

# ERRATUM

## Aérodynamique fondamentale

André Giovannini & Christophe Airiau

Date : le 6 mars 2019.

### 1 Remerciements

Nous remercions chaleureusement les personnes qui ont aimablement contribué à l'écriture de cet erratum. Plusieurs relectures attentives par les auteurs ont finalement permis de le compléter. Peu de corrections sont apportées aux exercices, même si des imprécisions subsistent : d'une part cela laisse une partie d'interprétation de l'énoncé et d'autre part, un second livre "Exercices et problèmes d'aérodynamique" contient des énoncés modifiés et les corrigés détaillés.

### 2 Introduction

Il y a une erreur typographique sur le nom de **George** Cayley.

### 3 Chapitre 1

1. P.3 : Il faut remplacer la référence aux forces de Coriolis par **forces inertielles (Coriolis et entraînement)**.

Ajoutons que pour des référentiels en rotation ( $R'$ ) par rapport à un référentiel galiléen ( $R$ ) à vitesse constante  $\Omega_{R'/R}$ , l'équation de conservation de la quantité de mouvement s'écrit avec la vitesse relative dans ( $R'$ ) notée  $\mathbf{V}$  :

$$\rho \left[ \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \mathbf{V} \mathbf{grad} \mathbf{V} \right] = -\mathbf{grad} p + \mathbf{div} \vec{\sigma}_v$$
$$+ \rho \left[ -2\Omega_{R'/R} \wedge \mathbf{V} - \Omega_{R'/R} \wedge (\Omega_{R'/R} \wedge \mathbf{OM}) + \mathbf{f}_v \right]$$

Le dernier terme  $\mathbf{f}_v$  représente d'éventuelles autres forces massiques.

## 4 Chapitre 3

— P.40 :  $M_{a_{z_0}} = -\frac{\rho_0}{2} \operatorname{Re} \left[ \oint_{(\mathcal{P})} (z - z_0) \left( \frac{df}{dz} \right)^2 dz \right]$

— P. 45 : Le foyer est **au voisinage** du quart du profil. **On pourra calculer la position exacte en exercice.**

— P. 49 : **2 - Profil cambré squelettique**

— P. 53 : Exercice 3.2, question 2.  $Z_C = a - R = -\epsilon a$  devient  $Z_C = a - R = -\epsilon$

Q.1 : Calculer  $\mu_1 + \mu_2$  et  $\mu_1\mu_2$  en fonction de  $\epsilon$ .

Q.3 :  $H'(Z) = 1 + \frac{B_0}{Z} + \frac{B_1}{Z^2} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{Z^3}\right)$  et évaluer les coefficients  $B_0$  et  $B_1$  en fonction de  $\mu_1, \mu_2$  puis de  $\epsilon$ .

En se basant sur les propriétés des fonctions holomorphes montrer que l'on doit avoir la relation  $\mu_1 + \mu_2 + (k - 1)a = 0$ .

— P. 55 : Exercice 3.5 :

7. **On pose pour simplifier  $k = 2.0$ .** Donner l'angle de portance nulle  $\alpha_0$ . Calculer la position du centre du profil, du foyer ainsi que les coefficients de portance  $C_L$  et de moment  $Cm_F$ .

8. À l'aide de développements limités à l'ordre un en  $\epsilon$ , établir l'équation paramétrique du profil sous la forme  $x = x(\theta)$  et  $y = y(\theta)$ . Montrer que le profil est symétrique.

— P.57 :

$$\frac{df}{dz} = \frac{U_0 \sin \alpha \sqrt{\ell}}{\sqrt{z + \frac{\ell}{2}}}$$

— P. 58 :

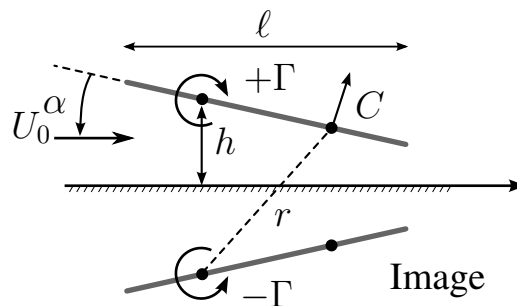


Figure 3.25 : plaque plane en présence du sol.

