

Écoulement sur un profil NACA0012 et comparaison avec les mesures

PAUL-TIBERIU IORDACHE (28706827), MÉLANIE PINTO FREITAS (28606317)

21 Mars 2023

Introduction

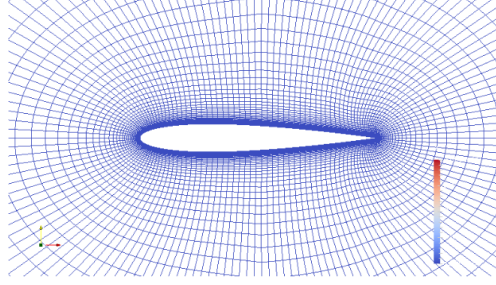
Au cours des études sur l'aérodynamisme, une constatation fut faite sur la complexité qu'apporte l'onde de choc sur notre système. En effet, une onde de choc peut fortement perturber un vol, il est donc important de la caractériser et de la prédire. Dans le cadre de ce tp, nous avons étudié un écoulement compressible et visqueux sur le profil d'aile NACA0012. Nous allons à travers une étude sur différentes valeurs de Mach caractériser l'impact que peut avoir le nombre de Mach sur notre écoulement. Pour cela, nous allons commencer par une analyse du système pour un nombre de Mach égal 0.82 puis pour plusieurs autres valeurs et ainsi conclure avec les différences qui apparaissent.

1 Méthodologie

Pour pouvoir donner une prédiction de l'augmentation brutale du coefficient de traînée, nous avons utilisé la méthode de *McCroskey*, qui compare les données expérimentales du coefficient de traînée c_D par rapport au nombre de Mach M_∞ pour le nombre de Reynolds $Re_\chi = 6 \times 10^6$ et pour un angle d'attaque $AOA = 0^\circ$. Les calculs ont été faits avec l'aide d'un logiciel libre à l'utilisation. Les calculs aérodynamiques utilisent la librairie *aerodynamics*.

Pour cette étude, nous allons nous baser sur les travaux de recherche qui ont déjà été réalisés par Mme I.Vallet et Mr G.Gerolymos ainsi que les documents qu'ils ont mis à notre disposition. A l'aide de Gnuplot, nous avons tracé les coefficients de pression et de traînée caractérisant l'écoulement pour différents nombres de Mach. A l'aide de Paraview, nous avons visualisé les variations des pressions statiques et totales ainsi que des températures statiques et totales autour du profil d'aile aérodynamique NACA0012 pour différents nombres de Mach également.

Remarque: nous pouvons constater que le maillage se resserre quand il est proche de la couche limite à cause des perturbations.



(a) Maillage d'un profil NACA0012

2 Hypothèses, équations de Navier-Stokes et les coefficients de traînée c_D , de portance c_L et de pression c_P

2.1 Hypothèses

Les hypothèses sont:

écoulement stationnaire: $\partial(\cdot)/\partial t = 0$

efforts volumiques négligés: $\vec{f}_v = 0$

gaz thermodynamiquement parfait: $p = \rho R_g T$, $100K < T < 1000K$

gaz calorifiquement parfait: $c_P = \text{ct}$, $R_g = \text{ct.}$, $100K < T < 400K$

écoulement adiabatique: $\text{div}(\vec{v}\tau - \vec{q}) = 0$

écoulement compressible: $M > 0.3$ et $\rho \neq \text{ct.}$

écoulement 2D: $\vec{v}e_z = 0$ et $\frac{\partial(\cdot)}{\partial z} = 0$.

fluide newtonien: $\sigma = -pI_d + \tau$, $\tau = 2\mu D + \lambda \text{tr} D I_d$ et $D = 1/2(\text{grad } \vec{v} - (\text{grad } \vec{v})^t)$

paroi adiabatique: $\vec{q} \cdot \vec{n} = 0$

écoulement turbulent: $Re > 3000$

On considère que le gaz est thermodynamiquement parfait, car, en simulation, on remarque que l'on se trouve dans la gamme de température statique comprise entre 100 K et 1000 K. De plus on observe que la température totale est quasi-constante hors couche limite, ce qui fait que l'écoulement peut être considéré comme adiabatique.

L'ensemble des équations suivantes nous permettent ainsi de déterminer la masse volumique du fluide, la vitesse relative de l'écoulement, le nombre de Mach relatif et la température (totale et statique). Comme nous nous trouvons en régime turbulent tout au long de ce projet ($Re \gg 3000$), la résolution des équations de Navier-Stokes (pour avoir les équations de la vitesse, masse volumique et température) ne peut pas se faire analytiquement comme en régime laminaire. Nous devons obligatoirement passer par des traitements numériques.

2.2 Equations de Navier-Stokes

2.2.1 Conservation de la masse

L'équation de la conservation de la masse se peut s'implifier, en forme globale, avec les hypothèses énoncées:

$$\iiint_V \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) \right] dV = 0 \implies \iiint_V \text{div}(\rho \vec{v}) dV = 0$$

2.2.2 Conservation de la quantité de mouvement

L'équation de la conservation de la quantité de mouvement peut se simplifier, en forme globale, avec les hypothèses énoncées:

$$\iiint_V \left[\frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v} \otimes \vec{v}) \right] dV = \iiint_V [\text{div}(\sigma) + \rho \vec{f}_v] dV \implies \iiint_V [\text{div}(\rho \vec{v} \otimes \vec{v})] dV = \iiint_V [\text{div}(\tau) - \text{grad } p] dV$$

2.2.3 Conservation de l'énergie totale

L'équation de la conservation de l'énergie totale peut se simplifier, en forme globale, avec les hypothèses énoncées:

$$\iiint_V \left[\frac{\partial \rho h_t - p}{\partial t} + \text{div}(\rho h_t \vec{v}) \right] dV = \iiint_V [\text{div}(\tau \vec{v} - \vec{q}) + \rho \vec{f}_v \vec{v}] dV \implies \iiint_V \text{div}(\rho h_t \vec{v}) dV = 0$$

