

ENSTA Paris & Ecole Polytechnique
Institut Polytechnique de Paris

Module Expérimental : Sujet 16
Portance induite par une rotation :
Effet Magnus

Yasmina ELMORE & Christopher
WINTERSTEIN

Chargé du cours : M. Jean BOISSON
Chargé du module : M. William GILBERT

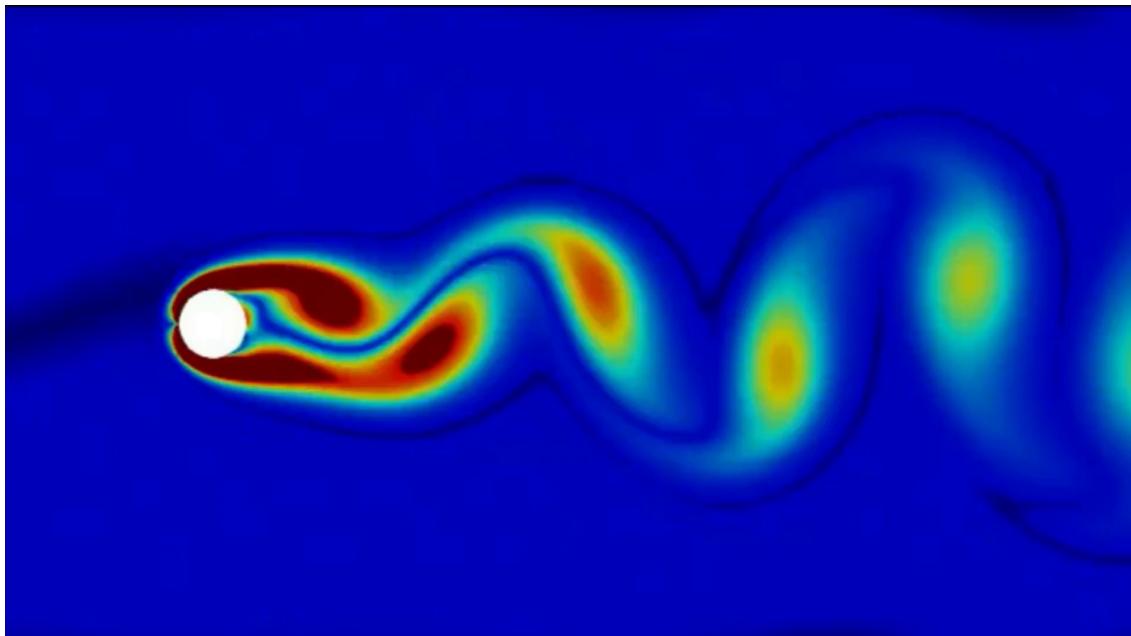


Table des matières

1	Introduction	2
2	Théorie de l'écoulement autour d'un cylindre	2
2.1	Notions aérodynamiques	2
2.1.1	Hypothèses	2
2.1.2	Équations	3
2.1.3	Paramètres adimensionnés et interprétation physique	3
2.2	Théorie sur l'écoulement autour d'un cylindre immobile	4
2.2.1	Sillage derrière le cylindre et décollement de la couche limite	4
2.2.2	Détermination théorique du profil de vitesse autour du cylindre	4
2.2.3	Détermination théorique de la pression autour du cylindre et calcul du coefficient de pression	6
2.2.4	Définition des coefficients de traînée et de portance	7
2.3	Effet Magnus	7
3	Expérimentations, mesures et résultats	8
3.1	Étude du cylindre lisse fixe	8
3.1.1	Étude des coefficients de traînée C_x et de portance C_y	8
3.1.2	Mesure du coefficient de pression K_p	10
3.1.3	Profil de vitesse dans le sillage du cylindre	11
3.2	Cylindre lisse en rotation et effet Magnus	12
3.2.1	Étude des coefficients de traînée C_x et de portance C_y	12
3.2.2	Profil de vitesse dans le sillage du cylindre	13
3.3	Cylindre rugueux et retard de décollement	14
3.3.1	Étude des coefficients de traînée C_x et de portance C_y	14
3.3.2	Mesure du coefficient de pression K_p	15
3.3.3	Profil de vitesse dans le sillage du cylindre	16
4	Discussion et applications en aérodynamique	17
4.1	Applications à l'aéronautique	17
4.2	Théorie des écoulements et sport	17
4.2.1	La balle de golf : une surface optimisée pour le vol longue distance	17
4.2.2	Les tirs brossés au football : l'effet Magnus en action	18
5	Conclusion	19
6	Bibliographie	20

1 Introduction

A la fois riche dans ses modèles théoriques, ses aspects expérimentaux et ses applications aérodynamiques et industrielles, l'étude des écoulements autour d'obstacles offre une grande variété d'objets d'étude pour la compréhension des phénomènes de mécanique des fluides.

Dans ce contexte, le présent rapport se concentrera sur l'étude d'un profil d'obstacle particulier : celui du cylindre, et discutera les effets de la rotation du profil cylindrique ainsi que des éventuelles rugosité de celui-ci sur des grandeurs mécaniques clés en aéronautique comme le coefficient de portance ainsi que le coefficient de traînée.

A cette occasion, un passage par l'étude des phénomènes d'instabilité et de turbulence permettra de mettre en valeur les phénomènes bien connus de couche limite et de décollement, fondamentalement liés à la nature du profil de cylindre faisant obstacle, et absolument cruciaux en aérodynamique. (Une étude détaillée des effets sur le nombre de Strouhal a aussi été réalisée mais n'a pas pu entrer dans la composition de ce rapport à cause de son nombre maximal de page autorisé. Le jury pourra le cas échéant nous demander d'en parler, des transparents seront prévus pour.)