— p.59 : Exercice 3.10 :

$$\Gamma_2 = -\pi \ell U_0 \alpha \frac{(2k+1)(2k+3) + 1 - (2k+2)}{(2k+1)(2k+3) + 1} = -\pi \ell U_0 \alpha \left[ 1 - \frac{2k+2}{(2k+1)(2k+3) + 1} \right]$$

— p.59 : Exercice 3.11, question 3

$$\frac{dF}{dZ} = \frac{U_0 k}{\pi Z} \quad \text{et} \quad \frac{df}{dz} = \frac{U_0 k}{\pi K} \sqrt{\frac{Z-a}{Z-1}}$$

## 5 Chapitre 4

— p.70, équation 4.5 :

$$\frac{u}{U_0} = -\frac{1}{2} \left( \frac{a_0}{2} \tan \frac{\theta}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \sin n\theta \right)$$

— p.70, équation 4.8 :

$$\frac{v}{U_0} = \frac{1}{2} \left( \frac{b_0}{2} \tan \frac{\theta}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} b_n \sin n\theta \right)$$

## 6 Chapitre 5

— P. 85 : la note de bas de page devient :

$$\Gamma = \oint_C \mathbf{V} \cdot \mathbf{t} = \iint_S \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{n} dS$$

— P.87, 1ère ligne :  $\mathbf{r} = r \cos \beta \mathbf{e}_z + r \sin \beta \mathbf{e}_r$

— P.93 :

$$\Gamma(y) = k \ell(y) U_0 \left[ \alpha(y) - \frac{1}{4\pi U_0} \int_{-b}^{+b} \frac{d\Gamma(\eta)}{y - \eta} \right]$$

— P. 101 : "D'autre part, en règle générale le coefficient  $A_1$  est positif et les autres coefficients sont négatifs et la série  $A_{2p+1}$  est convergente en module." devient " **D'autre part la série  $A_{2p+1}$  est convergente en module** ".

— P.103. Rajouter à la légende de la figure 5.18 "**Aile elliptique**".

— P.103.

$$\sum_{n=1}^{\infty} A_n \left[ \sin(n\theta) \left[ 1 + \frac{2kn}{\pi\lambda} \right] - \frac{2kn \sin \theta}{\pi^2 \lambda} \int_0^\pi \frac{(\cos \theta' - \cos \theta) \cos(n\theta')}{(\cos \theta' - \cos \theta)^2 + \left( \frac{2h}{b} \right)^2} d\theta' \right] = \frac{2k\alpha}{\pi\lambda} \sin \theta$$

## 7 Chapitre 6

— P. 121 : équation 6.3

$$M_y = - \int_0^{\ell_0} \frac{dR_z}{dx} x dx = -\pi\rho_0 U_0^2 \int_0^{\ell_0} x \frac{d}{dx} [\alpha(x)b(x)^2] dx$$

$$M_y = -R_z \frac{2\ell_0}{3}$$

— P. 125 : les deux dernières équations de la page sont :

$$I_2 = \frac{1}{4\pi} \int_0^\ell \frac{q(x) - q(\xi)}{\sqrt{(x - \xi)^2 + r^2}} d\xi \approx \frac{1}{4\pi} \int_0^\ell \frac{q(x) - q(\xi)}{|x - \xi|} d\xi$$

$$4\pi I_2 = - \left[ \{q(x) - q(\xi)\} \ln(x - \xi) \right]_0^x + \left[ \{q(x) - q(\xi)\} \ln(\xi - x) \right]_x^\ell$$

$$- \int_0^x q'(\xi) \ln(x - \xi) d\xi + \int_x^\ell q'(\xi) \ln(\xi - x) d\xi$$

— P.126 : la première équation devient :

$$I_2 = \frac{q(x)}{4\pi} \ln[x(\ell - x)] - \frac{q(0)}{4\pi} \ln x - \frac{q(\ell)}{4\pi} \ln(\ell - x)$$

$$- \frac{1}{4\pi} \int_0^x q'(\xi) \ln(x - \xi) d\xi + \frac{1}{4\pi} \int_x^\ell q'(\xi) \ln(\xi - x) d\xi$$

— P. 126 : l'équation 6.10 devient :