2.3 Définition de la traînée et de son coefficient c_D

Par définition, la force de traînée est la force qui s'oppose au mouvement d'un corps dans un liquide ou un gaz et agit comme un frottement. Plus précisément, c'est la composante des efforts exercés sur le corps, dans le sens opposé à la vitesse relative du corps par rapport au fluide. Dans notre étude, le fluide est l'air. Le coefficient de traînée est donné par:

$$c_D = \frac{F_x}{\frac{1}{2} \rho_\infty V_\infty^2 \chi L_2} \quad \text{avec} \quad F_x = \left[\iint_{S_{aile}} \sigma \vec{n} dS \right] \vec{e}_x \quad \text{et} \quad \sigma = -p I_d + \tau$$

où χ est la corde de l'avion, L_2 l'envergure de l'avion et F_x les efforts surfaciques selon la direction \vec{e}_x .

2.4 Définition de la portance et de son coefficient c_L

Par définition, la force de portance est la composante de la force subie par un corps en mouvement dans un fluide qui s'exerce perpendiculairement à la direction du mouvement (au vent relatif). Le coefficient de portance est donné par:

$$c_L = \frac{F_y}{\frac{1}{2} \rho_\infty V_\infty^2 \chi L_2} \quad \text{avec} \quad F_y = \left[\iint_{S_{aile}} \sigma \vec{n} dS \right] \vec{e}_y \quad \text{et} \quad \sigma = -p I_d + \tau$$

2.5 Coefficient de pression c_p

Le coefficient de pression est un coefficient aérodynamique sans dimension qui facilite l'étude et l'affichage graphique de la répartition de la pression autour d'un objet placé dans un écoulement d'air. Le point d'arrêt est un point de l'écoulement auquel la vitesse relative est nulle, en ce dernier toute l'énergie cinétique est transformée en énergie de pression. De ce fait, on peut exprimer le coefficient de pression de la façon suivante:

$$c_p = \frac{p(x) - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho_\infty V_\infty^2}$$

3 Calcul et analyse de l'écoulement autour d'un profil NACA0012 à $M_\infty = 0.82$

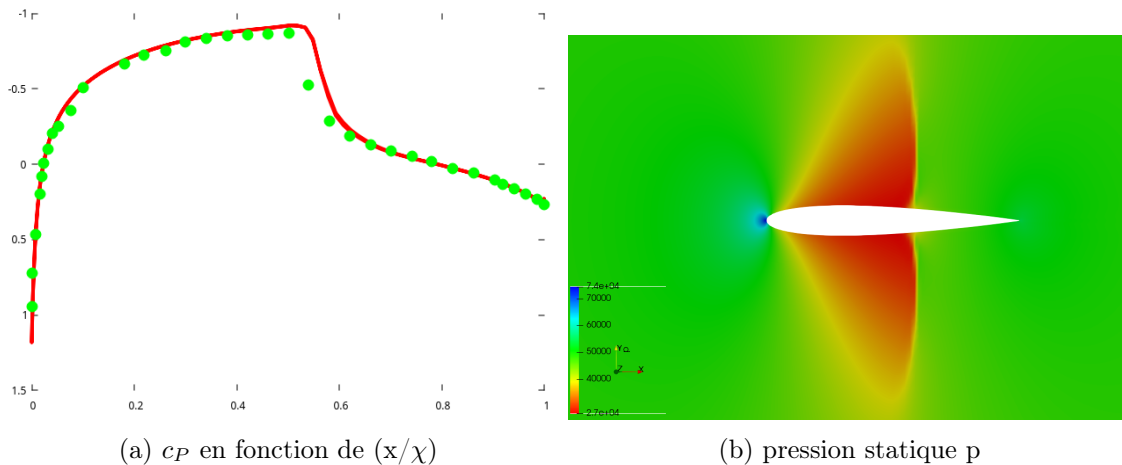
3.1 Analyse des champs d'écoulement calculés

Après avoir fait la génération d'une grille, l'initialisation, les conditions limites, nous avons pu lancer le logiciel pour avoir des résultats numériques.

3.1.1 Analyse du coefficient de pression c_p et de la pression statique p

Dans un premier temps, nous rappelons qu'une grandeur statique est une grandeur algébrique d'un fluide à l'arrêt, s'exerçant dans toutes les directions. Tandis qu'une grandeur totale désigne toujours une grandeur algébrique d'un fluide qui est fonction de l'énergie cinétique de ce fluide, car elle dépend de la vitesse.

Pour faire l'étude du coefficient de pression, nous avons regardé l'évolution de ce coefficient en fonction du rapport normalisé entre l'abscisse du point observé x et de la longueur de l'aile χ .



Dans la figure (3.1.1.a), nous constatons que le coefficient de pression augmente au point d'arrêt (=bord d'attaque), nous avons donc une surpression, puis diminue (dépression) à un coefficient de pression de valeur minimale et se stabilise environ au milieu de l'aile.

