

EXTRAITS

TURBULENCE

Marcel LESIEUR

The logo for edp sciences, featuring the lowercase letters 'edp' in a stylized red font where the 'e' and 'd' are connected, followed by the word 'sciences' in a black sans-serif font.

17, avenue du Hoggar
Parc d'Activité de Courtabœuf - BP 112
91944 Les Ulis Cedex A - France

Turbulence

Cet ouvrage, labellisé par Grenoble Sciences, est un des titres du secteur *Sciences de la Matière* de la *Collection Grenoble Sciences* d'EDP Sciences, qui regroupe des projets originaux et de qualité. Cette collection est dirigée par Jean BORNAREL, Professeur émérite à l'Université Joseph Fourier, Grenoble 1.

Comité de lecture de l'ouvrage

- Pierre AVERBUCH, directeur de recherche honoraire au CNRS
- Olivier MÉTAIS, professeur à Grenoble Institut National Polytechnique
- René MOREAU, professeur émérite à Grenoble Institut National Polytechnique, membre de l'Académie des sciences
- Philippe NOZIÈRES, chercheur à l'Institut Laue Langevin de Grenoble, professeur honoraire au collège de France, membre de l'Académie des sciences, de la National Academy of Sciences et de l'American Academy of Art and Sciences

Cet ouvrage a été suivi par Stéphanie TRINE & Laura CAPOLO pour la partie scientifique et par Stéphanie TRINE, Sylvie BORDAGE & Olivier PASSALACQUA pour sa réalisation pratique, avec la collaboration de Laurent NICOLAIDIS et Patrick DESSENNE pour les figures. L'illustration de couverture est l'œuvre d'Alice GIRAUD, d'après «simulation bidimensionnelle de l'écoulement dans un canal plan muni d'une marche descendante», avec l'aimable autorisation du Professeur A. SILVEIRA NETO, Université de Uberlandia (Brésil) ; «simulation de l'instabilité d'une nappe tourbillonnaire», M. P. COMTE, équipe MOST du LEGI, Grenoble ; «photo d'une tache turbulente dans une couche limite», B. CANTWELL, D. COLES & P. DIMATOKIS, 1978, *J. Fluid Mech*, **87**, p. 641-672 © Cambridge University Press, reproduit avec permission.

Autres ouvrages labellisés sur des thèmes proches (chez le même éditeur)

L'air et l'eau (*R. Moreau*) • Turbulence et déterminisme (*M. Lesieur, en collaboration avec l'institut universitaire de France*) • La Cavitation. Mécanismes physiques et aspects industriels (*J. P. Franc et al.*) • Les milieux aérosols et leurs représentations (*A. Mailiat*) • Mécanique. De la formulation lagrangienne au chaos hamiltonien (*C. Gignoux & B. Silvestre-Brac*) • Problèmes corrigés de mécanique et résumés de cours. De Lagrange à Hamilton (*C. Gignoux & B. Silvestre-Brac*) • Introduction à la mécanique statistique (*E. Belorizky & W. Gorecki*) • Mécanique Statistique. Exercices et problèmes corrigés (*E. Belorizky & W. Gorecki*) • Outils mathématiques à l'usage des scientifiques et ingénieurs (*E. Belorizky*) • Description de la symétrie. Des groupes de symétrie aux structures fractales (*J. Sivardière*) • Energie et environnement. Les risques et les enjeux d'une crise annoncée (*B. Durand*) • L'énergie de demain (*Groupe Energie de la Société Française de Physique, sous la direction de Jean-Louis Bobin, Elisabeth Huffer & Hervé Nifenecker*) • En physique, pour comprendre (*L. Viennot*) • Naissance de la Physique (*M. Soutif*) • L'Asie, source de sciences et de techniques (*M. Soutif*)

et d'autres titres sur le site internet : <https://grenoble-sciences.ujf-grenoble.fr>

vitesse entre les parois) par Guervilly et Cardin [105]. Les écoulements de Couette plans seront décrits au chapitre 2.

1.7. Turbulence astrophysique

Éloignons-nous maintenant de la Terre : les images de l'atmosphère externe de Jupiter envoyées par les sondes Voyager 1 et 2 nous montrent une turbulence quasi bidimensionnelle intense superposée à des vents réguliers zonaux (un vent zonal est un vent suivant les parallèles, par opposition à un vent méridional, qui suit un méridien). Un des mystères de Jupiter réside dans ces jets zonaux faisant tout le tour de la planète et orientés alternativement d'ouest et d'est (fig. 1.4, prise en 1979). Le jet équatorial, quant à lui, est cyclonique, c'est-à-dire qu'il tourne dans le sens de rotation de la planète. La vitesse du vent y est d'environ 300 km/h.



