publié car il n'était pas suffisamment résolu pour permettre à la turbulence de « passer » ce mur d'étirement. Mais le résultat physique est là : l'enroulement peut être considéré comme un mécanisme « relaminarisant » car l'étirement bidimensionnel qu'il engendre réduit les échelles et favorise la dissipation. Les structures en anneau observées par ailleurs sur la figure 12d autour des tourbillons sont des perturbations engendrées par des mécanismes de croissance transitoires (cf. [11]). Ce mécanisme participe aussi à une accélération générale de la dissipation de la nappe.

Tout cela renforce l'idée, énoncée à la section précédente, que les tourbillons d'un sillage portant à grand nombre de Reynolds sont probablement de nature laminaire.

4.4 Influence d'un décollement

Toute variation locale de la charge, induite par la surface d'un corps, ou par un décollement sur cette surface, mène à la formation d'un tourbillon. Ainsi, la nappe de vorticité émise par un corps portant comporte souvent plusieurs tourbillons. Trois cas idéalisés sont schématisés sur la figure 13 : les figures 13a et b soulignent l'équivalence entre l'effet d'un décollement et un effet de géométrie induisant une diminution de la portance ; la figure 13c correspond au cas d'un volet hyper sustentateur qui accroît la portance. Les deux situations conduisent à des systèmes quadripolaires de tourbillons qui font interagir les tourbillons de l'aile avec une autre paire de signe opposé ou égal. La présence de ces tourbillons supplémentaires déclenche des instabilités coopératives vigoureuses sur des échelles de temps plus courtes du fait de l'existence de séparations plus petites entre les tourbillons. La figure 14 illustre ces instabilités dans un système de deux paires contrarotatives engendrées par le cas de la figure 13b. Comme montré par Fabre et al. [12], ces phénomènes sont remarquablement prédits par une approche de stabilité linéaire locale dans laquelle les tourbillons non perturbés sont supposés d'axes parallèles.

Le point suivant convient alors d'être relevé : si le décollement qui fixe la limite de la portance de l'aile de la figure 13a accélère les instabilités coopératives, ce dernier phénomène n'est pas spécifique à l'apparition du décollement. En effet, comme l'a montré Crouch [13], dans les systèmes de tourbillons obtenus dans le cas de la figure 13c où l'on s'écarte de la situation de décollement (pour un coefficient de portance identique à celui de l'aile sans volet), on obtient aussi des instabilités de grandes longueurs d'onde qui dissipent plus rapidement le système (il s'agit plus précisément de croissances transitoires). Le mécanisme de déstabilisation coopérative de tourbillons n'est donc pas spécifique à un seul type de changement de régime d'écoulement au niveau de l'élément qui engendre les tourbillons. Cela tempère l'idée consistant à vouloir relier de manière globale le décollement et la dynamique des tourbillons dans le régime critique de saturation de la portance.

Ce point nous laisse donc, pour la portance, avec le schéma d'une cohérence énergétique globale assurée par

