

Chapitre 7

COUCHES LIMITES

7.1 La notion de couche limite

Nous avons déjà examiné des écoulements où les effets visqueux sont entièrement dominants et des écoulements où nous avons au contraire complètement négligé les effets de la viscosité. Par exemple, pour établir le principe de fonctionnement du tube de Pitot (§ 5.2), nous avons utilisé la loi de Bernoulli. Pourtant le résultat ainsi obtenu est conforme à ce qui observé dans la réalité où les effets visqueux ne sont jamais totalement négligeables. En particulier, la viscosité du fluide impose toujours que la vitesse de l'écoulement soit nulle au voisinage immédiat d'une paroi solide ce qui est en contradiction avec l'hypothèse de glissement utilisée pour les écoulements de fluide parfait. Il est possible de réconcilier ces deux points de vue contradictoires grâce à l'existence d'une couche limite dans laquelle les effets visqueux sont confinés et en dehors de laquelle les effets visqueux sont négligeables.

L'existence d'une couche limite provient des effets combinés de la viscosité et de la convection par l'écoulement moyen sur le transport de la quantité de mouvement. Nous avons établi dans l'introduction (§ 1.5) que la mise en mouvement d'une plaque plane infinie conduit à une diffusion de la quantité de mouvement vers l'intérieur du fluide. L'épaisseur de la couche dans laquelle la diffusion a eu lieu est de l'ordre de $\sqrt{\nu t}$. La viscosité est également responsable de la diffusion de la vorticité dans l'écoulement. A l'instant initial, le fluide est au repos et, évidemment, la vorticité est nulle partout. Si nous reprenons le profil de vitesse établi dans 1.5 et calculons la vorticité $\omega_z = \partial u/\partial y - \partial v/\partial x$, nous obtenons un profil de vorticité qui décroît comme $\exp(-\zeta^2)$ où ζ est la coordonnée normale à la plaque normalisée par $\sqrt{\nu t}$. Ainsi, à l'intérieur de la couche d'épaisseur $\sqrt{\nu t}$, la vorticité cr e e par la brusque mise en mouvement de la plaque a diffusé. En revanche, à l'extérieur la vorticité n'a pas eu le temps de diffuser et l'écoulement est resté irrotationnel.

Dans cet exemple de la plaque infinie, il y a une invariance par rapport à la coordonnée x le long de la plaque. De ce fait, le transport de quantité de mouvement par l'écoulement moyen, parallèle à la plaque, n'a aucun effet, la quantité transportée ayant la même valeur à toutes les abscisses x . Il n'en est pas de même dans un cas plus général (par exemple, si la plaque plane est de longueur finie) où la convection par l'écoulement moyen va participer au transport de la quantité de mouvement. Considérons le cas d'une plaque plane de très faible épaisseur et de longueur l placée dans un écoulement uniforme parallèle à la plaque (fig. 7.1).

Supposons que l'écoulement uniforme soit brusquement accéléré de 0 à la vitesse constante U . La viscosité impose le développement autour de la plaque d'une couche où la vorticité n'est pas nulle. L'écoulement moyen s'oppose à l'extension de cette couche vers l'amont. En revanche, il favorise son développement vers l'aval. Contrairement au cas de la plaque infinie, nous pouvons atteindre ici un état stationnaire pour le transport de la vorticité et de la quantité de mouvement. Cet  tat stationnaire va définir l'épaisseur de la couche limite. Le temps moyen mis par un élément de fluide pour parcourir la totalité de la plaque est l/U . Pendant ce temps, la viscosité permet à la quantité de mouvement de diffuser sur une distance $\delta = (\nu l/U)^{1/2} = lRe^{-1/2}$, si nous calculons

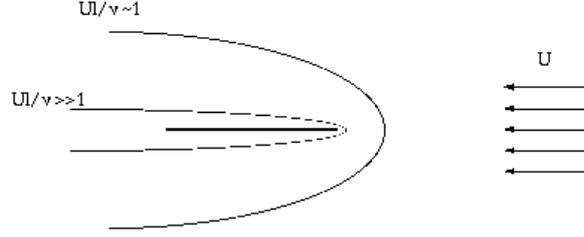


FIG. 7.1 – Couche limite autour d’une plaque plane de longueur l , dans le cas où Ul/ν est d’ordre unité et dans le cas où Ul/ν est très grand.

le nombre de Reynolds sur la longueur de la plaque. Si le nombre de Reynolds ainsi calculé est suffisamment grand, l’épaisseur δ sera petite devant la longueur l de la plaque. En dehors de la couche limite, l’écoulement reste irrotationnel et les effets visqueux sont négligeables. Ce raisonnement s’applique à tout corps solide placé dans un écoulement, à condition que la couche limite reste effectivement confinée près du corps ; nous verrons plus tard quelles sont les conditions qui conduisent au décollement de la couche limite.