La problématique à l'origine de l'étude est ainsi la suivante : **Quels effets la rotation et les aspérités de surface engendrent-elle sur l'aérodynamisme d'un profil cylindrique ?**

2 Théorie de l'écoulement autour d'un cylindre

2.1 Notions aérodynamiques

Dans cette partie, on rappelle rapidement les conditions expérimentales considérées ainsi que l'ensemble des équations nécessaires afin de faire l'étude de l'écoulement autour du cylindre. Nous profiterons aussi de cette partie afin de définir l'ensemble des nombres adimensionnés utilisés pour étudier l'impact de variation de paramètre sur l'écoulement et le comportement de la structure.

2.1.1 Hypothèses

Dans le cadre de cette étude on se placera sous les hypothèses suivantes :

- fluide incompressible : les vitesses considérées et utilisées dans les expériences sont très inférieures à celle du son et la masse volumique de l'air est supposée constante dans le fluide.
- fluide newtonien : les contraintes de cisaillement évoluent linéairement avec le gradient de vitesse. Le coefficient se note μ et quantifie les efforts internes au fluide
- écoulement stationnaire : il existe un référentiel par rapport auquel le vecteur vitesse en chaque point peut être considéré constant.
- écoulement laminaire : les trajectoires des particules de fluide sont "régulières" et "parallèles" les unes aux autres.

2.1.2 Équations

Pour pouvoir caractériser le comportement fluide, on fait appel aux équations de conservation de la masse ainsi que de la quantité de mouvement. Ce sont les équations de Navier-Stokes (1) et (2). Ces deux équations peuvent être complétées par les lois de comportement fluide : il s'agit ici d'un fluide newtonien.

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho(\vec{u} \cdot \nabla)\vec{u} = -\nabla p + \mu \nabla^2 \vec{u} + \rho f \quad (2)$$

avec :

- \vec{u} la vitesse de la particule de fluide
- p la pression
- ρ la masse volumique constante au sein du fluide
- μ la viscosité dynamique du fluide

En plus de considérer les équations de Navier-Stokes, l'équation de Bernoulli permet de réaliser le bilan énergétique pour une particule de fluide.

On suppose que :

- le fluide est non visqueux, i.e. $\nu = 0$
- l'écoulement est irrationnel $\nabla \times \vec{u} = 0$
- l'écoulement est stationnaire, i.e. $\frac{\partial u}{\partial t} = 0$
- l'écoulement est incompressible, i.e. $\operatorname{div}(\vec{u}) = 0$

L'équation de Bernoulli (3) affirme que l'énergie se conserve le long de la ligne de courant :

$$\frac{1}{2}\rho\vec{u}^2 + \rho g + p = \frac{1}{2}\rho\vec{u}_\infty^2 + \rho g + p_\infty \quad (3)$$

où \vec{u}_∞ et p_∞ sont la vitesse et la pression à l'infini.

2.1.3 Paramètres adimensionnés et interprétation physique

En adimensionnant les équations de Navier-Stokes, il est possible de définir des nombres sans dimension qui permettent de caractériser le "type" d'écoulement ainsi que de fluide considérés.

On considère la dynamique de la particule n'est pas générée par la différence de pression ainsi que les forces volumiques extérieures s'appliquant sur la particule de fluide sont nulles. L'équation de Navier-Stokes adimensionnée (4) s'écrit :

$$S_t \tilde{\rho} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial \tilde{t}} + \tilde{\rho}(\tilde{u} \cdot \nabla) \tilde{u} = \frac{1}{R_e} \nabla^2 \tilde{u} \quad (4)$$

On reconnaît alors plusieurs paramètres adimensionnés qui interviennent donc dans la dynamique de la particule de fluide : le nombre de Strouhal S_t et le nombre de Reynolds R_e .

Le nombre de Reynolds R_e (5) correspond au rapport entre les forces d'inertie appliquées sur la particule de fluide et des forces visqueuses.

$$R_e = \frac{\rho U_\infty}{\nu} \quad (5)$$

Le nombre de Strouhal S_t (6) correspond au rapport entre la longueur de déplacement de la particule de fluide et la longueur de déplacement à l'infini correspondant au produit de la vitesse à l'infini et de la durée de l'écoulement à l'infini.

$$S_t = \frac{Df_\infty}{U_\infty} \quad (6)$$

2.2 Théorie sur l'écoulement autour d'un cylindre immobile

On considère maintenant un fluide vérifiant les hypothèses définies dans la parties (2.1.1) et un cylindre perturbant l'écoulement. La présence de cet obstacle va entraîner une modification des trajectoires qui vont alors devenir symétrique autour du cylindre. Cette perturbation de l'écoulement va à son tour modifier le comportement de la structure au sein du fluide, que l'on essayera de caractériser en définissant des coefficients et des paramètres adimensionnés adaptés.

2.2.1 Sillage derrière le cylindre et décollement de la couche limite

Lorsqu'un cylindre immobile est placé dans le fluide en écoulement, on observe la formation d'un sillage derrière le cylindre. Ce sillage correspond à un zone derrière le cylindre où la vitesse du fluide est nulle et la pression est constante, et prend naissance au point de décollement de la couche limite enveloppant le cylindre. Selon le nombre de Reynolds, ce sillage peut présenter des tourbillons à son extrémité avec le fluide en écoulement. (C'est en particulier le cas dans la zone sous-critique, pour $10^4 < R_e < 10^5$.)

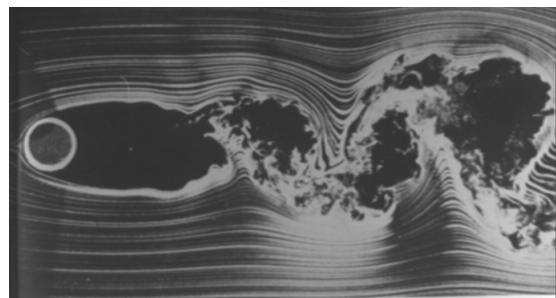


FIGURE 1 – Photographie d'un sillage derrière un cylindre immobile

Par ailleurs, l'augmentation du nombre de Reynolds de la couche limite permet de "retarder" le décollement de la couche limite, ce qui permet d'obtenir un sillage plus fin.