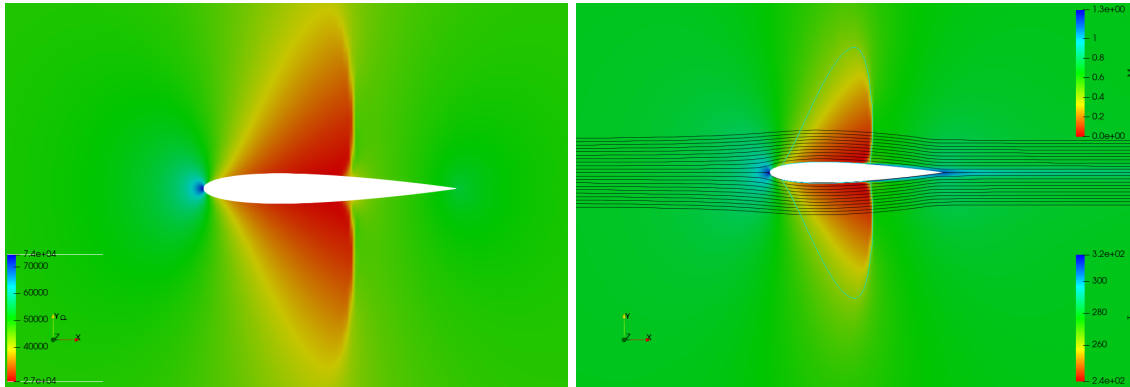
De plus, nous voyons qu'après un certain temps le coefficient de pression augmente de nouveau et revient à un coefficient de pression pour une pression p_∞ (compression). Ceci est aussi visible dans la figure (3.1.1.b) pour la pression statique.

En effet, il existe un lien entre la pression et le coefficient de pression vu dans la section 2.5, ainsi, quand la pression $p(x)$ est maximale au niveau du point d'arrêt et diminue le long de l'aile (hors couche limite), la même chose se produit pour le coefficient de pression qui lui diminue, jusqu'à devenir négatif.

Puis, la pression augmente lentement à la fin de l'aile, là où l'onde de choc se trouve permettant ainsi à la pression de revenir à une pression p_∞ , ce qui semble cohérent avec nos mesures, d'autant plus que l'onde de choc est le seul moyen, pour notre système, d'augmenter la pression pour revenir à une pression p_∞ .

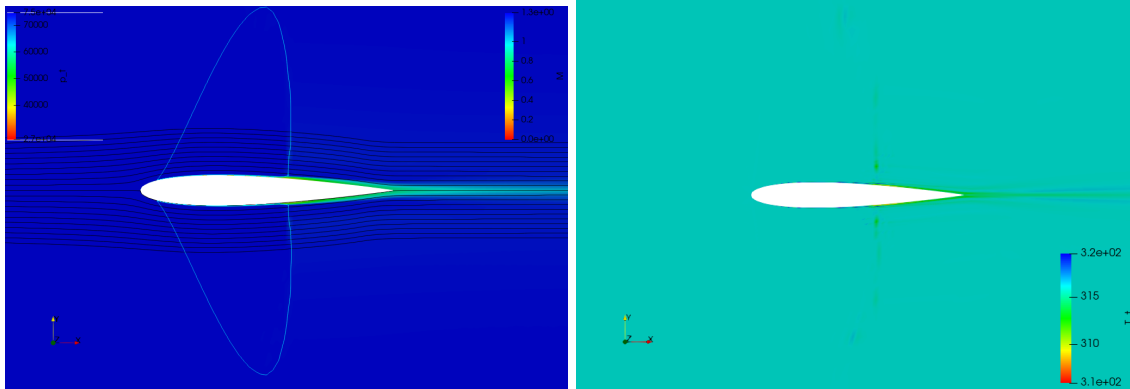
3.2 Analyse des différences entre les grandeurs statiques et totales

3.2.1 La pression et la température



(a) pression statique p

(b) température statique T



(c) pression totale p_t

(d) Température totale T_t

Tout d'abord, on remarque que les champs de pression et de températures totales et statiques sont symétriques par rapport au profil de l'aile ce qui est cohérent au vu de la géométrie de l'aile ainsi que l'angle d'attaque. On peut donc faire une analyse de la partie au-dessus de l'aile pour caractériser l'écoulement en général.

Nous avons comme hypothèse un écoulement stationnaire et adiabatique. Cette hypothèse permet

de dire que la température totale T_t se conserve sur une ligne de courant et à travers une onde de choc. Or, sur la figure (3.2.1.d) cette analyse semble cohérente. En effet, nous constatons que T_t est le même partout autour de l'aile (hors couche limite).

Pour p_t , lorsque la pression statique augmente, la vitesse diminue proportionnellement. Ainsi, la pression totale se conserve autour de l'aile (hors couche limite) car la pression statique et la vitesse se compensent mutuellement.

Finalement, pour les grandeurs totales, nous pouvons voir sur les graphes une modification de pression et de température au bord de fuite. Ceci souligne les pertes et le décollement de la couche limite. Ce qui est cohérent, car lorsque la couche limite de la zone supersonique touche la couche limite de la zone subsonique, un décollement de la couche limite s'enclenche.

En revanche, la température et la pression statiques ne sont pas constantes. En effet, les valeurs statiques sont maximales au point d'arrêt, elles diminuent et se stabilisent jusqu'à l'onde de choc permettant par la suite d'augmenter et de revenir à une température et pression infinie. La pression et la température ont le même profil d'évolution car celles-ci sont reliées par la formule $p = \rho R_g T$.

Les relations entre les grandeurs statiques et celles totales, dans les hypothèses d'un gaz parfait d'un point de vue thermodynamique et calorifique, sont les suivantes:

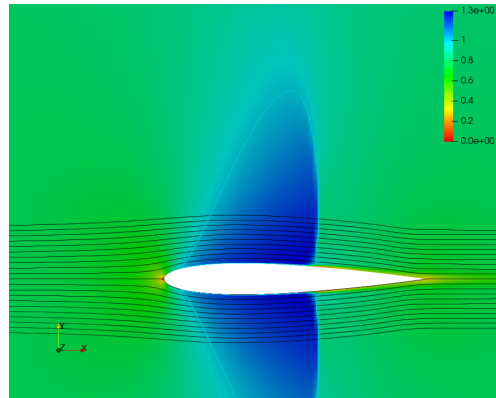
$$T = \frac{T_t}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2} \quad p = \frac{p_t}{(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2)^{\gamma-1}} \quad \text{avec} \quad \gamma = \frac{c_P}{c_V} = 1.4$$

Ces formules sont valables uniquement hors couche limite. On rappelle que la couche limite est la zone d'interface entre un corps et un fluide environnant lors d'un mouvement relatif entre les deux.