Ceci justifie l’utilisation de l’hypothèse de fluide parfait pour décrire l’écoulement autour d’un corps solide ainsi que la recherche de solutions qui dérivent d’un potentiel (écoulements irrotationnels).

7.1.1 Approximations de l’équation de Navier-Stokes dans une couche limite.

Le fait que l’épaisseur de la couche limite soit petite devant les autres dimensions caractéristiques de l’écoulement permet de faire des approximations dans l’équation de Navier-Stokes. Pour simplifier, considérons toujours le cas d’une plaque plane (placée en $y = 0$) placée dans un écoulement uniforme à l’infini ($u = U, v = 0$) et supposons que l’écoulement est bidimensionnel.

La faible épaisseur de la couche limite implique que les dérivées de la vitesse dans la direction y (normale à la plaque) sont beaucoup plus grandes que les dérivées dans la direction x :

$$\left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \gg \left| \frac{\partial u}{\partial x} \right| \text{ et } \left| \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right| \gg \left| \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right| \quad (7.1)$$

Ces inégalités permettent de simplifier l’écriture de l’équation de Navier-Stokes pour la composante u de la vitesse :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (7.2)$$

Par ailleurs, la composante de vitesse v , normale à la plaque est petite devant u , ainsi que le montre la relation d’incompressibilité :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \approx \frac{u}{l} + \frac{v}{\delta} = 0 \quad (7.3)$$

Nous pouvons noter que l’équation (7.2) est identique à l’équation d’Euler pour les fluides parfaits à un terme près qui est proportionnel à la viscosité et qui rend compte de la diffusion de la vorticité. Les considérations générales développées ci-dessus suggèrent que ce terme de viscosité est comparable aux termes inertiels de (7.2) à l’intérieur de la couche limite, soit :

$$u \frac{\partial u}{\partial x} \approx \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (7.4)$$

soit, en ordre de grandeur : $U \frac{U}{l} \approx \nu \frac{U}{\delta^2}$, qui conduit à :

$$\delta^2 \approx l^2 \frac{\nu U}{l} \text{ soit } : \delta \approx l Re^{-1/2} \quad (7.5)$$

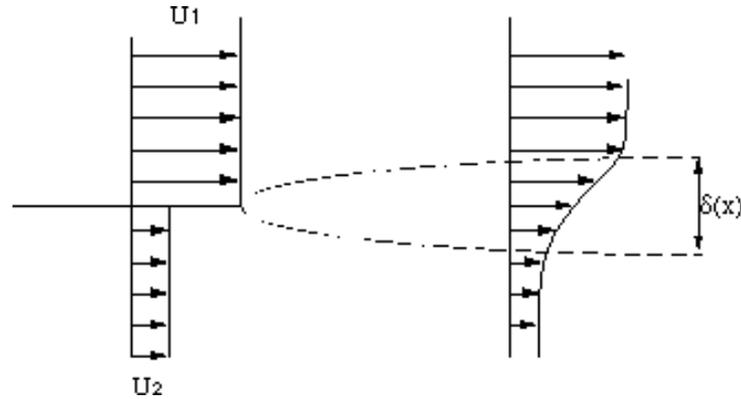


FIG. 7.2 – couche de mélange se développant entre deux écoulements uniformes de vitesses U_1 et U_2 .

où le nombre de Reynolds est défini avec la longueur de la plaque. Une des conséquences de (7.5) est que la composante v a pour ordre de grandeur : $URe^{-1/2}$ et que la projection suivant y de l'équation de Navier-Stokes se réduit à :