Figure 1.4 – Circulation de l'atmosphère externe de Jupiter en 1979 (cliché NASA)

Un des fleurons de la turbulence jovienne⁹ est la tache rouge, énorme tourbillon d'environ 20 000 kilomètres de diamètre, situé dans l'hémisphère sud, à la frontière entre deux jets zonaux opposés (fig. 1.5, prise en 1979). Elle est anticyclonique (c'est-à-dire qu'elle tourne dans le sens opposé de la planète, donc dans le sens opposé des aiguilles d'une montre puisque nous sommes dans l'hémisphère sud). Notons qu'un mouvement

9. *jovien* veut dire « qui se rapporte à Jupiter ».

7.8.3. Les upwellings et El Niño

Prenons l'exemple du courant de Californie, qui est en partie le résultat de l'entraînement de l'océan superficiel par les vents d'ouest. En effet, lorsque ceux-ci arrivent sur le continent nord-américain, ils sont arrêtés par les chaînes montagneuses (la Sierra Nevada) et déviés vers le sud le long de la côte californienne. L'eau océanique de surface tend donc à être entraînée dans ce mouvement. Nous avons vu d'autre part que la force de Coriolis dévie les mouvements vers la droite dans l'hémisphère nord. On peut alors montrer que l'eau de surface sera finalement déviée à 45° sur la droite de la direction du vent (fig. 7.19(a)). Cette eau superficielle (plus chaude que l'eau profonde) sera entraînée vers le large, et, pour respecter la continuité (conservation de la masse), il faudra bien qu'elle soit remplacée par de l'eau froide montant des profondeurs (fig. 7.19(b)).

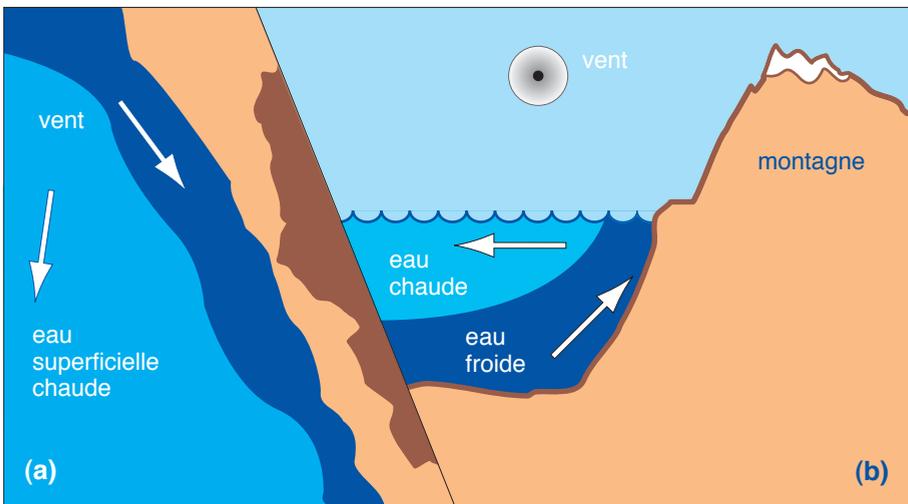


Figure 7.19 – Vue schématique d'un upwelling (remontée d'eau profonde) :
 (a) vue de dessus ; (b) coupe verticale

Le résultat net est donc un courant océanique froid qui suit la côte vers le sud. Puisque les eaux profondes contiennent l'essentiel des substances nutritives, qui sont tombées par gravité, elles sont très poissonneuses. Les courants d'upwelling sont donc très riches pour la pêche. Le courant de Californie est aussi caractérisé par des brouillards, particulièrement intenses au printemps et en été³¹. Ces brouillards résultent de la condensation de la vapeur d'eau emmagasinée par les vents d'ouest lors de leur passage au-dessus de courants chauds tels que le Kuroshio. Ces brouillards sont responsables des forêts de séquoias qui poussent un peu partout sur la Sierra.