3.2.2 Le nombre de Mach

Le nombre de Mach est inversement proportionnel à la pression. Ainsi, nous constatons que sur la figure (3.3.a) le nombre de Mach au point d'arrêt est nul puis celui-ci augmente jusqu'à l'onde de choc et diminue par la suite pour atteindre de le nombre de Mach M_∞ (hors couche limite). La formule qui permet de retrouver le nombre de Mach dans nos hypothèses est:

$$M = \frac{v}{\sqrt{\gamma R_g T}}$$



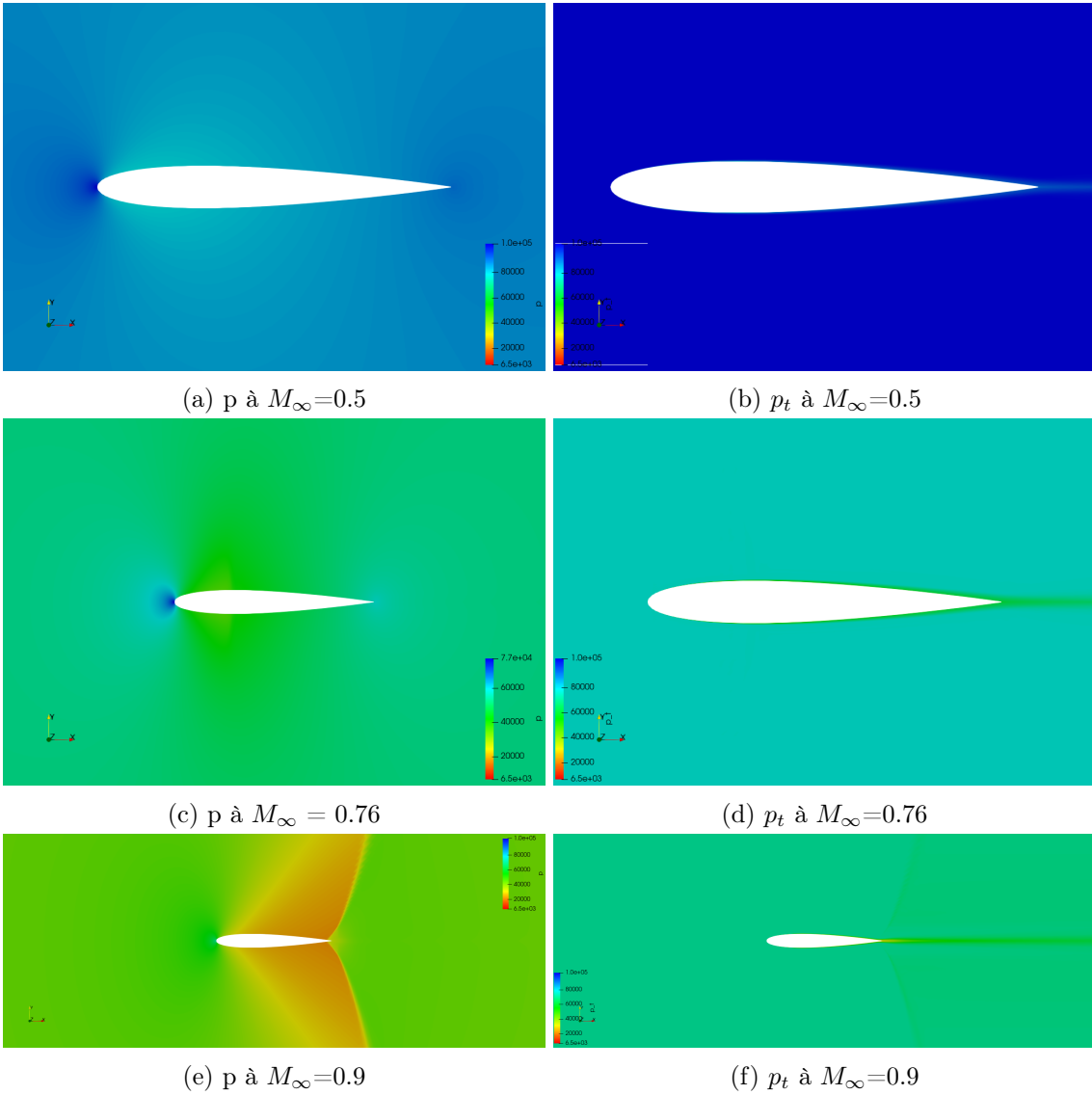
(a) nombre de mach M

4 Calcul et analyse de l'écoulement autour d'un profil NACA0012 pour des valeurs différentes de M_∞

4.1 Analyse des grandeurs statiques et totales pour différents nombre de Mach

4.1.1 Pressions statiques et totales

Après avoir fait l'étude des grandeurs statiques et totales de la pression pour un Mach égal à 0.82, nous allons dans cette partie voir les différences qu'apportent le changement du nombre de Mach à la pression. e



A travers cette étude de la pression pour différents nombres de Mach, nous pouvons déduire plusieurs phénomènes. Tout d'abord, lorsque le nombre de Mach est inférieur à 0.76 l'onde de choc est très peu visible, ce qui semble cohérent car comme vu précédemment dans la partie 4.1 l'augmentation

de la pression est très minime. Ainsi, pour un nombre de Mach inférieur à 0.76, le gradient de pression est peu important au moment de l'onde de choc d'où une légère visibilité.