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (7.6)$$

tous les termes proportionnels à v étant petits. La pression est donc pratiquement constante à travers la couche limite et elle déterminée par la résolution de l'équation d'Euler en dehors de la couche limite. lorsque l'écoulement est stationnaire, l'équation d'Euler est équivalente à la relation de Bernoulli. Il est donc possible de résoudre (7.2) en utilisant les conditions aux limites suivantes : sur la plaque plane ($y = 0$) : $u = v = 0$; sur l'extérieur de la couche ($y/\delta \mapsto \infty$) : $u(x, y, t) \mapsto U(x, t)$ et $v \mapsto 0$, la pression étant donnée par l'équation de Bernoulli $p + 1/2\rho U^2 = C^{te}$. Le raisonnement que nous venons de faire pour une plaque plane peut être généralisé à d'autres géométries. Nous pouvons décrire de la même manière la couche limite sur une paroi courbe. Il suffit de définir un système de coordonnées curvilignes suivant le contour de la paroi solide. Il faudra également tenir compte du gradient de pression radial imposé par la courbure des lignes de courant et remplacer l'équation (7.6) par une équation similaire à (6.2). Nous pouvons également utiliser des approximations de couche limite pour décrire la zone de transition entre deux écoulements parallèles de vitesses différentes (couche de mélange, fig. 7.2) ou bien pour décrire un sillage laminaire. Les approximations essentielles reposent en effet sur la grande disparité des longueurs caractérisant l'écoulement dans deux directions orthogonales.

7.2 Couche limite sur une plaque plane

En utilisant les approximations justifiées ci-dessus, nous allons déterminer le champ de vitesse dans la couche limite se développant sur une plaque plane. Nous avons à résoudre l'équation (7.2), couplée à la condition d'incompressibilité (7.3) avec les conditions aux limites suivantes : $u = v = 0$ en $y = 0$ et $u \mapsto U$ si $y/\delta \mapsto \infty$ lorsque $l > x > 0$ et $u = U$ en $x = 0$, quel que soit y . Il est clair que l'épaisseur de la couche limite augmente lorsqu'on se déplace dans le sens de l'écoulement moyen. Chaque portion de la paroi solide contribue en effet à ralentir l'écoulement par le biais du frottement visqueux. A une distance x du bord d'attaque de la plaque, seules les parties de la plaque situées en amont de ce point ont contribué à l'épaississement de la couche limite. Nous pouvons donc supposer que l'épaisseur locale de la couche limite ne dépend que de la coordonnée x et pas de la longueur totale de la plaque. Sachant qu'un élément de fluide parcourt la distance x en un temps de l'ordre de x/U et que la distance sur laquelle diffuse la quantité de mouvement est de l'ordre de $\sqrt{\nu t}$, l'épaisseur locale de la couche limite $\delta(x)$ doit être de l'ordre de $\sqrt{\nu x/U}$. Tout le raisonnement qui suit repose sur le fait que l'épaisseur de couche limite ne dépend que la

distance au bord d'attaque et que ce qui se passe en aval n'influence pas la couche limite. Avant de chercher des solutions des équations (7.2) et (7.3), nous allons les écrire avec des variables sans dimension (avec des primes). Nous normalisons naturellement la vitesse u le long de la plaque par la vitesse à l'infini U :

$$u = u'U \quad (7.7)$$

Reprenons maintenant la condition d'incompressibilité et écrivons l'ordre de grandeur des différents termes avec les grandeurs " locales " X et $\delta(X)$ où X est la distance depuis le bord d'attaque de la plaque :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \approx \frac{u}{X} + \frac{v}{\delta(x)} \quad (7.8)$$

ce qui nous conduit à :

$$v \approx u \frac{\delta(x)}{X} \text{ et } v = v'URe_X^{-1/2} \quad (7.9)$$

où Re_X est un nombre de Reynolds défini sur la longueur X : $Re_x = UX/\nu$. L'échelle de longueur suivant y est naturellement l'épaisseur locale de la couche limite et l'échelle de longueur suivant x est la distance X :

$$x = x'X \text{ et } y = y'\delta(X) \quad (7.10)$$

Reportons dans (7.2) les variables sans dimension définies par (7.7), (7.9) et (7.10) et remarquons que, à l'extérieur de la couche limite, la vitesse est constante et donc, la pression est également constante. Nous obtenons :

$$u' \frac{\partial u'}{\partial x'} + v' \frac{\partial u'}{\partial y'} = \frac{\partial^2 u'}{\partial y'^2} \quad (7.11)$$