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial x} \Big|_{r=R} = u_{x_1} = \frac{U_0 S''(x)}{2\pi} \ln \frac{R}{2} - \frac{U_0 S'(0)}{4\pi x} + \frac{U_0 S'(\ell)}{4\pi(\ell - x)}$$

$$- \frac{U_0}{4\pi} \int_0^x \frac{S''(\xi)}{x - \xi} d\xi - \frac{U_0}{4\pi} \int_x^\ell \frac{S''(\xi)}{\xi - x} d\xi$$

— P. 127 : l'équation 6.11 devient :

$$Kp = -\frac{S''(x)}{\pi} \ln \frac{R}{2} + \frac{S'(0)}{2\pi x} - \frac{S'(\ell)}{2\pi(\ell-x)} + \frac{1}{2\pi} \int_0^x \frac{S''(\xi)}{x-\xi} d\xi + \frac{1}{2\pi} \int_x^\ell \frac{S''(\xi)}{\xi-x} d\xi - R'^2(x) \quad (1)$$

— P.127 : "Ces termes numérotés de 1 à 5 "

— P.127 :  $\mathbf{T}_2 = \frac{S'(0)}{2\pi} \int_0^\ell \frac{S'(x)}{x} dx$

— P. 129 :

$$C_D = \frac{1}{\pi R^2(\ell)} \left[ -\frac{1}{2\pi} \int_0^\ell S''(x) \int_0^x S''(\xi) \ln(x-\xi) d\xi dx + \frac{1}{2\pi} \int_0^\ell S''(x) \int_x^\ell S''(\xi) \ln(\xi-x) d\xi dx + \frac{1}{2\pi} S'(\ell) \int_0^\ell S''(\xi) \ln(\ell-\xi) d\xi - \frac{1}{\pi} \frac{S'^2(\ell)}{2} \ln \frac{R(\ell)}{2} \right]$$

et pour l'équation (6.13) :

$$C_D = \frac{1}{2\pi^2 R^2(\ell)} \left[ -\int_0^\ell S''(x) \int_0^x S''(\xi) \ln(x-\xi) d\xi dx + \int_0^\ell S''(x) \int_x^\ell S''(\xi) \ln(\xi-x) d\xi dx \right]$$

— P. 135 :

$$x_P = \ell - \frac{\mathcal{V}}{\pi R^2(\ell)}$$

## 8 Chapitre 7

— P. 171 :

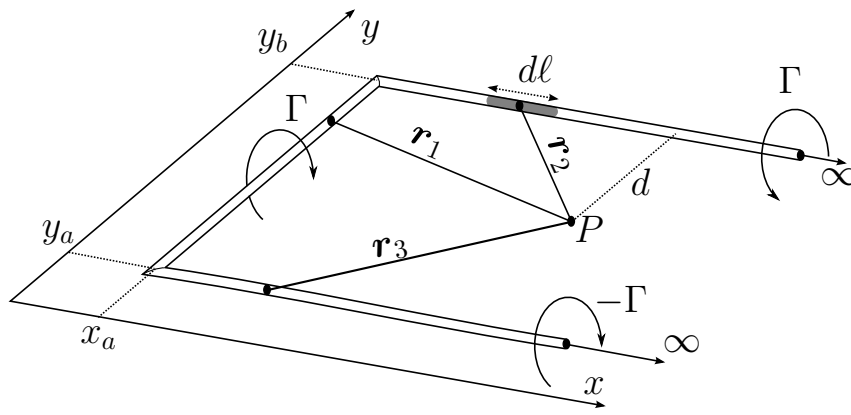


Figure 7.10 : tube tourbillon en fer à cheval : notations.