31. N'essayez pas de voir le Golden Gate Bridge ou les falaises de Big Sur au mois de juillet.

7.3.1. Le vent thermique

Prenons, aux latitudes moyennes, une situation simplifiée où existe un courant zonal⁸ $U(z)$. On obtient approximativement, grâce aux relations (7.2) et (7.3) :

$$\frac{\partial U}{\partial z} = -\frac{g}{\rho f} \frac{\partial \rho}{\partial R} \quad , \quad (7.4)$$

ce qui montre que l'existence d'un gradient de masse volumique horizontal est, dans le cadre de l'équilibre géostrophique, responsable d'un gradient vertical de vitesse (fig. 7.3). Si la vitesse est nulle au sol par exemple, et que le gradient de masse volumique est dirigé vers le nord, il en résulte une vitesse en altitude dirigée vers l'est et proportionnelle au gradient horizontal de température.

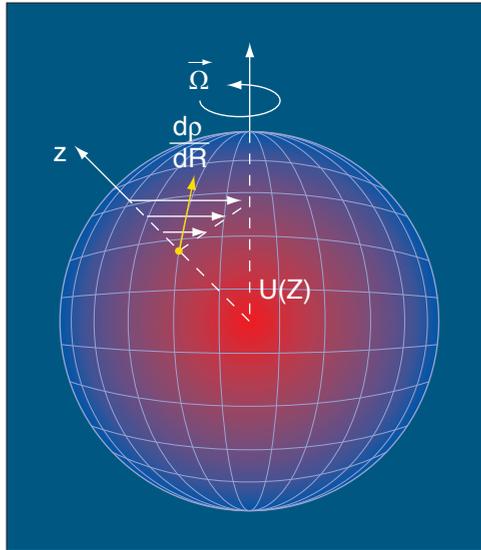


Figure 7.3 – Schéma du vent thermique

C'est ainsi que l'on peut expliquer dans l'atmosphère les jet streams de vitesse approximative 100 km/h contre lesquels l'avion doit lutter pour aller d'Europe en Amérique du Nord. En effet, la température de l'atmosphère décroît en moyenne des tropiques vers les pôles⁹.

8. C'est-à-dire suivant les parallèles.

9. Ces vents porteront au contraire l'avion lors du vol retour, ce qui explique les écarts de temps importants (pouvant aller jusqu'à deux heures ou plus) dans les vols transatlantiques entre l'aller et le retour. Notons que pendant les grandes tempêtes sur l'Europe à la fin de décembre 1999, le jet stream a atteint une vitesse de 400 km/h, ce qui indique un sévère gradient horizontal de température.

d'une aile delta dans le tunnel hydrodynamique de l'ONERA. Un dernier exemple de décollement concerne l'écoulement dans l'entrée d'air d'un réacteur d'avion. Nous en montrons sur la figure 6.4 une simulation numérique bidimensionnelle simplifiée à nombre de Mach 0,25. Le réacteur, symbolisé par les deux plaques fines, est en incidence de 40° par rapport à l'écoulement amont. On voit une double couche de mélange qui se détache des deux bords d'attaque, et des sillages des plaques plus en aval. Les problèmes de décollement évoqués plus haut sont bien entendu beaucoup plus marqués pour un avion de combat ou de voltige que pour un avion de ligne.

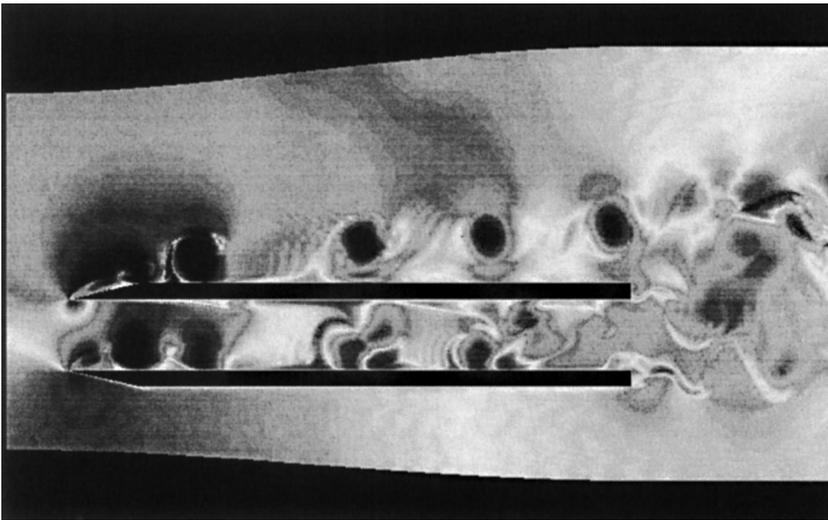


Figure 6.4 – Vorticité dans la simulation numérique bidimensionnelle de l'entrée d'air d'un réacteur en incidence (cliché E. David, LEGI-Dassault)