2.2.2 Détermination théorique du profil de vitesse autour du cylindre

Le fluide est non visqueux, homogène et les forces volumiques appliquées sur la particule de fluide sont négligées. Le théorème de Lagrange affirme que, dans ces conditions, le caractère irrationnel du fluide se conserve au cours de l'écoulement. Ainsi, si l'écoulement à l'infini est irrationnel alors à tout instant t le fluide l'est et il existe un potentiel de vitesse Φ tel que $\nabla\Phi = \vec{u}$

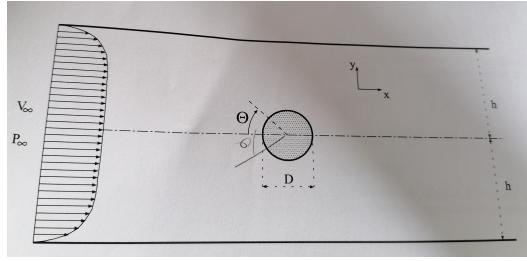


FIGURE 2 – Schéma du cylindre dans le fluide en écoulement

De plus le caractère incompressible du fluide impose que $\Delta\Phi = 0$ et de l'écoulement selon l'axe (Ox) impose de chercher la solution de Φ sous la forme $\Phi(r, \theta) = f(r)\cos(\theta)$ où f est une fonction à déterminer en utilisant aussi les conditions aux limites.

Le système admet deux points d'arrêts : le point d'arrêt en amont et le point d'arrêt en aval. En ces points la vitesse est nulle, ce qui nous permet de déduire des conditions sur le potentiel de vitesse Φ .

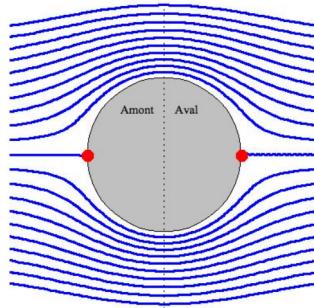


FIGURE 3 – Schéma des points d'arrêts sur le cylindre (représentés en rouge)

On obtient alors les conditions suivantes :

$$\begin{cases} \frac{\partial\Phi}{\partial r}(R, 0) = \frac{\partial\Phi}{\partial r}(R, \pi) = 0 \\ \frac{\partial\Phi}{\partial\theta}(R, 0) = \frac{\partial\Phi}{\partial\theta}(R, \pi) = 0 \end{cases}$$

Cela nous permet de conclure sur l'expression du profil de vitesse :

$$\Phi(r, \theta) = U_\infty \left(r + \frac{R^2}{r} \right) \cos(\theta)$$

La vitesse de l'écoulement étant la dérivée du potentiel Φ , on en déduit alors la vitesse $\vec{U} = (u, v)$ autour du cylindre (en $r = R$) :

$$\begin{cases} u(R, \theta) = U_\infty (1 - \cos(2\theta)) \\ v(R, \theta) = -U_\infty \sin(2\theta) \end{cases} \quad \forall \theta \quad (7)$$

Le module de la vitesse autour du cylindre a donc pour expression :

$$|\vec{U}|^2 = (u(R, \theta)^2 + v(R, \theta)^2) = 2U_\infty^2 (1 - \cos(2\theta)) = 4U_\infty^2 \sin(\theta)^2 \quad (8)$$

2.2.3 Détermination théorique de la pression autour du cylindre et calcul du coefficient de pression

L'objectif est de démontrer la formule du coefficient de pression K_p . On applique le théorème de Bernoulli à une ligne de courant entre un point à l'infini et un point situé autour du cylindre.

On a alors la relation suivante :

$$|p - p_\infty| = \frac{1}{2}\rho(|\vec{U}_\infty|^2 - |\vec{U}|^2)$$

Le coefficient de pression K_p vaut alors :

$$K_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho|\vec{U}_\infty|^2} = \frac{\frac{1}{2}\rho(|\vec{U}_\infty|^2 - |\vec{U}|^2)}{\frac{1}{2}\rho|\vec{U}_\infty|^2} = 1 - \frac{|\vec{U}|^2}{|\vec{U}_\infty|^2}$$

Ainsi en réutilisant les expressions trouvées dans la partie (2.2.1), on en conclut que l'expression théorique du coefficient de pression K_p (9) s'écrit :

$$K_p = 1 - 4\sin(\theta)^2 \quad (9)$$

Ainsi, on en déduit trois différents cas de figure sur l'écoulement autour du cylindre. Si $K_p = 0$, la pression autour du cylindre est la même que p_∞ . Si $K_p < 0$, alors $p < p_\infty$ et la région est une zone de dépression. La structure est alors soumise à une forte traînée générée par cette dépression. C'est ce qu'on appelle l'effet de culot. Enfin, si $K_p > 0$ alors $p > p_\infty$ et la région est une zone de surpression.

Ce coefficient ne dépend que de la géométrie du système, toutefois il peut varier en fonction du nombre de Reynolds qui influence la position de point de décollement de la couche limite sur le cylindre.