Cette forme de l'équation de couche limite montre que les termes inertiels (membre de gauche) sont bien du même ordre de grandeur que les termes de viscosité (membre de droite). En effet, les variables adimensionnelles sont toutes choisies de manière à être d'ordre unité. On peut également remarquer que la viscosité du fluide et le nombre de Reynolds n'apparaissent plus directement dans cette équation. Ceci résulte du choix de l'épaisseur locale de la couche limite : $\delta(X) = XRe_X^{-1/2}$ qui décrit l'essentiel du phénomène physique conduisant à la formation de la couche limite. De la même manière que dans le problème de la plaque infinie mise brusquement en mouvement, nous allons trouver des solutions autosimilaires pour le profil de vitesse en prenant une coordonnée spatiale sans dimension : $\zeta = y/\delta(X) = y(U/\nu x)^{1/2}$ et en cherchant une solution pour u de la forme :

$$u = Uf(\zeta) \quad (7.12)$$

Pour satisfaire les conditions aux limites ($u(y=0) = 0$ et $u \mapsto U$ si $y \mapsto \infty$), il est nécessaire que : $f(0) = 0$ et : $f(\zeta) \mapsto 1$ si $\zeta \mapsto \infty$. En reportant l'expression (7.12) dans la condition d'incompressibilité, il vient :

$$\frac{\partial v}{\partial y} = \frac{\partial v}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial y} = \left(\frac{U}{\nu x} \right)^{1/2} \frac{\partial v}{\partial \zeta} = \frac{U}{2x} \zeta f'(\zeta) \quad (7.13)$$

soit :

$$\frac{\partial v}{\partial \zeta} = \frac{1}{2} \left(\frac{\nu U}{x} \right)^{1/2} \zeta f'(\zeta) \quad (7.14)$$

qu'il est possible d'intégrer par parties en :

$$v = \frac{1}{2} \left(\frac{\nu U}{x} \right)^{1/2} \left[\zeta f(\zeta) - \int_0^\zeta f(\xi) d\xi \right] \quad (7.15)$$

en tenant compte de la condition $v(y=0) = 0$. Nous pouvons maintenant insérer les expressions (7.12) et (7.15) dans l'équation (7.2), avec $\partial p/\partial x = 0$ puisque la pression est constante à l'extérieur de la couche limite. Avec :

$$u \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{2} \frac{U^2}{x} \zeta f f' \text{ et } : v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{1}{2} \frac{U^2}{x} f' \left(\zeta f - \int f d\xi \right)$$

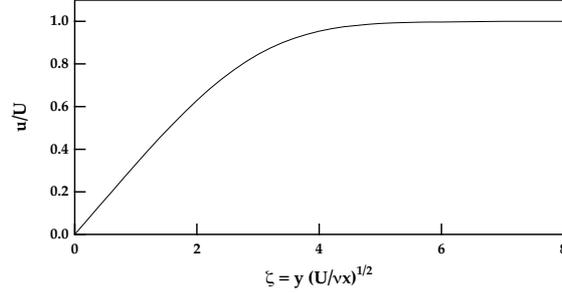


FIG. 7.3 – profil de vitesse dans la couche limite sur une plaque plane.

ainsi que :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \frac{U^2}{\nu x} f''$$

il vient :

$$2f''(\zeta) + f'(\zeta) \int_0^\zeta f(\xi) d\xi = 0 \quad (7.16)$$

qui est l'équation de Blasius décrivant le profil de vitesse. Remarquons la disparition explicite des coordonnées x et y dans cette dernière équation. Elles apparaissent seulement par l'intermédiaire de ζ qui est proportionnel à $yx^{-1/2}$. Ceci confirme que l'équation de couche limite admet bien des solutions autosimilaires (les profils de vitesses sont identiques à toutes les abscisses x). La solution de (7.16) a été obtenue numériquement. Il faut noter que lorsque ζ est inférieur à 2, le profil de vitesse est très proche d'une droite et que lorsque ζ atteint 5, f est supérieur à 0,99. La couche limite sur une plaque plane peut donc être représentée très schématiquement par un profil linéaire se raccordant à la valeur constante de la vitesse à l'extérieur de la couche limite (fig. 7.3). A partir du profil de vitesse, nous pouvons déterminer la force de friction exercée sur la plaque par l'écoulement. La contrainte de cisaillement sur la plaque est :

$$\sigma_{xy} = \eta \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} = \eta U f'(0) \frac{\partial \zeta}{\partial y} \quad (7.17)$$

soit, en faisant apparaître la pression dynamique ρU^2 et en prenant la valeur de $f'(0) = 0,33$ trouvée par le calcul :

$$\sigma_{xy} = 0,33 \rho U^2 \left(\frac{\nu}{Ux} \right)^{1/2} \quad (7.18)$$

La force totale sur une plaque de longueur l (par unité de longueur dans la troisième dimension) est donc l'intégrale de la contrainte donnée par (7.18) :

$$F_l = 0,33 \rho U^2 \int_0^l \left(\frac{\nu}{Ux} \right)^{1/2} dx = 0,66 \rho U^2 l \left(\frac{\nu}{Ul} \right)^{1/2} \quad (7.19)$$