Dans l'aérodynamique d'une voiture, les allées tourbillonnaires de von Karman générées dans le sillage des rétroviseurs sont responsables de forces de traînée pouvant, pour des rétroviseurs mal profilés, contribuer jusqu'à 8 % de la traînée totale et 4 % de la consommation du véhicule. On comprend plus généralement que tout ce qui touche à la *réduction de traînée* et au *contrôle de turbulence* est d'une importance économique (et écologique) considérable³. Par contre, l'aérodynamique interne des chambres de combustion aura besoin de façon cruciale de la turbulence à petite échelle pour un bon rendement des réactions chimiques intervenant dans la combustion.

3. Notons pour la petite histoire que les béquets posés à l'arrière de voitures plus ou moins sportives ne sont pas là pour réduire la traînée, mais créent une surpression à l'arrière qui plaque la voiture au sol dans les situations où elle est susceptible de décoller. Plus récemment (en 2011) de tels systèmes ont été couplés en course automobile de formule 1 avec l'évacuation des gaz d'échappement, et c'est une source de controverses pour la législation. En 2012, des constructeurs ont remplacé ces gaz par de fins jets d'air prélevés à l'avant du véhicule. Il semble que tout système augmentant artificiellement cette surpression devrait être banni.

5.7. La modélisation industrielle : passé et futur

Nous avons déjà mentionné plus haut les techniques de modélisation industrielles basées sur la prédiction des champs moyens, telles que les modélisations $K - \epsilon$ ou RANS. Ces dernières sont des modélisations d'ordre plus élevé, où on cherche à écrire des équations approchées d'évolution pour les tensions de Reynolds. Un débat oppose parfois les tenants de ces techniques (appelées *fermetures en un point*) aux adeptes de la simulation des grandes échelles.

- Les « modélisateurs » prétendent que les simulations seront toujours inutilisables (parce que trop lourdes et trop coûteuses) dans un contexte industriel d'aéronautique ou de combustion. Nous serions par conséquent condamnés à utiliser les techniques de modélisation du passé, même si elles sont loin d'être parfaites ;
- Les « simulateurs » mettent en avant les succès importants rencontrés sur des écoulements prototypes comme les couches de mélange et jets, canaux et conduites (parfois courbes et chauffés), marches descendantes et écoulements décollés. Ils peuvent prévoir les effets de compressibilité ou de rotation sur la turbulence (ce qui est plus difficile pour les outils de modélisation).

Ayant été un acteur de ce débat, je peux témoigner que la simulation a apporté un bouleversement total dans notre façon d'appréhender la turbulence. *Avant, nous étions des aveugles nous acharnant sur des équations statistiques insolubles, et proposant des « méthodes de fermeture » difficilement validables. Nous en avons presque oublié la mécanique des fluides... Maintenant, les outils de simulation numérique et de visualisation nous ont redonné la vue : le brouillard s'est dissipé, et la superbe beauté et simplicité de la turbulence sont apparues. La turbulence est beaucoup plus simple qu'on ne l'imaginait : elle est faite au départ de quelques tourbillons et instabilités fondamentales, que l'on peut comprendre simplement à partir des principes de base de dynamique tourbillonnaire. Il est clair aussi que ces tourbillons ont des interactions complexes qui fabriquent en même temps des petites et grandes échelles.*

Il faut donc revoir les modèles industriels de la turbulence à la lumière de cette nouvelle compréhension que la simulation nous a donnée. Celle-ci est de plus en plus utilisée comme expérience (numérique) pour valider les modèles. Mais je crois surtout que les performances récentes obtenues par les simulations des grandes échelles, jointes au développement sans précédent de la puissance des calculateurs, vont faire de la simulation³⁶ le nouvel outil de prédiction numérique des fluides turbulents industriels.