De plus, lorsque le Mach augmente et se rapproche de 1 comme pour notre exemple de Mach égal à 0.9, nous pouvons observer le décalage de l'onde de choc vers la droite (vers le bord de fuite), comme expliqué précédemment dans la partie 4.1, ainsi qu'un gradient de pression plus important. Le phénomène que subit la pression reste le même que celui pour un nombre de Mach égal à 0.82 car nous sommes toujours en subsonique.

Enfin, la pression totale comme vu précédemment reste constante hors couche limite comme dans la partie 3.2.1.

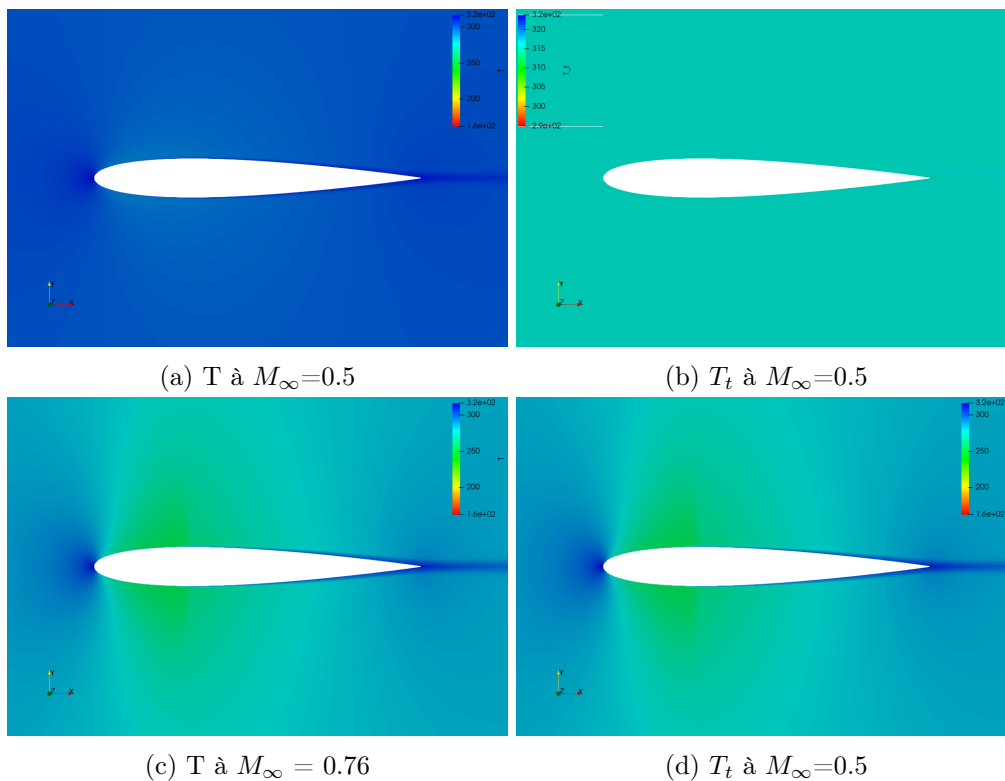
4.1.2 Températures statiques et totales

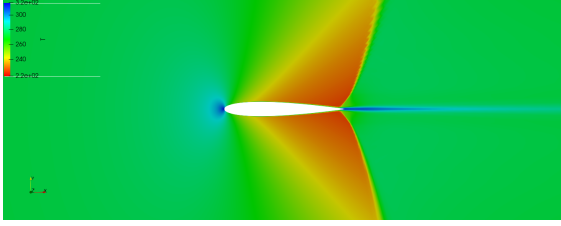
Après avoir fait l'étude des grandeurs statiques et totales de la température pour un Mach égal à 0.82, nous allons dans cette partie voir les différences qu'apporte le changement du nombre de Mach à la température et faire une analogie avec la pression notamment pour la visibilité et le déplacement de l'onde de choc vers le bord de fuite.

Comme pour la pression statique, nous observons pour la température statique une diminution de la température et une augmentation après l'onde de choc.

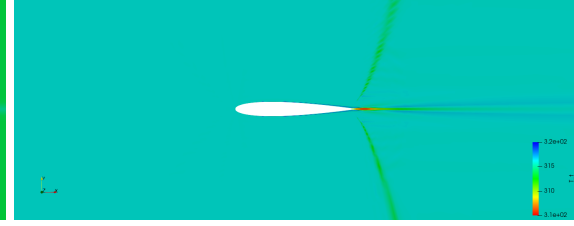
De plus, le décalage vers la droite est aussi présent (partie