Par les mêmes calculs théoriques, pour un cylindre en rotation avec U la vitesse de l'écoulement localement autour du cylindre et $\beta = \frac{U}{U_\infty}$:

$$K_p = 1 - (2\sin(\theta) + \beta)^2$$

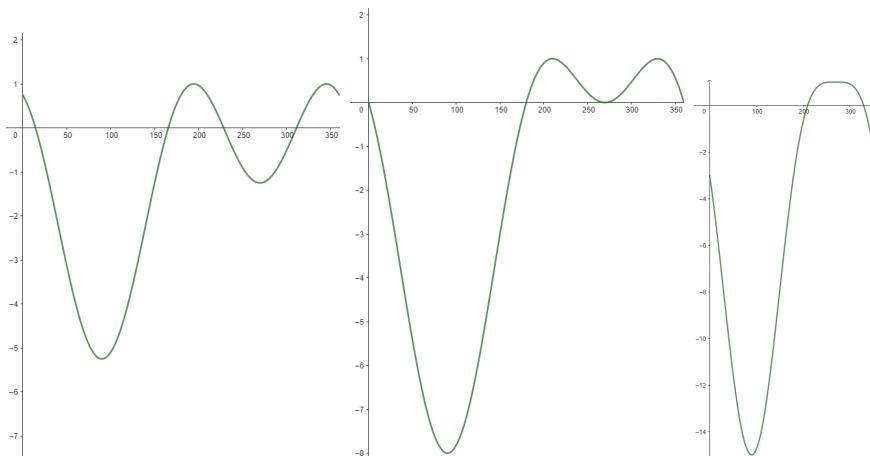


FIGURE 4 – Tracés des coefficients de pression théoriques pour β valant $\frac{1}{2}$, 1 et 2

La rotation rendant dans les faits trop complexe de mesurer la pression pariétale, cette formule ne nous aura malheureusement pas servi expérimentalement.

2.2.4 Définition des coefficients de traînée et de portance

Le système cylindrique est soumis à une force aérodynamique \vec{F}_{aro} qui correspond à la somme de la force de portance $T_p \vec{e}_y$, qui va entraîner un déplacement du système vers le "haut", et la force de traînée $-T_x \vec{e}_x$, qui va s'opposer au mouvement du cylindre.

$$\vec{F}_{aro} = T_p \vec{e}_y - T_x \vec{e}_x$$

En réalisant l'analyse dimensionnelle de cette équation on peut alors en déduire des paramètres adimensionnés qui permettent de caractériser l'évolution du comportement du système.

Le coefficient de traînée C_x (10) correspond au rapport entre la force de traînée appliquée sur le cylindre et la force de pression dynamique $\frac{1}{2}\rho v^2$ s'appliquant sur la surface DL où D est le diamètre du cylindre et L sa longueur.

$$C_x = \frac{T_x}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 DL} \quad (10)$$

Le coefficient de portance C_y (11) correspond au rapport entre la force de portance appliquée sur le cylindre et la force de pression dynamique $\frac{1}{2}\rho v^2$ s'appliquant sur la surface DL où D est le diamètre du cylindre et L sa longueur.

$$C_y = \frac{T_y}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 DL} \quad (11)$$

Les coefficients C_x et C_y sont calculées en fonctions des forces de traînée et de portance qui dépendent du point de décollement de la couche limite au niveau du cylindre. Ainsi, les coefficients C_x et C_y dépendent aussi du nombre de Reynolds.

En général, dans un cylindre immobile, les forces surfaciques de portance se compensent et il n'y a que les forces surfaciques de traînée qui interviennent dans la dynamique du système.

2.3 Effet Magnus

La mise en rotation du cylindre au sein du fluide en écoulement va entraîner une modification du comportement de la couche limite et conduire à l'apparition d'un phénomène que l'on appelle effet Magnus.

En effet, l'épaisseur de la couche limite varie en fonction de la vitesse du fluide dans cette zone : une augmentation de la vitesse entraîne une réduction de l'épaisseur de la couche. Or, la mise en rotation du cylindre engendre l'apparition de deux zones : une zone où le fluide circule dans le même sens que la surface du cylindre et une zone où le fluide et la surface se déplacent dans des directions opposées. Il y aura donc une zone où la vitesse du fluide est accélérée et une autre, décélérée. Le champs de vitesse est donc asymétriquement modifié.

La dissymétrie du champ de vitesse engendre à son tour une dissymétrie de la couche limite, qui va être plus importante au niveau de la zone où le fluide se déplace dans le sens opposé à celui de la surface du cylindre. Il a alors un déséquilibre des forces qui s'applique sur le cylindre et une force de portance apparaît. On parle alors d'effet Magnus.

3 Expérimentations, mesures et résultats

Conditionnement technique

Avant de traiter à proprement parler des expériences et mesures réalisées, il est important de décrire rapidement le matériel et les outils utilisés pour atteindre ces résultats.

La réalisation expérimentale de l'étude suivante a été effectuée au laboratoire de mécanique de l'école Polytechnique, a l'aide d'une petite soufflerie avec une veine de section carrée de 15cm de côté et 50cm de longueur pouvant produire un écoulement d'air allant jusqu'à environ 25m/s. Le système permettait l'ajout en son sein d'un obstacle cylindrique, ainsi que sa rotation éventuelle par le raccordement d'un moteur commandé en fréquence pouvant aller jusqu'à 10000tr/min.

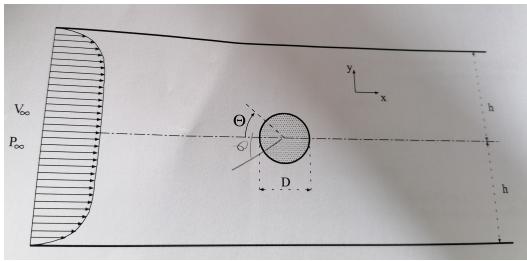


FIGURE 5 – Schéma de la veine d'étude

Enfin, les mesures de vitesse et de pression étaient réalisées à l'aide de deux tubes de Pitot et d'une sonde à film chaud, tandis que la portance et la traînée étaient déterminées à l'aide d'une balance aérodynamique.



FIGURE 6 – Vue globale de notre dispositif expérimental

3.1 Étude du cylindre lisse fixe

La première partie de notre étude s'organise autour du comportement classique de l'écoulement autour d'un cylindre fixe lisse. L'objectif de ces premières manipulations est de mettre notamment en évidence le phénomène bien connu de couche limite.