— P. 172, équation 7.30 devient :

$$w(x, y, 0) = -\frac{\Gamma}{4\pi} \frac{1}{y - y_a} \left[ 1 + \frac{\sqrt{(x - x_a)^2 + (y - y_a)^2}}{x - x_a} \right] + \frac{\Gamma}{4\pi} \frac{1}{y - y_b} \left[ 1 + \frac{\sqrt{(x - x_a)^2 + (y - y_b)^2}}{x - x_a} \right]$$

— P. 173,

$$w(x_a, (y_a + y_b)/2, 0) = -\frac{\Gamma}{\pi(y_b - y_a)}$$

## 9 Chapitre 8

— P. 195 :  $v(x, y) = U_0 y_0 \alpha \exp(-\beta \alpha y) \cos(\alpha x)$

— P. 196 :  $K_p = +\frac{2y_0}{\beta} \alpha \cos[\alpha(x - \beta y)]$

— P. 202. L'équation linéarisé de  $Kp$  est suivant Laitone

$$M^2 = M_0^2 - \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_0^2 \right) M_0^2 Kp_{\text{inc}} + \mathcal{O}(Kp_{\text{inc}}^2) \quad (2)$$

qui conduit à la relation du livre

$$Kp_{\text{comp}} = \frac{Kp_{\text{inc}}}{\beta + \frac{M_0^2}{2\beta} \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_0^2 \right) Kp_{\text{inc}}} \quad (3)$$

A. Bonnet a remarqué à juste titre que dans la relation 2 doit apparaître  $Kp = Kp_{\text{comp}}$ .

Après calculs non détaillés ici, le dénominateur de l'équation 3 devient :

$$\beta + \frac{M_0^2}{2\beta^2} \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_0^2 \right) K p_{\text{inc}}$$

Cette nouvelle relation mathématiquement et théoriquement plus correcte donne cependant des écarts plus importants par rapport aux expériences que la correction proposée par Laitone. Il faut donc relativiser l'importance de la correction de Laitone.

— P. 203 :

$$(1 - M_0^2) \frac{Y^2}{X^2} \frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial \bar{x}^2} + \frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial \bar{y}^2} =$$

$$(\gamma + 1) M_0^2 \tau \frac{Y^3}{X^3} \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial \bar{x}} \frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial \bar{x}^2} + 2 M_0^2 \tau \frac{Y}{X} \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial \bar{y}} \frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial \bar{x} \partial \bar{y}}$$

— P.205, section 8.6.2. La première équation est :

$$-M_0^2 \frac{Y^2}{X^2} \frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial \bar{x}^2} + \frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial \bar{y}^2} =$$

$$\left[ (\gamma - 1) \tau \frac{Y}{X} \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial \bar{x}} + \frac{\gamma + 1}{2} \tau^2 \left( \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial \bar{y}} \right)^2 \right] M_0^2 \frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial \bar{y}^2} + 2 M_0^2 \tau \frac{Y}{X} \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial \bar{y}} \frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial \bar{x} \partial \bar{y}}$$

— P. 210 : l'axe des abscisses de la figure 8.8 est modifié :

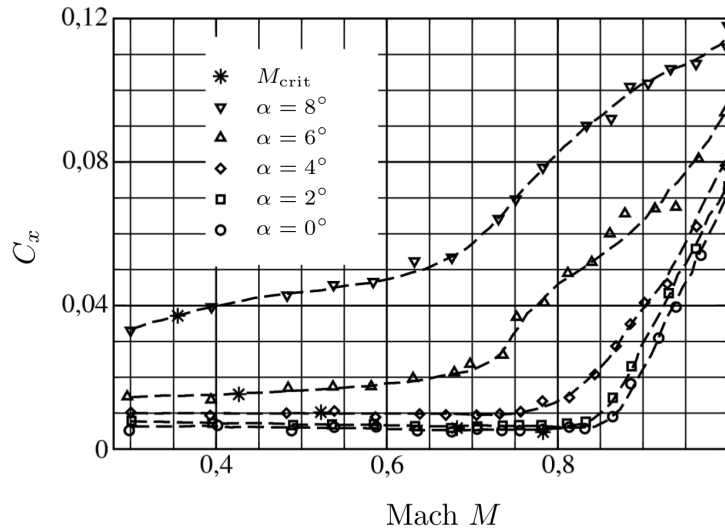


Figure 8.8 : évolutions de la traînée aérodynamique dans le domaine transonique pour un profil NACA 64A009, données NACA TM 3607

— P. 211 : dans l'équation 8.18 le  $C_x$  est  $C_{x_{\text{comp}}} = \frac{C_{z_{\text{inc}}}^2}{\pi \lambda \sqrt{1 - M_0^2}}$