Le coefficient de friction C_D est défini comme le rapport entre la force de traînée et la force qui serait exercée par la pression dynamique appliquée uniformément sur toute la plaque, soit :

$$C_D = \frac{F_l}{\rho U^2 l} = 0,66 Re_l^{-1/2} \quad (7.20)$$

L'expression du coefficient de friction trouvée ci-dessus dans le cas d'une plaque plane reste approximativement correcte sur des corps profilés, c'est-à-dire tant que la surface solide fait un angle faible avec la direction moyenne de l'écoulement (par exemple, dans le cas du profil d'aile de la fig. 1.1 placé en incidence nulle). Les calculs développés ci-dessus cessent également d'être

valables lorsque la couche limite devient turbulente ce qui se produit lorsque le nombre de Reynolds construit sur l'épaisseur locale de la couche limite $U\delta/\nu$ excède à peu près 600. Nous avons jusqu'à présent défini l'épaisseur δ de la couche limite par un raisonnement purement dimensionnel. Il est maintenant possible d'en donner une définition plus précise. La définition la plus simple consiste à chercher la valeur de ζ pour laquelle u/U atteint une valeur donnée, par exemple 0,99. On trouve alors : $\delta = 5(\nu x/U)^{1/2}$. Une autre définition, plus physique, consiste à définir l'épaisseur de déplacement qui estime le déficit global de débit dû à la présence de la couche limite. En amont de la plaque, le débit de fluide entre les lignes $y = 0$ et $y = D$ est évidemment $Q_0 = UD$. A une distance x en aval du bord d'attaque, ce débit devient :

$$Q = \int_0^D u dy = Q_0 - \int_0^D (U - u) dy \approx Q_0 - U \int_0^\infty \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy \quad (7.21)$$

où nous avons utilisé le fait que D est beaucoup plus grand que l'épaisseur de la couche limite et, qu'en dehors de cette couche, u est égal à U . Nous pouvons écrire (7.21) sous la forme :

$$Q = Q_0 - U\delta_1 \quad (7.22)$$

définissant ainsi l'épaisseur de déplacement δ_1 . Cette épaisseur est également la distance dont sont déplacées verticalement les lignes de courant dans l'écoulement potentiel à l'extérieur de la couche limite. En effet, il faut assurer la conservation du débit Q_0 entre les lignes de courant qui, loin en amont, se situent respectivement en $y = 0$ et $y = D$. Sachant qu'à l'extérieur de la couche limite, la vitesse est uniforme et égale à U , pour compenser le déficit exprimé par (7.22), il faut déplacer la ligne de courant extérieure d'une distance δ_1 . Cet écartement progressif des lignes de courant extérieures est dû à la petite composante verticale de vitesse.

7.3 Couches limites en présence d'un gradient de pression extérieur. Décollement

7.3.1 Influence de l'accélération ou décélération de l'écoulement externe

La configuration de l'écoulement (par exemple la courbure de la paroi solide) peut imposer un gradient de vitesse $\partial U/\partial x$ non nul à l'extérieur de la couche limite. L'application de la loi de Bernoulli nous indique que la pression varie également dans la direction de l'écoulement moyen. En utilisant la condition d'incompressibilité, nous pouvons obtenir la composante de vitesse verticale v en fonction du gradient de vitesse longitudinal :

$$v(y) = - \int_0^y \frac{\partial u}{\partial x} dy \quad (7.23)$$

Si $\partial u/\partial x$ est positif (le fluide accélère le long de la paroi), (7.23) nous indique que la composante verticale de vitesse sera négative. Pour satisfaire la condition d'incompressibilité, le fluide est ramené vers la paroi. L'accélération de l'écoulement hors de la couche limite contribue donc à amincir la couche limite. En revanche, s'il y a décélération de l'écoulement hors de la couche limite, (7.23) nous montre que v est positif, le fluide est emporté de la paroi vers l'écoulement extérieur. Cet effet se rajoute à l'épaississement de la couche limite provoqué par la diffusion de la quantité de mouvement due à la viscosité. A l'extérieur de la couche limite, le gradient de pression est :

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\rho U \frac{\partial U}{\partial x} \quad (7.24)$$

La composante de vitesse v étant très petite, la pression à l'intérieur de la couche limite est très peu différente de la pression externe. Ainsi, la décélération de l'écoulement externe conduit à l'existence d'un gradient de pression adverse, qui s'oppose à l'écoulement dans la couche limite. Si ce gradient de pression est suffisamment fort, il peut renverser l'écoulement et provoquer le décollement de la couche limite.