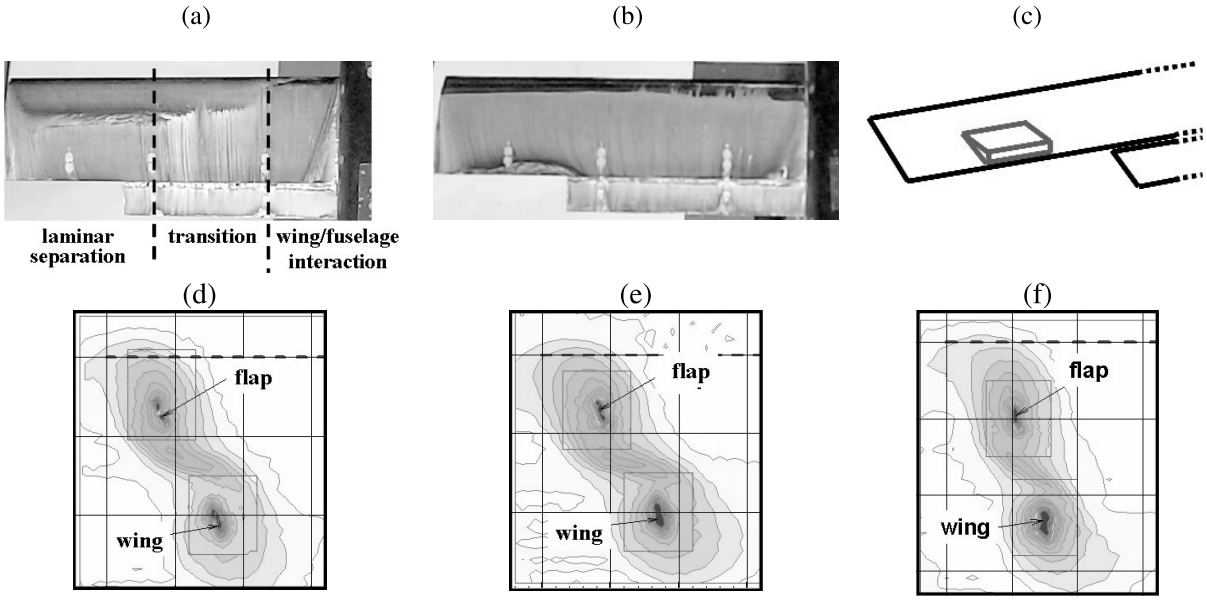

Fig. 11. Visualisation par enduit visqueux et iso-valeurs du taux des fluctuations de vitesse $\sqrt{k}/U$ mesuré par vélocimétrie Laser Doppler (avec $2k = < u^2 > + < v^2 > + < w^2 >$) à une distance de 5 envergures ($x/b = 5$) derrière une demi-aile munie d'un volet portant pour un nombre de Reynolds $Re_c = Uc/\nu = 3 \times 10^5$ et un coefficient de portance $C_z = 1{,}56$: (a)–(d) transition naturelle, (b)–(e) transition déclenchée, (c)–(f) transition naturelle en présence d'un spoiler (@ NLR) [10].

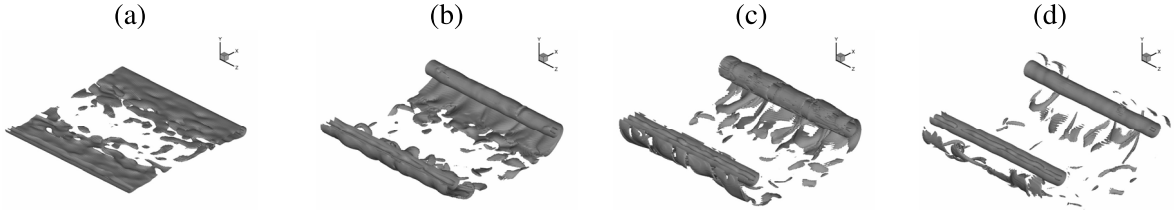

Fig. 12. Isovaleurs de la vorticité dans une nappe turbulente elliptique calculée par LES pour $Re = \Gamma/\nu \approx 10\,000$ (Pantano & Jacquin, non publié).

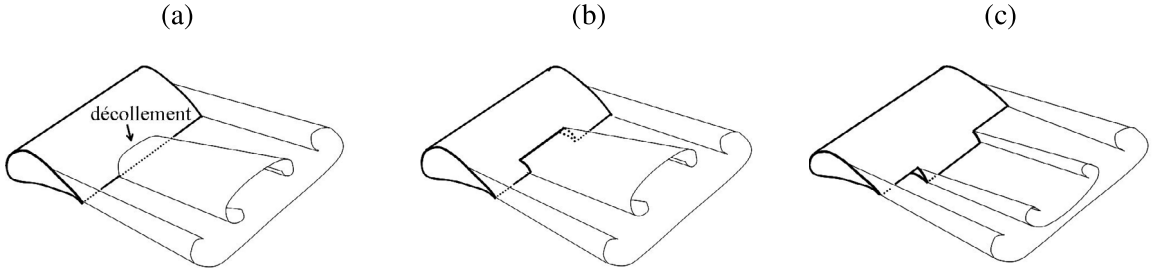

Fig. 13. Système à quatre tourbillons engendrés par : (a) un décollement de bord de fuite, (b) un système de volets externes, (c) un volet interne.

des dynamiques séparées (aile et champ lointain) et reliées entre elles par un régime stable et faiblement dissipatif. L'effort doit donc être poursuivi pour saisir l'unité éventuelle de tous ces éléments.