4. Enfin, la température totale se conserve comme vu précédemment (partie 3.2.1).





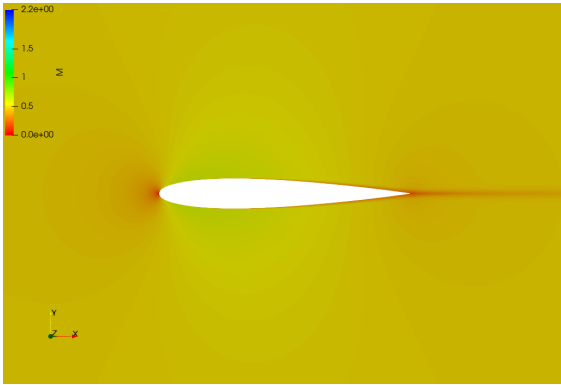
(a) T à $M_\infty=0.9$



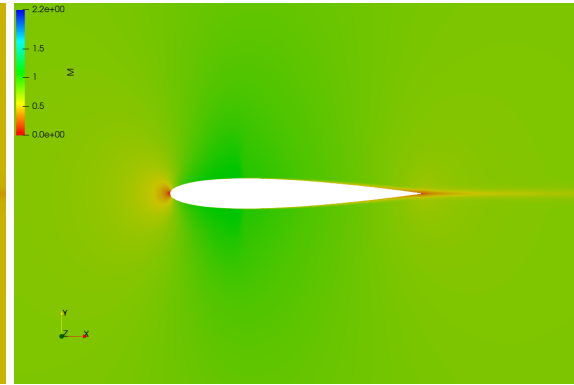
(b) T_t à $M_\infty=0.9$

4.1.3 Nombre de Mach

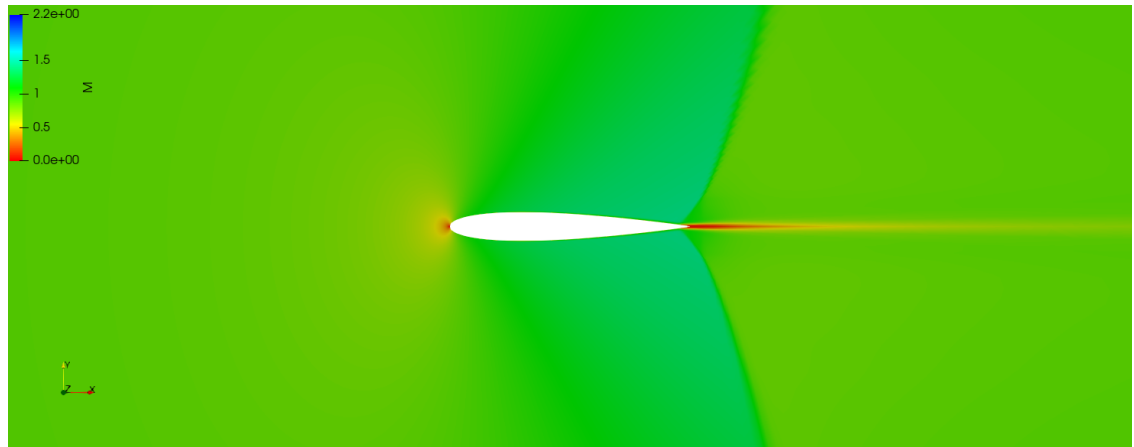
Pour cette analyse, nous pouvons reprendre notre interprétation de la partie 3.2.2. En effet, au bord d'attaque, la vitesse est nulle ainsi, le nombre de Mach est nul également. Puis, la vitesse va commencer à augmenter dû à un effet de type convergent provoquant ainsi l'augmentation du nombre de Mach. Enfin, une onde de choc droite apparaît permettant ainsi de ralentir le système et de revenir à un Mach M_∞ . Tout comme pour la pression et la température, nous pouvons voir le décalage de l'onde de choc vers la droite.



(a) $M_\infty=0.5$



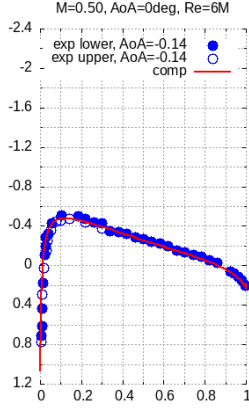
(b) $M_\infty=0.76$



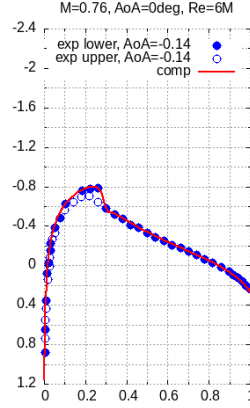
(c) $M_\infty = 0.9$

4.2 Analyse du coefficient de pression C_p

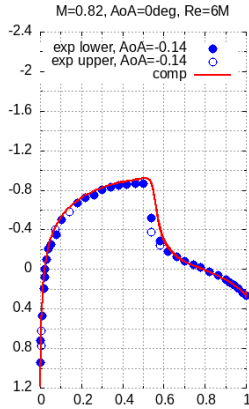
Nous avons fait l'étude, dans la partie 3, du coefficient de pression pour un Mach égal à 0.82. Nous allons donc procéder dans cette partie à l'analyse de C_p pour plusieurs valeurs de Mach.



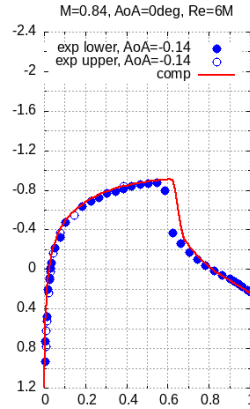
(a) c_P à $M_\infty=0.5$



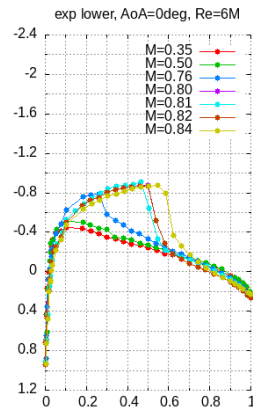
(b) c_P à $M_\infty=0.76$



(c) c_P à $M_\infty=0.82$



(d) c_P à $M_\infty=0.84$



(e) c_P à différentes valeurs de M_∞

Tout d'abord, nous constatons que pour les Mach inférieurs à 0.76 les points expérimentaux sont très proches de la réalité (les points sont sur la courbe). Cependant, à partir du Mach égal à 0.76, nous pouvons voir apparaître un petit saut qui permet de prédire le début des incertitudes entre les relevés expérimentaux et la réalité.

De plus, nous voulons préciser que les mesures ont été effectuées dans une petite soufflerie en forme de boîte, avec des bords formant un angle de 90 degrés, constitués de couches limites. Ainsi, lorsque ces couches entrent en contact, des tourbillons se forment et ralentissent l'écoulement, ce qui entraîne une précision de mesure moindre.

Ensuite, cette étude met en avant le fait que plus le nombre de Mach augmente, plus la pression augmente drastiquement après l'onde de choc, d'où le décrochage de plus en plus important sur les graphes ci-dessus.