7.3.2 Solutions autosimilaires pour un écoulement externe en x^m

Lorsque la vitesse externe varie en loi de puissance avec la coordonnée longitudinale, soit : $U(x) = Cx^m$, il existe des solutions autosimilaires à l'équation de la couche limite. Ces solutions ont été déterminées numériquement par Falkner et Skan en 1930. Les deux composantes de vitesse u et v sont données par la fonction de courant :

$$\psi = \sqrt{\nu U x} f(\zeta) \quad (7.25)$$

où la coordonnée verticale adimensionnelle ζ est définie comme précédemment :

$$\zeta = y \left(\frac{U}{\nu x} \right)^{1/2} \quad (7.26)$$

et où la fonction f obéit à l'équation :

$$m f'^2 - \frac{1}{2}(m+1) f f'' = m + f''' \quad (7.27)$$

Lorsque $m = 0$, la vitesse est uniforme le long de la couche limite et l'équation (7.27) est équivalente à l'équation de Blasius (7.16) pour l'écoulement sur une plaque plane. Les solutions de l'équation de Falkner-Skan (7.27) pour quelques valeurs de m sont représentées sur la fig. 7.4. De la même manière que pour la couche limite sur une plaque plane, l'épaisseur de déplacement δ_1 et la contrainte de cisaillement sur la paroi peuvent être déterminées :

$$\delta_1 = \left(\frac{\nu x}{U} \right)^{1/2} \int_0^\infty (1 - f') d\zeta \propto x^{\frac{1}{2}(1-m)} \quad (7.28)$$

L'épaisseur de déplacement est uniforme le long de la paroi lorsque la vitesse externe augmente linéairement ($m = 1$). L'épaississement de la couche limite par diffusion " visqueuse " est exactement compensé par l'accélération de l'écoulement externe.

$$\sigma_{xy}(y = 0) = \rho \left(\frac{\nu U^3}{x} \right) f'(0) \propto x^{\frac{1}{2}(3m-1)} \quad (7.29)$$

Lorsque $m = 1/3$, la contrainte est uniforme tout au long de la paroi. La diminution du gradient de vitesse provoqué par l'épaississement de la couche limite est ici exactement compensé par l'accélération de l'écoulement externe. L'examen des solutions de l'équation de Falkner-Skan, en présence de décélération ($m < 0$) montre que les profils de vitesse ont un point d'inflexion (pour $m = 0$, le point d'inflexion est situé à la paroi). D'autre part, si $m < -0.091$, le gradient de vitesse $\partial u / \partial y$ à la paroi change de signe. Ceci montre que pour une décélération de l'écoulement externe caractérisée par une valeur de m inférieure à cette valeur critique, il y a renversement de l'écoulement à la paroi.

Dans l'analyse de Falkner et Skan, le gradient de vitesse $\partial u / \partial y$ change de signe partout dans la couche limite si m passe en dessous de la valeur critique $m = -0.091$. Dans l'écoulement autour d'un corps de forme complexe (une surface portante par exemple), le gradient de vitesse longitudinal $\partial U / \partial x$ évolue le long du corps. En pratique, la couche limite se sépare de la paroi solide au point où $\partial u / \partial y$ change de signe. Ce décollement est en général associé à un épaississement très important de la couche limite et également à l'apparition d'instabilités. Les approximations que nous avons faites pour décrire la couche limite ne s'appliquent alors plus. La conséquence essentielle pour les applications est que la vitesse dans la couche limite décroît considérablement (beaucoup plus vite que la décélération imposée par l'écoulement potentiel externe) et la pression croît également rapidement dans la direction de l'écoulement moyen.