36. Alliée aux modèles industriels dans des situations très complexes.

4.6.2. Turbulence bidimensionnelle : point de vue statistique

Cascade d'énstrophie

Les statistiques de la turbulence bidimensionnelle sont avant tout gouvernées par le transport de la vorticité dans le mouvement du fluide, et sa dissipation par viscosité moléculaire. Nous commençons par introduire un nouveau concept, l'*énstrophie*, qui est l'équivalent de l'énergie cinétique en ce qui concerne la vorticité. Considérons un tourbillon local de taille r ayant une vitesse caractéristique de retournement v_r et une énergie cinétique $(1/2)v_r^2$. Sa vorticité ω_r sera de l'ordre de v_r/r , et l'énstrophie sera définie comme une sorte d'énergie associée à la vorticité, c'est-à-dire $(1/2)\omega_r^2$. Les grandes échelles de la turbulence bidimensionnelle, caractérisées par les tourbillons cohérents rencontrés plus haut, ont une taille caractéristique L , et une vorticité ω_L . Nous considérons maintenant des tourbillons de taille r plus petite que L . Ces tourbillons seront étirés entre les gros tourbillons, et aplatis, comme le montre la figure 4.19.

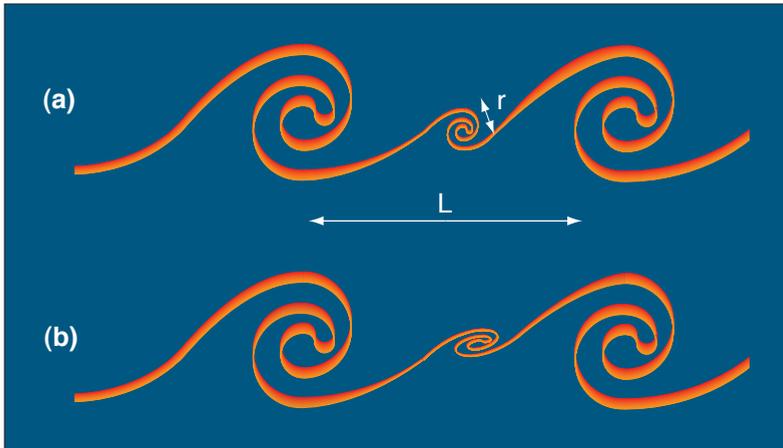


Figure 4.19 – Étirement schématique d'un tourbillon à petite échelle entre deux gros tourbillons en turbulence bidimensionnelle

Dans ce processus, leur taille transversale r va être réduite, mais leur vorticité v_r/r va être conservée. On en déduit que ω_r est indépendant de r et égal à ω_L . Cet aplatissement des petits tourbillons par les gros (qui est un mécanisme fortement non local), se traduit donc par la loi

$$v_r = r \omega_L \quad , \quad (4.24)$$

distribution de vitesse qui est très différente de celle de Kolmogorov (en turbulence tridimensionnelle), où v_r était proportionnel à $r^{1/3}$. Ici, la fonction de structure des vitesses d'ordre 2, v_r^2 , est proportionnelle à r^2 .

Introduisons maintenant le taux de dissipation d'énstrophie β , de la manière suivante : les tourbillons à grande échelle ont un temps caractéristique de retournement de l'ordre de l'inverse de leur vitesse angulaire de rotation, soit ω_L^{-1} . Ce temps est caractéristique

stabilité hydrodynamique [24]. Il a fort gentiment accepté de venir nous faire une conférence à Grenoble. J'ai alors découvert que Betchov [23] avait publié dès 1957 des mesures expérimentales validant la loi de Kolmogorov sur plus de deux décades de nombres d'onde dans un appareil expérimental, baptisé le *porc-épic* par ses étudiants (fig. 4.4 (gauche)). Il s'agit d'une boîte dont l'extrémité est percée de 80 trous. Un ventilateur à l'autre extrémité aspire l'air à travers de fins tuyaux placés dans les trous. Ce sont ces tuyaux hérissant la boîte qui lui donnaient l'aspect d'un porc-épic. La turbulence générée par l'interaction des 80 jets est très active, et son nombre de Reynolds est suffisant pour obtenir une loi de Kolmogorov. En fait, Betchov cite des travaux expérimentaux antérieurs, où le spectre de Kolmogorov de presque deux décades a été obtenu dans un jet par Corrsin en 1951, et dans un tuyau par Laufer en 1953. Ce dernier a même obtenu un tout petit morceau de $k^{-5/3}$ dans un canal dès 1950. Notons pour l'histoire que Corrsin et Laufer, élèves de Liepman au CALTECH, étaient les « petits-enfants spirituels » de von Karman. Corrsin allait ensuite, avec Kovaszny, fonder la célèbre école de mécanique des fluides de l'université Johns Hopkins à Baltimore.