— P. 212 : dans l'équation 8.19 :

$$C_{L_{\text{comp}}} = \frac{2\pi\alpha \cos \Lambda}{\sqrt{1 - M_0^2 \cos^2 \Lambda}} \quad \text{et} \quad C_{m_{\text{comp}}} = \frac{\pi\alpha \cos \Lambda}{2\sqrt{1 - M_0^2 \cos^2 \Lambda}} \quad (4)$$

— P. 217 : exercice 8.1, question 2 :  $R = 1 + \frac{M^2}{4} + \frac{2 - \gamma}{24} M^4 + \mathcal{O}(M^6)$

— P. 217 : exercice 8.1, question 3 :  $\frac{U_m}{U} = \sqrt{1 + \frac{M^2}{4}}$

— P. 218 : problème de deux colonnes collées. Le tableau est :

$M_0$	0	0.22	0.32	0.40	0.42	0.50	0.54	0.592	0.608	0.665	0.73
$C_L$	0.6	0.62	0.631	0.652	0.66	0.7	0.728	0.766	0.79	0.782	0.622

TABLE 8.3 : Evolution expérimentale du coefficient de pression de portance  $C_L$  en fonction du nombre de Mach  $M_0$

## 10 Chapitre 9

— P. 233. Lire :

— La zone extrados ( $B_e$ ) pour laquelle on a  $g = 0$  et  $v = -u\beta = -U_0\alpha...$

— La zone intrados ( $B_i$ ) pour laquelle on a  $f = 0$  et  $v = u\beta = -U_0\alpha...$

— P. 242 : exercice 9.5. L'équation exacte du profil est :  $y_s(x) = -\frac{\epsilon}{a^2} (x + a) (x^2 - a^2)$

## 11 Chapitre 10

— P.264 : Corrections d'erreurs typographiques dans les relations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{T_1}{T_0} = \frac{T_{i_0}}{T_0} \frac{T_1}{T_{i_1}} = \frac{2 + (\gamma - 1)M_0^2}{2 + (\gamma - 1)M_1^2} \\ \frac{p_1}{p_0} = \frac{M_0}{M_1} \sqrt{\frac{T_1}{T_0}} = \frac{M_0}{M_1} \sqrt{\frac{2 + (\gamma - 1)M_0^2}{2 + (\gamma - 1)M_1^2}} \\ \frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{p_1}{p_0} \frac{T_0}{T_1} = \frac{M_0}{M_1} \sqrt{\frac{2 + (\gamma - 1)M_1^2}{2 + (\gamma - 1)M_0^2}} \end{array} \right.$$



— P. 270 : relation en bas de page :

$$\frac{T_{i_c}}{T_{i_0}} = 1 + \frac{q_{\max}}{C_p T_{i_0}} = \left( \frac{1 + \gamma M_0^2}{(\gamma + 1) M_0} \right)^2 \frac{\gamma + 1}{2 + (\gamma - 1) M_0^2}$$

Cette expression peut donc s'écrire sous la forme :

$$\frac{T_{i_c}}{T_{i_0}} = 1 + \frac{q_{\max}}{C_p T_{i_0}} = \frac{(1 + \gamma M_0^2)^2}{(\gamma + 1) M_0^2 (2 + (\gamma - 1) M_0^2)}$$

On appelle habituellement fonction de Rayleigh  $Ra(M) = T_{i_0}/T_{i_c}$ . D'ailleurs l'équation (10.14) s'écrit sous la forme :

$$\frac{T_{i_1}}{T_{i_0}} = \frac{Ra(M_1)}{Ra(M_0)}$$

— P. 281, Exercice 10.5. Il faut supprimer la question 3 qui n'a pas lieu d'être.

— P. 281, Exercice 10.6. Dans l'énoncé prendre  $u_0 = 80 \text{ m/s}$ .

## 12 Chapitre 11

— p. 299, figure 11.13. Sur l'axe des abscisses il faut remplacer  $\theta$  par  $M$ , le nombre de Mach.