Enfin, nous pouvons observer un déplacement de l'onde de choc vers la droite (pour des nombres de Mach subsoniques), ce qui est cohérent car étant donné que la vitesse est proportionnelle au nombre de Mach, plus celui-ci augmente plus la vitesse augmente. Ainsi, la distance parcourue jusqu'à l'onde de choc est plus importante pour les nombres de Mach croissants, l'onde de choc droite se rapproche ainsi du bord de fuite.

4.3 Analyse du coefficient de traînée c_D

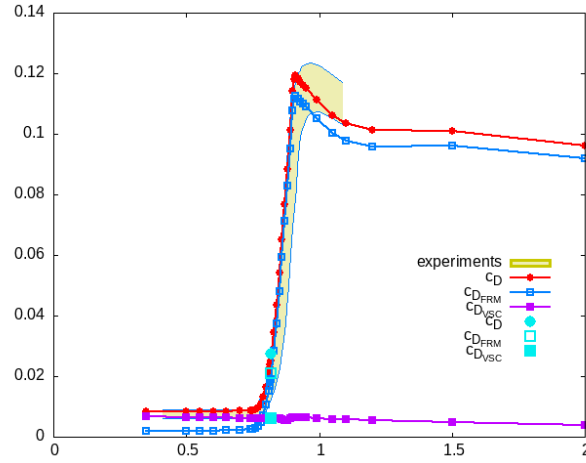
Le coefficient de traînée c_D peut être exprimé comme la somme du coefficient de traînée de forme (dû à la pression) $c_{D_{FRM}}$ et celui de traînée visqueux $c_{D_{VSC}}$, tel que $c_D = c_{D_{FRM}} + c_{D_{VSC}}$. Nous avons décidé alors de tracer l'évolution de ce coefficient en fonction du nombre de Mach de l'écoulement.

Nous pouvons constater (figure 4.3.a) à travers cette étude qu'à partir de Mach égal à 0.8 environ, la traînée de forme $c_{D_{FRM}}$ prend le pas sur la traînée de viscosité $c_{D_{VSC}}$ (qui reste environ constante) et agit directement sur le coefficient de traînée c_D . Ainsi, la pression provoque la traînée pour des Mach supérieurs à 0.8. Cette augmentation se nomme la crise de traînée transsonique. Cette crise est due à une transition entre le subsonique et le supersonique qui commence à des valeurs de Mach proches de 0.82.

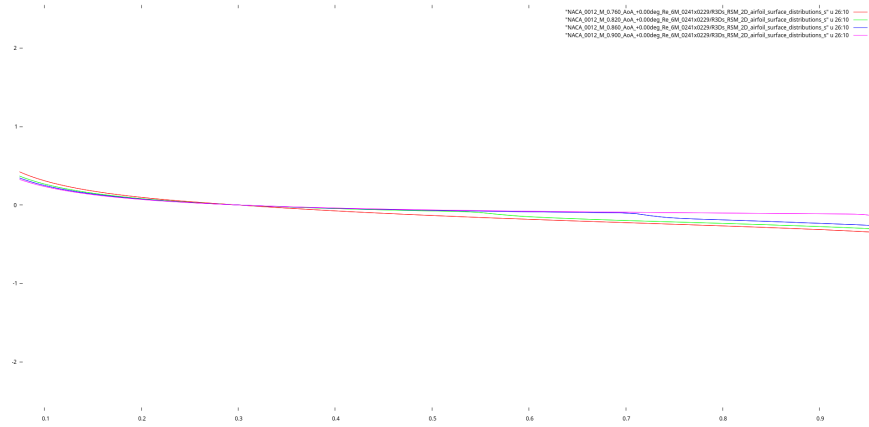
En addition, les trois valeurs de c_D en bleu clair sur notre figure sont les valeurs avec lesquelles nous avons initialisé la grille pour pouvoir lancer le logiciel de calcul.

Nous avons vu dans les parties précédentes que la pression augmente après l'onde de choc, augmentant ainsi par la même occasion les forces de pression. Cette hausse est visible sur le graphique du coefficient de traînée du côté droit (figure b). Le côté gauche (figure c) de ce graphique représente les forces de traînée. Ainsi, lorsque le nombre de Mach se situe à son point critique égal à 0.82, la partie positive sous la courbe représentant la force de traînée (figure b) et la partie négative sous la courbe représentant les forces de pression (figure c à partir de 0.3) se compensent, ainsi la viscosité prend le dessus.

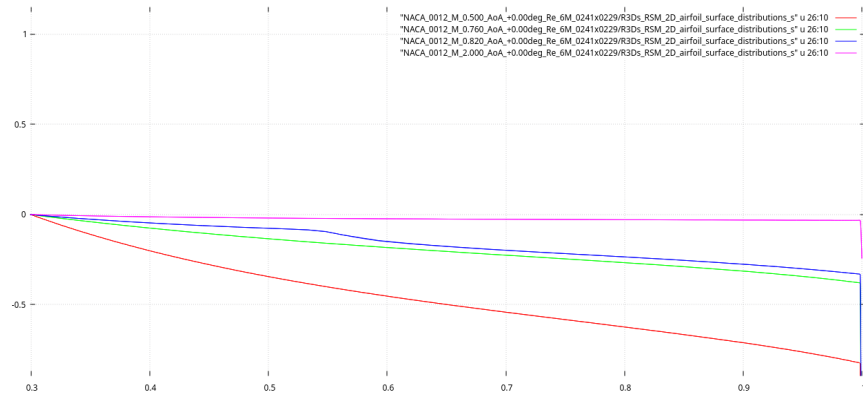
Mais, lorsque le nombre de Mach augmente, l'onde de choc se déplace vers le bord de fuite, les forces de pression diminuent ce qui est visible au travers de la diminution de l'aire sous la courbe à gauche du graphique. En effet, les forces de traînée et les forces de pression ne se compensent plus, la force de traînée prend le dessus. Et, inversement si le nombre de Mach diminue.