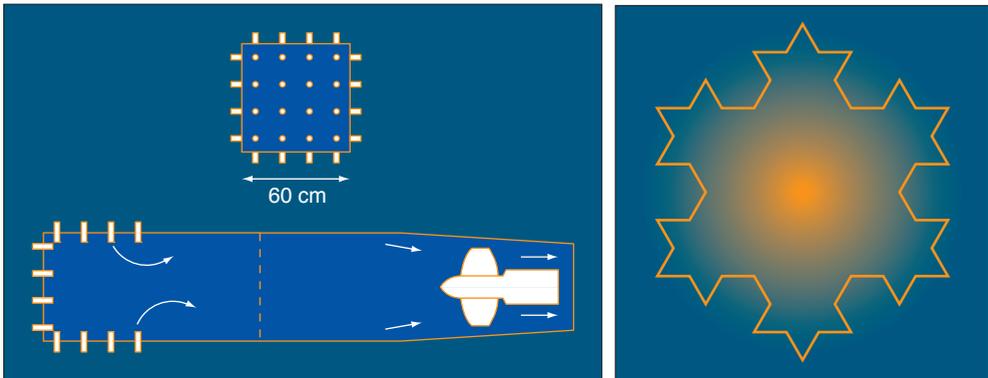


Figure 4.4 – À gauche, schéma du « porc-épic » utilisé par Betchov pour mettre en évidence la loi de Kolmogorov (d'après Betchov [23], avec l'aimable autorisation de Cambridge University Press) ; à droite, exemple d'ensemble fractal : la courbe de Koch

4.2.6. Vérification par modèle spectral EDQNM

On utilisera au chapitre 5 des méthodes de résolution du problème de la turbulence isotrope tridimensionnelle par des modèles statistiques qui supposent que la turbulence est proche d'un état gaussien. La théorie la plus simple de ce genre est la théorie quasi normale markovienne à amortissement turbulent (EDQNM en anglais, voir Lesieur [147] p. 237 et suivantes). De manière plus précise, on écrit les équations d'évolution des corrélations statistiques doubles des vitesses en fonction des corrélations triples, et de celles-ci en fonction des corrélations quadruples. Ce sont ces dernières

pour amorcer le tapis roulant. Le livre de Dautray et Lesourne [58] donne des informations très intéressantes sur ce dernier, avec intensités en surface et au fond^{31, 32}.

Tout ceci fait l'objet d'un vif débat mondial. Il paraît clair que la réduction par l'homme de ses rejets dans l'atmosphère de gaz dits « à effet de serre » dans le chauffage, les transports³³, l'agriculture, l'activité industrielle, et la production d'énergie par combustion de charbon, pétrole et gaz, doit être vivement encouragée. Des investissements importants doivent être faits pour développer les énergies renouvelables (en particulier solaire, éolienne, géothermique, hydraulienne, hydrogène). Enfin, suite au grave accident nucléaire au Japon (Sendai, mars 2011), il faut aussi sécuriser toutes les installations nucléaires vis-à-vis des séismes, tsunamis, inondations et tempêtes.

Instabilités de double diffusion

Toujours en parlant de l'océan, on observe souvent des phénomènes très curieux de double diffusion (voir par exemple Tritton [230]). Considérons par exemple un océan qui a été chauffé en surface par le rayonnement solaire ; ce dernier peut produire une forte évaporation, conduisant à une augmentation de la salinité : on a donc de l'eau chaude et salée en surface, froide et moins salée (nous dirons pure pour simplifier) au fond. Il se trouve que le sel diffuse beaucoup moins vite que la chaleur. Supposons donc qu'une parcelle fluide soit écartée de sa position d'équilibre (vers le haut par exemple) ; elle aura le temps de s'ajuster à la température ambiante (plus importante) sans voir augmenter sa salinité. Son poids sera donc plus faible que celui du fluide déplacé (qui a la même température, mais est plus salé), et la poussée d'Archimède l'emportera : il y aura instabilité. Cette instabilité conduit à la formation de *doigts de sel*, où l'eau pure froide monte, et l'eau salée chaude descend. On parlera de convection thermohaline. Ces instabilités de double diffusion s'observent aussi lorsque l'on sale (ou sucre) une tasse de liquide chaud. Elles sont très importantes dans certains problèmes de croissance cristalline. Les doigts de sel ont souvent, comme les cellules de convection, des sections horizontales en forme d'hexagones, à l'intérieur desquels l'eau (froide et pure) monte.