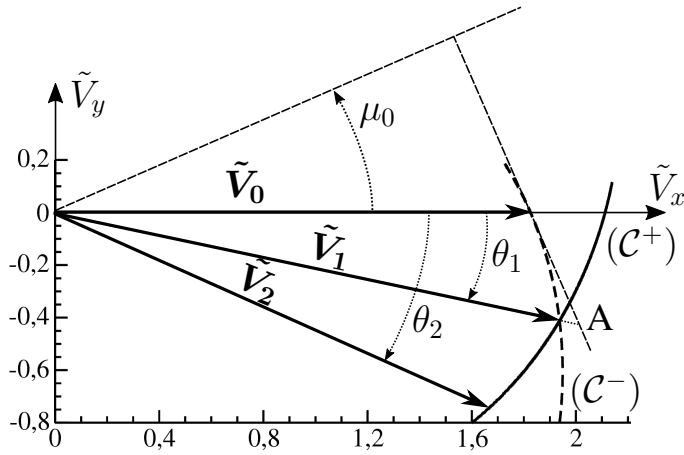
— P. 304, au-dessus de la figure 11.20 :

Lorsque le premier choc est très fort et le second plus faible avec un nombre de Mach amont  $M_1 < \sqrt{2}$ , on peut avoir une onde **réfractée** sous forme de détente.

— P.306, dans le texte en haut de la page il faut lire :

$$\omega(M_1) = \omega(M_0) - \theta_1 \text{ et que } \omega(M_2) = \omega(M_0) = \omega(M_0) + \theta_2 - 2\theta_1, \text{ et ...}$$

— P.301 et P. 307 : les figures 11.21b) et 11.23 b) ne sont correctes que dans le cas de la théorie linéarisée où les angles sont très petits. Dans le cas non linéaire les caractéristiques ne sont plus des droites mais des courbes et on ne peut pas utiliser la propriété d'équiprojectivité dans le plan de l'hodographe.



La figure de droite est la nouvelle version de la figure 11.23b) pour  $M_0 = 2.5$ . L'ancien tracé des lignes caractéristiques de la théorie linéaire est en trait pointillé fin. On voit bien au point A que la théorie linéaire ne s'applique plus. Les lignes caractéristiques ne sont pas non plus visiblement des droites.

D'ailleurs pour ce problème  $\theta_2 = -24^\circ$  alors que  $\mu_0 = 23.6^\circ$ . On est donc plus dans le cadre de petits angles.

Sur la figure toutes les grandeurs sont rendues sans dimension par rapport à la vitesse critique  $V_c = a_c$ , d'où la présence du "  $\tilde{\phantom{x}}$  " sur les vitesses.

Une version similaire peut être proposée pour la figure 11.21b).

— P. 308 : les valeurs exactes sont :

$$\theta_{ad} = 17.098^\circ, \sigma_1 = 29.262^\circ, \sigma_0 = 77.836^\circ, p_2/p_0 = p_4/p_0 = 4.293$$

— P. 320 : exercice 11.6, question 4 : En déduire l'angle  $\theta$  que fait la ligne de glissement (BE) avec la direction de l'écoulement amont ainsi que la distance CE si la hauteur de la marche est  $h = BC = 1$ .

— P. 320 : exercice 11.9. Prendre  $\theta_1 = -10^\circ$  pour les calculs dans la question 2.

## 13 Chapitre 12

— P. 357 :

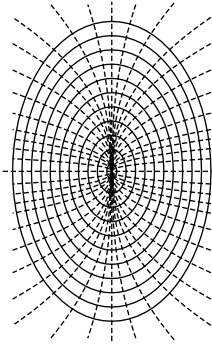
$$\frac{W_R + u_p}{W_R} = \frac{W_R + u_p}{a_1} \frac{a_1}{W_R} = \frac{M_R}{M_R - \frac{u_p a_0}{a_0 a_1}}$$

— P. 363 : exercice 12.2, question 4 :

$$\frac{\gamma}{2} u^2 + \left( a_0 - \frac{\gamma + 1}{2} \Gamma t \right) u + \Gamma (x - a_0 t) = 0$$

## 14 Chapitre 13

— la figure 13.2 b) pour  $M_0 = 0.75$  est :



— Remplacer Evvrad par **Evvard** dans tout le livre.