3.1.1 Étude des coefficients de traînée C_x et de portance C_y

La balance aérodynamique montée sur le cylindre d'expérimentation permet d'obtenir immédiatement les valeurs des forces de portance T_y et de traînée T_x subies

par l'obstacle.

Du reste, on connaît la forme typique du coefficient de force selon l'axe i donné :

$$C_i = \frac{T_i}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 D L} = \frac{T_i}{\frac{1}{2}\mu U_\infty R_e L}$$

Pour T_i la force aérodynamique selon l'axe i , ρ la masse volumique du fluide (ici l'air), μ sa viscosité dynamique, U_∞ sa vitesse initiale hors perturbation, L et D respectivement la longueur et le diamètre du cylindre obstacle et R_e le nombre de Reynolds de l'écoulement à l'infini.

Il est donc simple de mesurer à différentes vitesses initiales les coefficients de portance et de traînée liés à un de nos cylindres.

On remarquera que comme l'entend la théorie, il est attendu que la portance du cylindre fixe soit nulle.

Pour un grand obstacle lisse de longueur 14,5cm et de diamètre 4cm, on trouve ainsi bien toujours un coefficient de portance nul, tandis que le coefficient de traînée oscille entre 1,6 et 1,75.

En revanche, pour un petit cylindre rugueux (la rugosité sans rotation n'influe pas sur la traînée) de longueur 13cm et de diamètre 3cm, le coefficient de portance est nul, mais le coefficient de traînée oscille entre 1,39 et 1,5.



FIGURE 7 – Comparaison des deux cylindres d'étude

Ty (portance)	Tx (trainee)	Uinf	Re	Cx	Cy	Ty (portance)	Tx (trainee)	Uinf	Re	Cx	Cy
0,00	0,62	10,00	27022,22	1,75	0	0,00	0,36	10,00	20266,67	1,50	0
0,00	1,31	15,00	40533,33	1,66	0	0,00	0,76	15,00	30400,00	1,42	0
0,00	2,47	20,00	54044,44	1,75	0	0,00	1,35	20,00	40533,33	1,43	0
0,00	2,99	23,00	62151,11	1,60	0	0,00	1,74	23,00	46613,33	1,39	0

FIGURE 8 – Valeurs du C_x et du C_y pour différents Reynolds/vitesses initiales (en m/s) pour le grand cylindre (à gauche) et le petit cylindre (à droite)

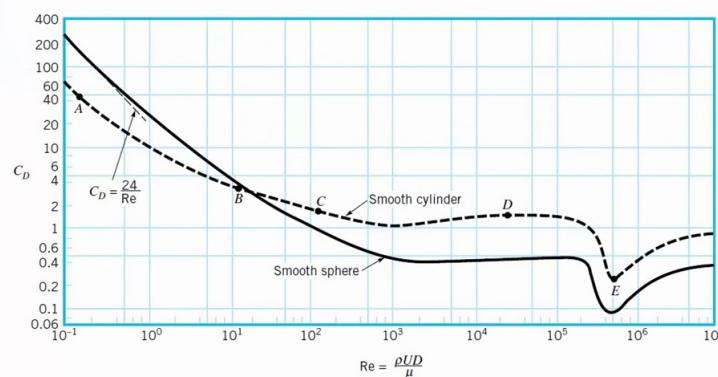


FIGURE 9 – Courbe théorique du coefficient de traînée en fonction du Reynolds

Cette mesure démontre l'importance de la taille relative de l'obstacle mis en jeu. En effet, il faut se souvenir que pour des Reynolds de l'ordre 10^4 , le C_x devrait théoriquement se situer autour des 1,2 !

Le fait que changer la taille du cylindre implique un rapprochement à la valeur théorique prouve les effets d'incertitudes et de blocage de l'écoulement qu'un cylindre trop gros peut induire. Il sera intéressant de le garder en tête pour la suite.

Cette étude des coefficients de traînée et de portance a ainsi pu vérifier l'absence de portance pour un cylindre lisse fixe et a permis de mettre en évidence des phénomènes d'effets de taille sur le comportement de l'écoulement et sur les mesures que l'on peut y faire.

3.1.2 Mesure du coefficient de pression K_p

Le coefficient de pression est une valeur adimensionnée qui permet de caractériser la distribution de pression sur un profil. Comme on l'a justifié en théorie, pour un fluide parfait incompressible en écoulement sur un cylindre infini, le coefficient de pression dépend de l'angle de mesure de la pression pariétale avec l'axe de la veine :

$$K_p = \frac{P_{cylindre} - P_\infty}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} = 1 - 4\sin^2(\theta)$$

Cette sous-partie permettra de montrer que ce modèle est pertinent jusqu'à une certaine limite pour le cylindre lisse fixe, laquelle dépend de la vitesse d'écoulement à l'infini, ce qui mettra ainsi en valeur le phénomène de couche limite.

Pour vérifier cette loi, une mesure simple de la pression pariétale du cylindre lisse a été réalisée en faisant varier l'angle d'inclinaison de la prise de pression par rapport à l'axe de la veine.

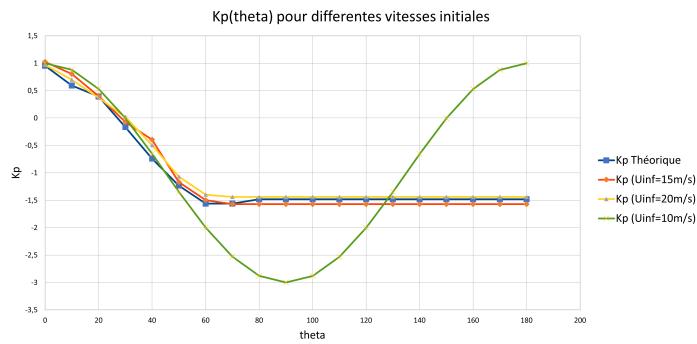


FIGURE 10 – Courbes théorique et de mesure du coefficient de pression pour différentes vitesses initiales d'écoulement

La confrontation des courbes expérimentales et de la courbe théorique permet de faire une grande observation : s'il semble que pour le cylindre fixe, les vitesses initiales d'écoulement choisies ne montrent pas une grande variabilité dans le comportement de K_p , il est surtout clair que le modèle théorique présente effectivement des limites et n'est plus valable à partir d'environ 50° par rapport à l'axe de la veine de soufflerie.