J'ai trouvé par hasard ce qui pourrait être un exemple de convection thermohaline en feuilletant l'album *La grande faille d'Afrique* [126], à propos du lac salé de Karoum, en Éthiopie (fig. 3.19). Après la saison des pluies, le lac s'assèche en formant des cellules hexagonales ayant un diamètre de l'ordre de deux mètres, et séparées par des crevasses. Dans cette hypothèse, ces crevasses correspondent à la descente de l'eau chaude salée le long des arêtes des cellules de convection lors de l'assèchement du lac. Elles sont ensuite comblées par des poussières et du sable pour former des sortes

31. Il est très probable que le moteur du tapis roulant océanique soit dans les alizés.

32. L'interruption des plongées océaniques polaires conduirait à un renforcement de la recirculation du Gulf Stream vers le sud, qui redistribuerait la chaleur actuellement transportée vers l'Europe du Nord. Le Kuroshio serait maintenu (si la remontée du tapis dans le Pacifique persistait) ou renforcé.

33. Avec une intensification des programmes de véhicules semi-électriques ou électriques.

Dans ce processus, elle ne subira aucune tendance à l'enroulement, ce qui traduit le fait qu'un choc est irrotationnel.

Dans les nappes tourbillonnaires au contraire, c'est la vitesse du fluide parallèlement à la nappe qui subit une quasi-discontinuité de part et d'autre de celle-ci ; d'autre part, dans le régime laminaire, les parcelles fluides voyageront d'un côté ou de l'autre de l'interface sans la traverser.

Supposons maintenant qu'une perturbation extérieure conduise à l'oscillation de la nappe tourbillonnaire (fig. 3.2).

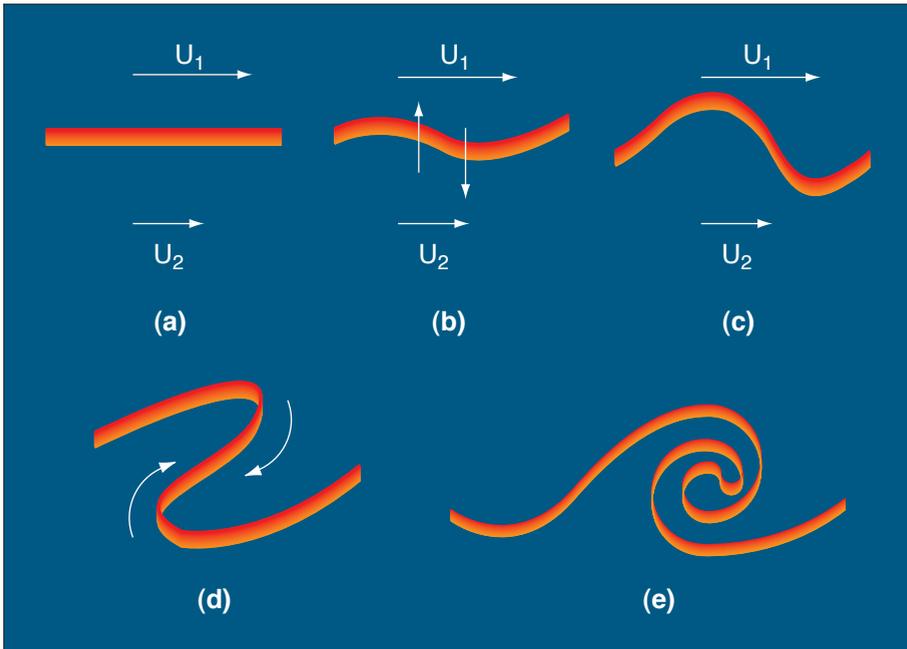


Figure 3.2 – Formation d'un tourbillon en spirale par instabilité d'une nappe tourbillonnaire