5 Conclusion

Cet article explore l'éventualité d'une unité phénoménologique entre les principaux mécanismes de l'aérodynamique telle qu'elle pourrait apparaître à travers le point de vue des tourbillons et de la turbulence. Il débute par des considérations sur le vol animal, un champ d'application qui illustre très bien le rôle fondamental de la dynamique tourbillonnaire et celui de la turbulence. Une analyse comparative des insectes et des oiseaux nous permet notamment d'avancer l'hypothèse que la turbulence pourrait être un facteur discriminant pour l'évolution des espèces. Mais cette hypothèse se heurte alors à des contre-exemples. Dans une seconde partie, les notions classiques de l'aérodynamique, comme la traînée et la portance, sont revues, toujours sous l'aspect de la dynamique des

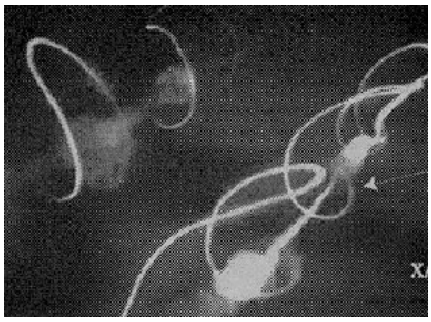

Fig. 14. Instabilités coopératives de grande longueur d'onde : (a) visualisation dans un tunnel de traction derrière une aile munie de volets externes analogue au cas de la figure 13b [14].

tourbillons et de la turbulence. Des bilans énergétiques de modèles simplifiés d'écoulements permettent de caractériser la façon dont ces deux phénomènes fixent les performances aérodynamiques limites. L'examen de résultats fondamentaux récents souligne alors le caractère singulier des tourbillons de portance, à savoir leur étonnante persistance à l'intérieur du processus de la dissipation de l'énergie produite par l'interaction entre la structure portante et le fluide. Nos connaissances fondamentales sont finalement encore insuffisantes pour pouvoir appréhender dans leur globalité les mécanismes qui marquent les différentes régions des écoulements aérodynamiques, à savoir les décollements, les sillages de tourbillons et la turbulence.

Remerciements. Cet article reprend la conférence donnée par l'auteur aux Journées AUM/AFM du 20–30 août 2006 à La Rochelle. L'auteur remercie les organisateurs de ces Journées pour leur aimable invitation. Les idées exposées dans la première partie de l'article (vol animal) ont été développées dans le cadre du projet de recherche fédérateur de l'ONERA intitulé « REsearch program on Micro Aerial vehicles and New Technology Applications » (REMANTA). La seconde partie fait référence à un ensemble de travaux réalisé par l'auteur et par son équipe sur la dynamique des sillages d'avions ; ces travaux ont été effectués dans le cadre du projet de recherche européen C-Wake et du projet de recherche fédérateur de l'ONERA intitulé « Dynamique des Sillages Tourbillonnaires » (DST).

Références

[1] R. Dudley, The biomechanics of insect flight : form, function, evolution, Princeton Univ. Press, 2000
[2] L. Jacquin, D. Fabre, D. Sipp, E. Coustols, Unsteadiness, instability and turbulence in trailing vortices, CR physique, 6, 2005
[3] S.C. Crow, Stability theory for a pair of trailing vortices, AIAA J. 8 (1970) 12
[4] C.Y. Tsai, S.E. Widnall, The instability of short waves on a straight vortex filament in a weak externally imposed strain field, J. Fluid Mech. 73 (1976) 721–733
[5] A.J. Bernoff, J.F. Lingevitch, Rapid relaxation of an axisymmetic vortex, Phys. Fluids 6 (1994) 3717–3723
[6] D. Sipp, L. Jacquin, C. Cassu, Self-adaptation and viscous selection in concentrated two-deimensional vortex dipoles, Phys. of Fluids 12 (2000) 245
[7] P.G. Saffman, Vortex Dynamics, Cambridge University Press, 1992
[8] D. Fabre, L. Jacquin, Viscous instabilities in trailing vortices at large Swirl numbers, J. Fluid Mech. 500 (2004) 239–262
[9] L. Jacquin, C. Pantano, On the persistence of trailing vortices, J. Fluid Mech. 471 (2002) 159–168
[10] L. Jacquin, P. Geffroy, E. Coustols, Experimental characterization of the SWIM model wake in the extended near-wake field, ONERA Technical Report 14/04166 DMAE/DAFE, December 2003
[11] A Antkowiak, P. Brancher, Transient energy growth for the Lamb-Oseen vortex, Phys. Fluids 16 (2004) L1–L4
[12] D. Fabre, L. Jacquin, A. Loof, Optimal perturbations in a four-vortex aircraft woke in counter-trotating configuration, J. Fluid Mech. 451 (2002) 319–328
[13] J.D. Crouch, Instability and transient growth for two trailing vortex pairs, J. Fluid Mech 350 (1998) 311–330
[14] J.M. Ortega, R.L. Bristol, Ö. Savas, Experimental study of the stability of unequal strength counter-rotating vortex pairs, J. Fluid Mech. 517 (2004) 35–84