Le phénomène qui l'explique est le décollement de couche limite : l'écoulement qui suivait jusqu'ici le profil du cylindre se détache de ce chemin autour de cet angle

limite de 50° ce qui mène alors à une perte de pression sur les zones de décollement du cylindre, des tourbillons vides de pression apparaissent dans le régime sous-critique et justifient ainsi le plateau observé à toutes les vitesses d'écoulement à partir de 50° ! Par symétrie, ceci se vérifie par ailleurs en réalité de 50 à 310° à l'arrière du cylindre.

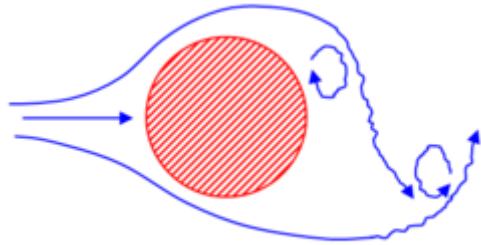


FIGURE 11 – Caractérisation de l'allure de l'écoulement au niveau du cylindre pour notre ordre de grandeur des Reynolds (régime sous-critique)

3.1.3 Profil de vitesse dans le sillage du cylindre

Une dernière observation utile à l'étude de l'écoulement autour d'un cylindre est celle de la nature de la vitesse à l'arrière de l'obstacle, afin de pouvoir estimer la forme du sillage laissé par le cylindre. Pour se faire, un tube de Pitot placé à l'arrière de l'obstacle et envoyé sur un boîtier d'acquisition en même temps qu'un autre tube au début de l'écoulement permettent de mesurer la vitesse de l'écoulement à l'aide de l'équation de Bernoulli.

On réalise ainsi 3 sets de mesure, l'un juste au niveau du milieu du cylindre, un autre à 2cm derrière le cylindre et un dernier à 4cm après le cylindre. Ces trois ensembles de mesures permettent le cas échéant d'observer le mouvement des limites du sillage en s'éloignant de l'obstacle.

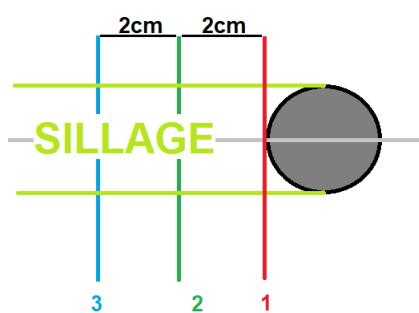


FIGURE 12 – Schéma de principe des prises de mesure de vitesse au niveau d'un profil de sillage donné

Dans le cas d'un cylindre lisse sans rotation, sans surprise le sillage est à peu près rectiligne et indépendant de la vitesse d'écoulement, comme celui présenté sur le schéma de principe précédent.

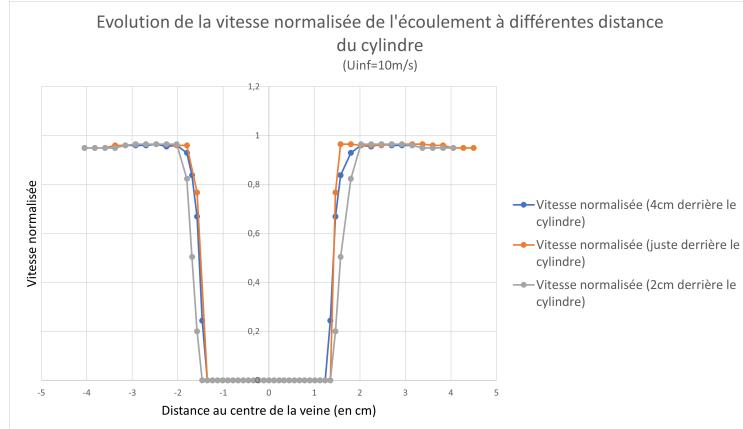


FIGURE 13 – Vitesse dans le sillage du cylindre lisse fixe à différentes distances du point d’arrêt aval

3.2 Cylindre lisse en rotation et effet Magnus

Maintenant que toutes ces considérations et explications sont faites, prenons le temps de réaliser l’étude comparative entre les mesures précédentes et celles faites sur le même gros cylindre lisse mais mis cette fois-ci en rotation à différentes fréquences.

3.2.1 Étude des coefficients de traînée C_x et de portance C_y

Comme on l’a justifié dans la première partie, le coefficient de portance théorique d’un cylindre en rotation s’écrit :

$$C_y = 2\pi\beta$$

Avec $\beta = \frac{U}{U_\infty}$, en prenant U la vitesse périphérique autour du cylindre.

Du reste, les conditions expérimentales nous obligent à prendre des valeurs de β d’au plus 1 en pratique, en effet, on parvient difficilement à avoir une vitesse périphérique au niveau de l’obstacle plus grande que la vitesse à l’infini, ce qui a du sens puisque le cylindre fait justement obstacle à l’écoulement, et a donc tendance à le ralentir.