7.3.3 Conséquences du décollement de la couche limite

Sillage des corps non profilés

Sur un corps non profilé (un cylindre ou une sphère, par exemple), la couche limite se développe à partir du point de stagnation situé sur la face amont du corps. Sur la partie arrière du corps, la

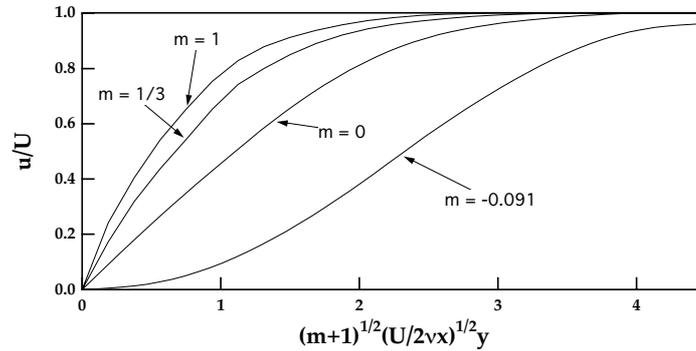


FIG. 7.4 – solutions de l'équation de Falkner-Skan pour quatre valeurs de m .

forme du solide impose une divergence rapide des lignes de courant, donc un ralentissement rapide de l'écoulement moyen. Ce ralentissement est naturellement la source d'un décollement prématuré de la couche limite (voir, par exemple, la fig. ??). La conséquence directe de ce décollement est la présence d'un sillage très large et une force de traînée très importante sur le corps. Afin de comparer l'influence de la forme de différents corps sur la force de traînée F_T , on définit un coefficient de traînée C_D (D comme Drag, traînée en anglais), tel que :

$$F_T = \frac{1}{2} \rho U^2 S C_D \quad (7.30)$$

où S est la surface frontale du corps et $1/2 \rho U^2$ est la pression dynamique qui, dans un écoulement à grand nombre de Reynolds, donne un ordre de grandeur de la surpression régnant sur la face amont du corps. C'est ce coefficient de traînée qu'on désigne traditionnellement par C_x pour les automobiles. Le coefficient de traînée est, en général, fonction du nombre de Reynolds. Toutefois, si les caractéristiques générales de l'écoulement varient peu, le coefficient de traînée reste presque constant. Ainsi, pour un cylindre, C_D varie de 1,4 à 1,2 lorsque Re varie de 10^2 à 10^5 (avec un minimum à 0,9 pour Re de l'ordre de 1000). A titre de comparaison, le coefficient de traînée d'un profil d'aile placé à angle d'incidence nul peut descendre en dessous de 10^{-2} . Cette faible traînée s'explique par l'absence de décollement appréciable de la couche limite sur l'ensemble du profil.

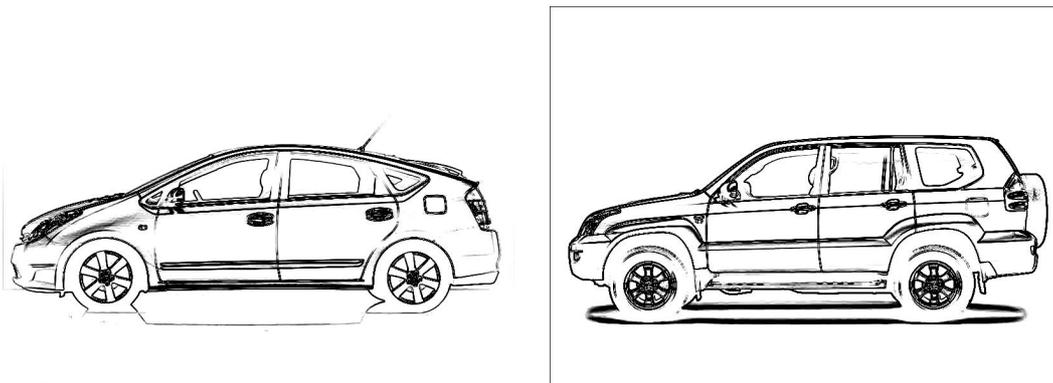


FIG. 7.5 – Vues de profil de deux modèles d'un constructeur japonais. A gauche un véhicule à propulsion hybride et C_x faible (0,26). A droite un véhicule à C_x et surface frontale élevés : une catastrophe aérodynamique et une consommation de carburant en conséquence.