(a) Évolution du coefficient c_D en fonction du nombre de Mach



(b) Évolution du coefficient c_D par rapport à x/χ pour différents nombres de Mach



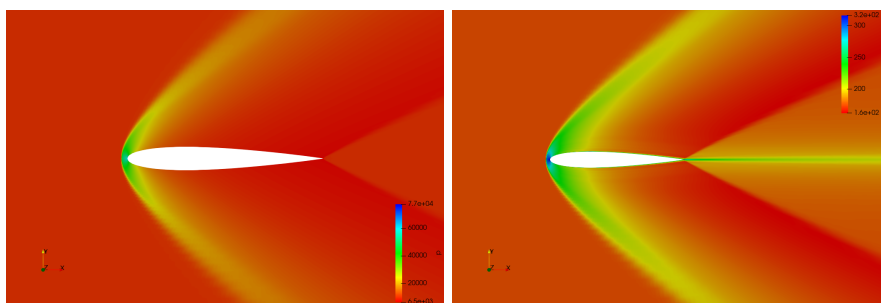
(c) Évolution du coefficient c_D par rapport à x/χ pour différents nombres de Mach

4.4 Analyse des champs d'un nombre de Mach supersonique

Nous remarquons sur ces figures une différence de position pour l'onde de choc ainsi que l'apparition d'une deuxième onde de choc. Ceci est dû à la très forte vitesse. En effet, celle-ci se trouve avant le bord d'attaque pour un Mach supersonique ($M > 1$). Ceci est cohérent, car l'onde de pression est plus rapide que la vitesse de l'écoulement entraînant une compression proche du bord d'attaque créant ainsi une onde de choc oblique et non plus droite.

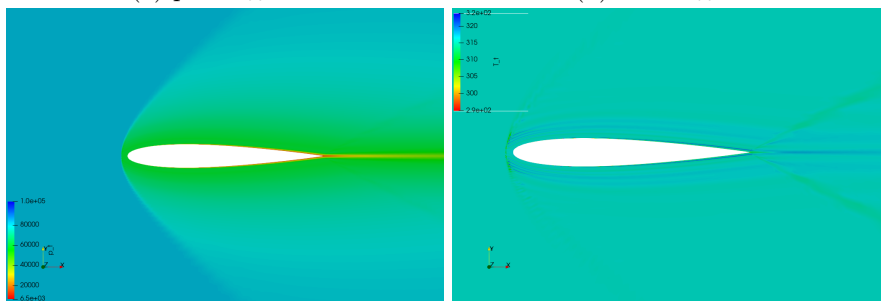
Cette onde de choc entraîne par la suite la diminution de la vitesse et donc l'augmentation de la pression comme vue pour les cas des parties précédentes. Comme en subsonique, l'onde de choc réagit de la même manière pour la température et la pression statiques ainsi que pour le nombre de Mach (voir 3.2.1).

Pour les grandeurs totales, nous pouvons observer que la température totale reste constante hors couche limite, tandis que la pression totale diminue après l'onde de choc. Cela est dû à la très forte vitesse. Contrairement au point (3.2.1), nous n'aurons donc plus une compensation de la pression statique et de la vitesse.



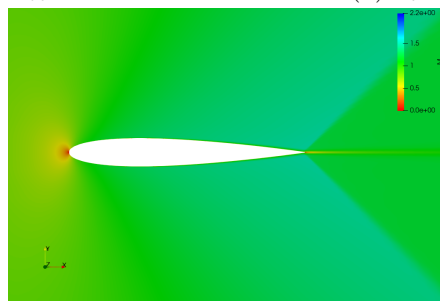
(a) p à $M_\infty = 2$

(b) T à $M_\infty = 2$



(c) p_t à $M_\infty = 2$

(d) T_t à $M_\infty = 2$



(e) $M_\infty = 2$

5 Conclusion

Au cours de ce TP, nous avons pu comparer des résultats numériques que nous avons simulés sur Aerodynamics avec des valeurs expérimentales relevées en soufflerie. Nous avons pu constater la proximité de nos résultats avec ceux qui nous avaient été donnés. Cependant, des erreurs subsistent et elles peuvent être dues aux problèmes de dimension des souffleries qui impliquent un confinement de l'objet d'étude et donc une divergence des résultats pour les essais expérimentaux.

Quant à la simulation numérique, il existe toujours des moyens d'optimisation plus poussés qui nous permettraient d'obtenir un résultat le plus proche possible de la réalité : un maillage encore plus dense autour de l'objet d'étude pourrait être une solution, mais le coup en calculs serait alors très grand. Ainsi, les recherches de méthodes de calcul plus efficaces sont donc moins coûteuses en temps (simulation numérique), en espace (soufflerie de grande dimension) et en coût car les expériences en soufflerie à échelle réelle sont très coûteuses. Ainsi, la simulation numérique est le moyen le plus rentable d'obtenir un modèle le plus proche possible de la réalité.

Enfin, à travers ces expériences, on a pu comprendre comment et pourquoi l'onde de choc se forme. En effet, l'onde de choc apparaît quand le nombre de Mach atteint une valeur proche de 1 (très grande vitesse). De plus, l'onde de choc est une nécessité pour le système pour des nombres de Mach élevés, car celle-ci permet de revenir à un système paramétré à l'infini.

6 References

- [1] Bypass Transition and Tripping in Reynolds-stress Model Computations - G.A. Gerolymos and I. Vallet
- [2] Lift and Drag Primer – Pr. David L. DARMOFAL
- [3] http://www.aerodynamics.fr/private/Lecture_Notes/LU3ME007_Fluid_Dynamics/Projet_TPs/