Le tracé de C_y en fonction de β peut ainsi être réalisé, néanmoins, il s’avère qu’il est très loin du tracé théorique, et ce à toutes les vitesses de rotation :

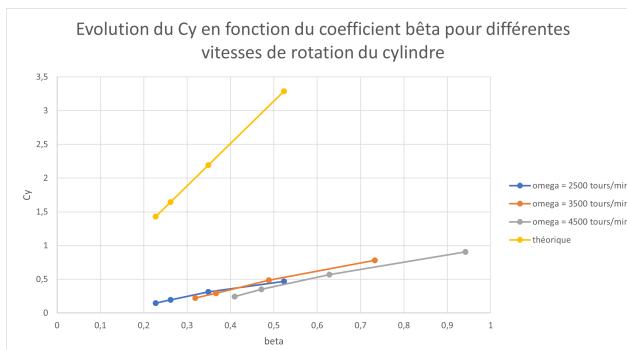


FIGURE 14 – Évolution du C_y par rapport à β pour le cylindre lisse en rotation

Si les lois semblent effectivement plutôt linéaires, les coefficients directeurs sont toujours très faibles devant 2π ... Comment expliquer cet écart à la théorie ?

Deux grandes hypothèses sous-tendent notre modèle théorique : celle d'un écoulement de fluide parfait et qui se confronte à un cylindre infini. Un écoulement de fluide parfait est par définition une vue de l'esprit qui ne se réalise jamais en pratique, du reste, notre cylindre est fini et n'est pas si long que cela devant son diamètre ($\frac{L}{D} \approx 3$) : ces deux hypothèses sont donc ici très discutables et viennent ainsi à être éprouvées dans cette étude expérimentale !

Par ailleurs, l'existence d'un C_y effectivement non nul expérimentalement pour le cylindre en rotation justifie l'existence de l'effet Magnus : il y a bien création d'une force de portance induite par la rotation seule du cylindre !!

On peut enfin de même tracer le coefficient C_x en fonction du Reynolds :

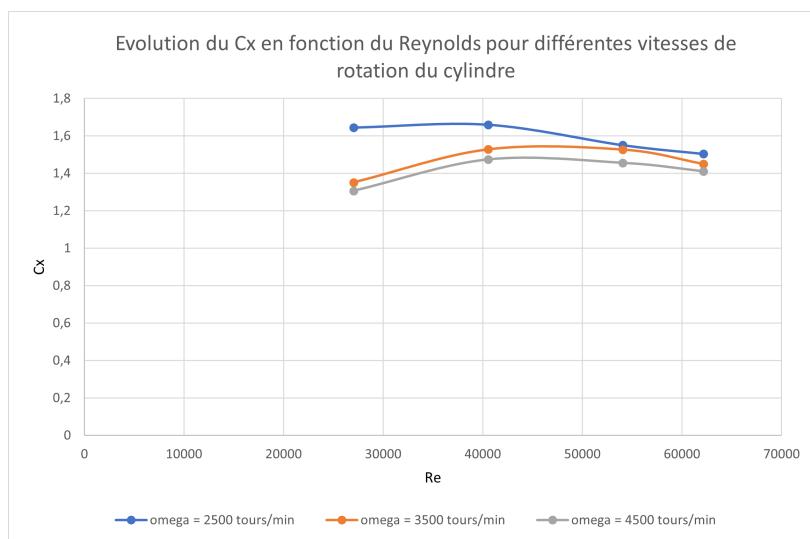


FIGURE 15 – Évolution du C_x par rapport à R_e

Cette mesure permet de vérifier qu'à hauts Reynolds dans le régime sous-critique, les coefficients de traînée ont tendance à converger et à s'approcher petit à petit de la valeur théorique des 1,2 déjà obtenue de manière fidèle pour le cylindre lisse fixe.

3.2.2 Profil de vitesse dans le sillage du cylindre

Comme on l'a fait pour le cylindre lisse fixe, mesurer les vitesses d'écoulement à l'arrière du cylindre en rotation permet d'observer les limites du sillage du cylindre. Cette fois-ci, la propriété de rotation a pour effet de déformer nettement la forme du sillage initial : l'effet Magnus tend en principe à déformer le sillage pour lui faire suivre le mouvement et le sens de rotation pris par l'obstacle.

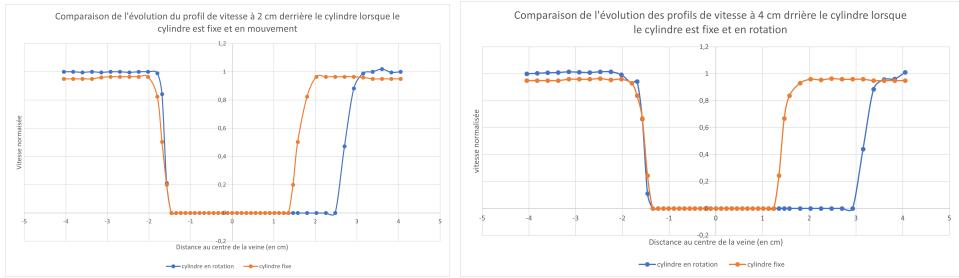


FIGURE 16 – Comparaison des vitesses dans le sillage du cylindre lisse en rotation à 2cm et 4cm derrière lui

Si on observe peut de changement avant de passer le centre du cylindre, après l'avoir fait, il est clair que le sillage s'élargit dans le sens de rotation de l'obstacle mais aussi avec la distance à celui-ci, c'est de nouveau l'observation expérimentale de l'effet Magnus qui a effectivement tendance à déformer le profil de vitesse dans le sillage pour lui faire suivre le sens de rotation du cylindre jusqu'au point d'arrêt aval !



FIGURE 17 – Essai en soufflerie avec apparition des lignes de champs montrant l'effet Magnus

3.3 Cylindre rugueux et retard de décollement

Ce troisième et dernier temps expérimental s'organise autour de la comparaison de résultats précédents liés au cylindre lisse avec ceux obtenus pour un cylindre présentant des rugosités.

Là encore, des résultats bien connus sont attendus, en particulier la capacités des rugosités à retarder l'explosion du décollement de la couche limite.

3.3.1 Étude des coefficients de traînée C_x et de portance C_y

Le cylindre rugueux a déjà été étudié en statique dans la partie **3.1.1** comme le "petit" cylindre, et ne montrait aucun effet des rugosités sur la valeur effective du C_x (le C_y était nul).