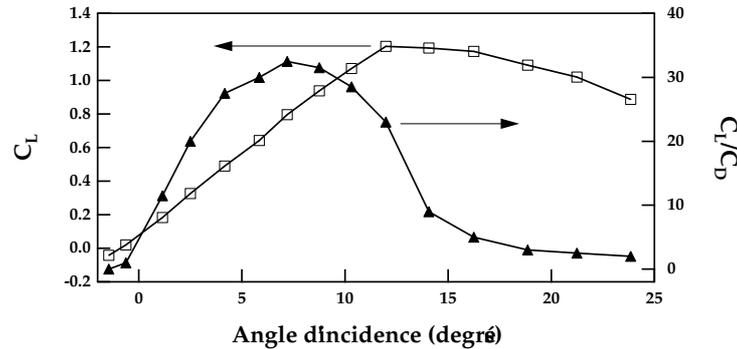


FIG. 7.6 – Coefficient de portance (C_L) et finesse (C_L/C_D) pour un profil d'aile en fonction de l'angle d'incidence (mesures effectuées à Re de l'ordre de 10^6).

Surfaces portantes

Comme nous l'avons vu en étudiant les écoulements où la viscosité peut être négligée, la présence d'une force portante sur un corps solide est associée à l'existence d'une circulation autour de ce corps et à une différence appréciable de vitesse entre la surface supérieure et la surface inférieure (voir la répartition de pression de la fig. 6.12). De même que la traînée est caractérisée par le coefficient C_D , la force de portance est définie par un coefficient sans dimension C_L (L comme lift) tel que :

$$F_P = \frac{1}{2} \rho U^2 S C_L \quad (7.31)$$

L'augmentation de l'angle d'incidence (angle entre l'écoulement loin de l'aile et l'axe du profil) se traduit d'abord par une augmentation de la portance, résultant essentiellement d'une accélération du fluide sur l'extrados. Néanmoins, lorsque l'angle d'incidence est augmenté au-delà d'une valeur qui dépend du nombre de Reynolds et de la forme exacte du profil, la portance diminue, de même que le rapport C_L/C_D (finesse) qui définit les performances de l'aile.

Cette diminution du coefficient de portance à grande incidence est lié au décollement de la couche limite à l'extrados du profil. A faible angle d'incidence, le décollement de la couche limite se produit loin du bord d'attaque. Sur la fig. 6.13, l'angle d'incidence est très élevé et le décollement se produit immédiatement en aval du bord d'attaque et influence tout l'écoulement sur la partie supérieure du profil. Sur un voilier, il est possible de visualiser le décollement de couche limite en posant des petits brins de laine sur les voiles, en particulier, le long du bord d'attaque. Lorsque les brins de laine se retournent, c'est le signe d'une inversion de l'écoulement sur la voile et donc du décollement de couche limite. C'est aussi le signe que l'angle incidence est trop grand et que la voile est incorrectement réglée.

7.3.4 Contrôle de la couche limite

Le décollement de couche limite étant générateur de perte de portance et d'augmentation de traînée, il faut chercher à le réduire. Différentes solutions ont été apportées à ce problème, en particulier en aéronautique. On a envisagé d'aspirer la couche limite en perçant de petits trous dans la paroi solide et en pompant le fluide. L'efficacité de ce procédé a été prouvé en soufflerie et sur quelques avions prototypes mais il n'a pas encore été mis en oeuvre sur des appareils produits en série. En revanche, le procédé de "soufflage" qui consiste à injecter tangentiellement du fluide à grande vitesse dans la couche limite est très efficace et plus simple à mettre en oeuvre. Tous les avions de transport modernes sont équipés de volets à fentes aussi bien au bord d'attaque qu'au bord de fuite des ailes (fig. 7.7). Ces volets sont entièrement déployés à l'atterrissage. Pour des raisons de sécurité, l'atterrissage doit s'effectuer à la vitesse la plus faible possible. Pour maintenir une portance suffisante, il est nécessaire de braquer l'avion et d'augmenter considérablement l'angle

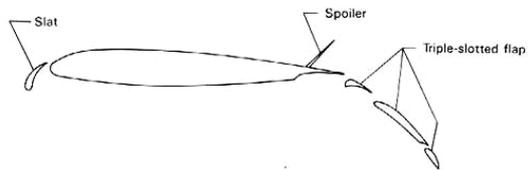


FIG. 7.7 – Schéma d'un profil d'aile avec bec de bord d'attaque et volets de bord de fuite. Document NASA. A droite, volet de bord de fuite et générateurs de turbulence sur une aile de Boeing 767.

d'incidence. Les volets à fente de bord d'attaque réinjectent de l'air à haute vitesse sur l'extrados et retardent considérablement le décollement de la couche limite. Les volets de bord de fuite permettent de réorienter le flux d'air quittant l'aile vers le bas et augmentent ainsi la portance.