En premier lieu, un raisonnement analogue à celui fait pour la portance d'une aile permet de dire que la pression dans les parties concaves de la nappe va être supérieure à la pression dans les parties convexes. Donc le fluide va pousser la nappe tourbillonnaire vers le haut et vers le bas (fig. 3.2(b)), accroissant l'amplitude de l'oscillation. On applique ensuite le théorème de Helmholtz-Kelvin, qui permet de dire, si l'on accepte de négliger la viscosité, que la nappe tourbillonnaire va être emportée par le fluide. En première approximation, la partie supérieure de la nappe sera donc emportée par le fluide du haut, et la partie inférieure par le fluide du bas. Puisque ce dernier est moins rapide, la partie supérieure de la nappe tourbillonnaire va rattraper la partie inférieure, et provoquer une sorte de raidissement du front (fig. 3.2(c)). Jusqu'à présent, c'est un peu comme les voitures du chapitre 2, qui s'aggloméraient en paquets. Mais un nouveau mécanisme intervient, conduisant à l'enroulement de

On trouve aussi que l'épaisseur de la couche limite croît proportionnellement à la racine carrée de la distance au bord d'attaque x . Le nombre de Reynolds $R_\delta = U\delta(x)/\nu$ basé sur l'épaisseur de la couche limite et la vitesse amont va donc croître lorsque l'on se déplace avec le fluide vers l'aval. Nous discuterons au chapitre suivant des diverses instabilités qui interviennent dans le processus de transition à la turbulence dans ce cas. On montre en particulier par la théorie que, quand R_δ dépasse la valeur de 520, des oscillations du fluide appelées ondes de Tollmien-Schlichting (T.S.) se produisent (fig. 2.13(b)). Le nombre de Reynolds basé sur la distance aval x , $R_x = Ux/\nu$, correspondant à cette transition aux ondes, est de l'ordre de 10^5 . Plus en aval la couche limite continue à s'épaissir et, pour un nombre de Reynolds $R_x = 10^6$, la turbulence se développe dans les petites échelles (fig. 2.13(c)). Ceci correspond à $R_\delta = 2000$ ²⁰.

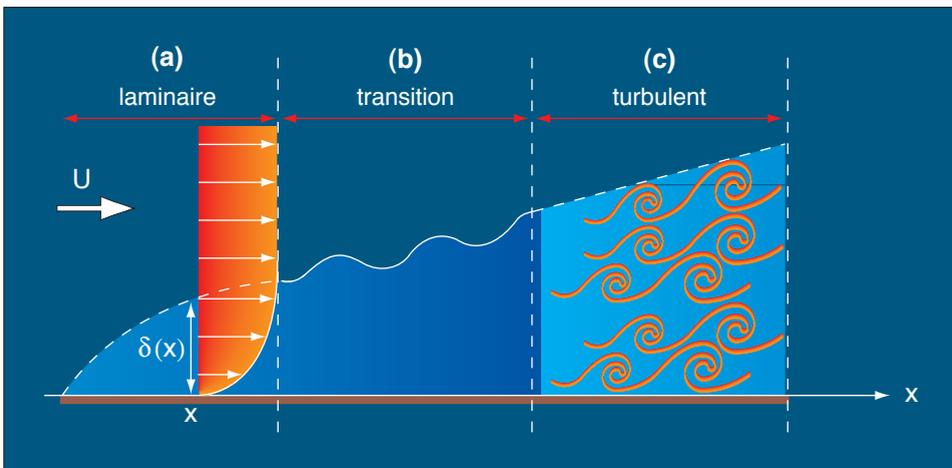


Figure 2.13 – Schéma de la transition en couche limite :
 (a) profil laminaire ; (b) propagation d'ondes de T.S. ; (c) transition à la turbulence

Cette turbulence est très intermittente, comme l'atteste la figure 2.14, qui montre à la fois des petites échelles turbulentes, et des grosses bouffées cohérentes (voir chap. 4). Cette figure est extraite du superbe livre d'images de M. Van Dyke [234]. Ce dernier, grand ami de la France, où il avait fait de longs séjours à Paris et Poitiers, disait qu'il passait beaucoup de temps le week-end à manipuler des cartons de livres dans son garage. Il est aussi à la base de méthodes dites de *perturbations singulières* très importantes pour analyser les profils de couche limite près des obstacles de forme quelconque (Van Dyke [233]). Il est malheureusement décédé en 2010. C'était un homme très chaleureux pour les jeunes (étudiants et collègues), et d'un grand rayonnement. J'avais été agréablement surpris qu'il m'appelle personnellement de Stanford en 1982

20. Ainsi un écoulement d'air de 36 km/h (10 m/s) sur une plaque plane, et dont la viscosité ν est de l'ordre de 10^{-5} , deviendra-t-il turbulent à une distance aval de 1 m. Même chose pour un courant d'eau (viscosité $\approx 10^{-6}$) de 1 m/s.