— P. 371 :

$$Kp = - \left[ \frac{2u_x}{V_0} + \frac{u_r^2}{V_0^2} \right]_{r=R}$$

— P. 375, figure 13.4 :

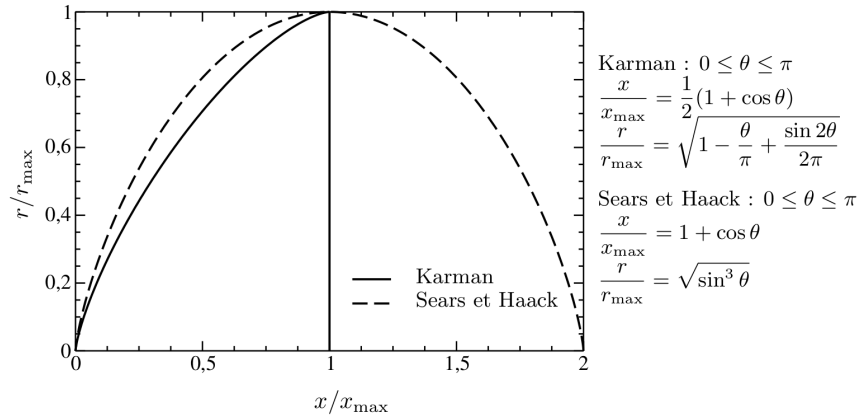


Figure 13.4 : Ogives à traînée minimale de Von Karman et de Sears et Haack.

— P. 377

$$x_P = \ell - \frac{\mathcal{V}}{\pi R^2(\ell)}$$

— P. 414, exercice 13.1, question 4 :

$$u_x(x, r) = +V_0 \theta_c^2 \ln \frac{\beta R}{2x}$$

— P. 415, exercice 13.2, question 5 : Remplacer "la figure ci-dessous" par **figure 13.27**. Il manque dans la version du livre la partie en  $u_r^2/V_0^2$  :

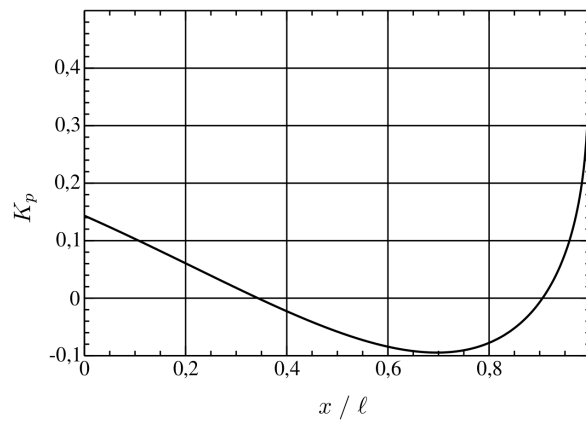


Figure 13.27 : ogive parabolique : distribution du coefficient de pression pour  $M_0 = \sqrt{2}$  et  $d/\ell = 0.1$ .

— P. 415 : La vitesse longitudinale  $u$  qui apparaît trois fois doit être dénommée  $u_x$ .

### 13.4.6.2, table 13.4

— Le coefficient de traînée induit par la portance s'écrit sans calcul  $C_z \alpha$  puisque les forces de succion n'existent pas au bord d'attaque supersonique. On en déduit que la polaire de l'aile plane s'écrit sous la forme :

$$C_{x_{\text{rec}}} = C_{x_0} + a C_z^2 \quad \text{avec} \quad a = \frac{\beta}{4 \left(1 - \frac{1}{2\lambda\beta}\right)}$$

— On modifie les appellations des colonnes :

Coefficient	$C_z$	$C_x$ effet d'incidence	$C_{x_0}$ effet d'épaisseur
Valeur	$\frac{4\alpha}{\beta} \left(1 - \frac{1}{2\lambda\beta}\right)$	$\frac{4\alpha^2}{\beta} \left(1 - \frac{1}{2\lambda\beta}\right)$	$\frac{4\delta_0^2}{\beta} \left(1 - \frac{1}{\pi\lambda\beta}\right)$

TABLE 1 – Aile rectangulaire : coefficients de portance et de traînée

Note : l'emploi dans le livre de  $C_x$  induit n'a pas le même sens que dans le cas d'un écoulement incompressible. Il est donc préférable de ne pas l'employer dans ce contexte et de décomposer le  $C_x$  en un effet d'incidence  $\alpha$  et un effet d'épaisseur  $\delta_0$ .

### 13.4.7.3, table 13.5

— P. 413, avant la section 13.5 Conclusion :

Le coefficient de traînée ramené à la traînée d'Ackeret est représenté figure 13.26 en fonction du paramètre  $m = 1/n$ . Ces expressions sont valables pour l'aile Delta plane en incidence. Pour une aile générée par un profil épais il faut ajouter la traînée d'onde. Ces résultats sont rassemblés dans le tableau 2

Coefficient	$C_z$	$C_x$ effet d'incidence	$C_{x_0}$ effet d'épaisseur
BA supersonique	$4\alpha/\beta$	$4\alpha^2/\beta$	$4\delta_0^2/\beta$
BA subsonique	$\frac{2\pi\alpha}{\tan \Lambda E(k)}$	$\frac{\pi\lambda\alpha^2}{2E(k)} \left[ 1 - \frac{\sqrt{1-m^2}}{2E(k)} \right]$	$\frac{8\delta_0^2}{\pi\beta\sqrt{n^2-1}} \times$ $\left[ \sqrt{n^2-1} \sin^{-1}(1/n) + \ln n \right]$

TABLE 2 – Coefficients de portance et de traînée pour une aile Delta en régime supersonique

## 15 Chapitre 14

— P. 429. Dans la légende de la figure 14.10. Remplacer  $\gamma = 0.5^\circ$  par  $\sin \gamma = 0.5$ .

— P.435, section 14.3.4 Entre l'équation  $\theta = \sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \dots$  et l'équation  $\theta = \frac{2}{\gamma-1} \left( \frac{1}{M} - \frac{1}{M_0} \right)$  on peut rajouter en étape intermédiaire :

$$\theta = \omega(M_0) - \omega(M). \text{ Pour } M \rightarrow \infty \text{ on vérifie que } \omega(M) \approx \frac{\pi}{2} \left[ \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} - 1 \right] - \frac{2}{\gamma-1} \frac{1}{M}$$

Naturellement il faut aussi  $M_0 \gg 1$ .

— P. 456, table 14.8 pour  $M = 10$  :

$x/\ell$	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
$K_p$	0.10812	0.07437	0.04750	0.02656	0.01125	0.001562
$x/\ell$	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	
$K_p$	-0.005	-0.009375	-0.012187	-0.013437	-0.014375	

## 16 Chapitre 15

— p. 477 :

$$G(\lambda) = (-20\lambda^3 - 948\lambda^2 + 33408\lambda - 181440)/D(\lambda)$$

$$H(\lambda) = (5\lambda^3 + 48\lambda^2 - 5328\lambda)/D(\lambda)$$

$$D(\lambda) = 25\lambda^2 + 144\lambda - 5328$$

— p.481 : l'équation 15.13 est :

$$A B x^{p+q-1} [(q-p) f'^2 - q f f''] = \nu f'''$$

— p.483 : figure 15.9 : la légende de droite est  $v/|v_\infty|$  car  $v_\infty < 0$ .

— p. 483 : la vitesse  $u(x, y)$  s'écrit en fait :

$$u(x, y) = \left(\frac{3}{32}\right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{M^2}{L^2 \rho^2 \nu x}\right)^{\frac{1}{3}} [1 - \tanh^2 \eta]$$

— p. 484 :  $b_{\frac{1}{2}} = \delta_{\frac{1}{2}}$

— p.502 :

$$R_{\delta_2}^{\text{crit}} = \frac{54.2124}{H(H - 2.48)} + \frac{31.6}{H}, \quad H \geq 2.591 \quad (5)$$

— p. 517 :

$$\frac{du^+}{dy^+} = \frac{2}{1 + \sqrt{1 + 4\ell_m^{+2}}}$$

— p. 531 : la fonction de dissipation s'écrit :

$$\epsilon = +\nu \left[ \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial x}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial y}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial y}\right)^2} \right]$$

## 17 Bibliographie

Références, p 562 :

[28] F. W. DIEDERICH (1951) *A plan-form parameter for correlating certain aerodynamic characteristics of swept wings*. NACA TN 23351.

[31] J.C. EVVARD (1950) *Use of Sources Distributions for evaluating theoretical Aerodynamics of thin finite Wings at Supersonic Speeds*. NACA TR 951