En revanche, de nouveau des résultats sont observés.

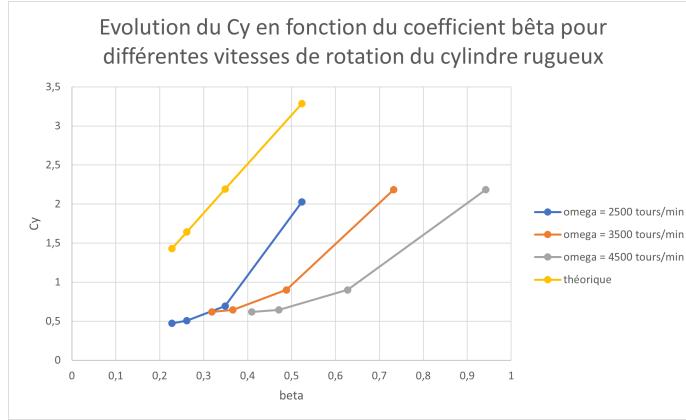


FIGURE 18 – Évolution du C_y par rapport à β pour le cylindre rugueux en rotation

La nature du profil de C_y en fonction de β n'est certes plus vraiment linéaire, mais se rapproche bien plus d'une droite de pente 2π par linéarisation de chaque nuage de point indépendant ...

De même, la forme du C_x en fonction du Reynolds est légèrement modifiée.

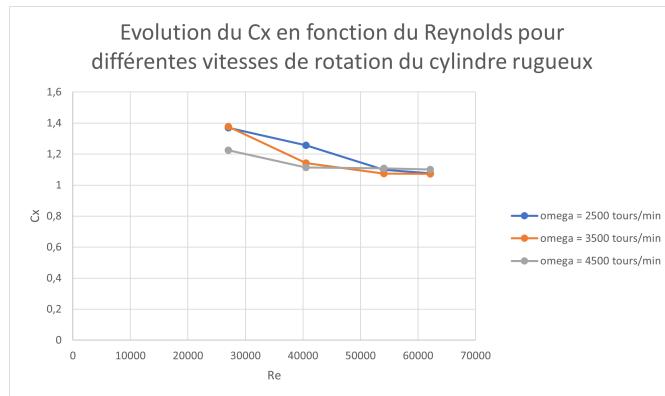


FIGURE 19 – Évolution du C_x par rapport au Reynolds pour le cylindre rugueux en rotation

Là où avec un cylindre lisse le C_x baissait en s'approchant des 1,2 théoriques, pour le cylindre rugueux, le C_x a tendance à même passer en dessous de la valeur théorique dans le régime sous-critique.

Ces deux comportements particuliers des coefficients de portance et de traînée prouvent que les caractères rugueux et rotatif se couplent pour approcher un peu mieux les modèles théoriques.

3.3.2 Mesure du coefficient de pression K_p

Tous les détails ayant déjà été décrits, attelons-nous à la comparaison des résultats sur la nature du K_p entre un cylindre lisse, un cylindre rugueux, et la courbe théorique.

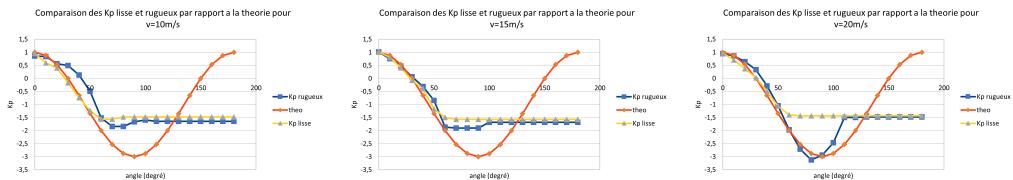


FIGURE 20 – Comparaison de la courbe théorique aux mesures expérimentales de K_p pour un cylindre lisse et un cylindre rugueux

L’observation immédiate est qu’effectivement, comme on s’y attendait, la courbe liée au cylindre rugueux suit mieux la courbe théorique que pour le cylindre lisse, et ce d’autant plus lorsque la vitesse d’écoulement initiale est grande.

Ceci démontre le phénomène connu de retardement de décollement de la couche limite : les aspérités en surface de l’obstacle permettent en effet à la couche limite de suivre plus longtemps le profil du cylindre et le décollement se produit donc plus tard qu’en cas de profil lisse, et même d’autant plus tard que la vitesse à l’infini d’écoulement est grande !

3.3.3 Profil de vitesse dans le sillage du cylindre

Dans cette dernière étude du sillage on va comparer la forme de celui-ci dans le cas d’un cylindre rugueux fixe et en rotation pour voir l’effet de chaque paramètre sur l’écoulement aval.

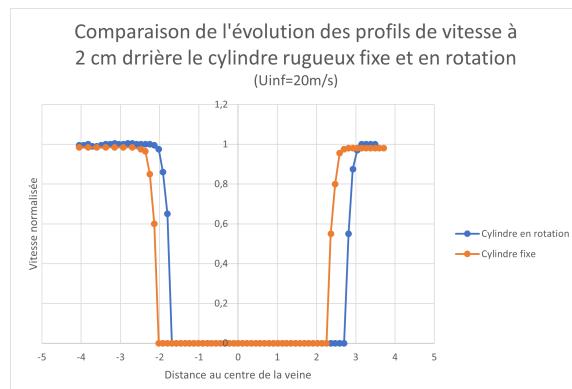


FIGURE 21 – Comparaison du profil de vitesse à 2cm derrière un cylindre rugueux fixe et en rotation

Voilà de nouveau des résultats intéressants ! Sans surprise, les rugosités ne font rien de particulier au cylindre fixe, puisque déjà sans elles le sillage était rectiligne. En revanche pour la rotation, qui a pour effet de déformer le sillage dans le sens de la rotation pour un cylindre lisse, il semble que la présence de rugosités annule dans une large mesure ce phénomène ! (il suffit de comparer la courbe bleue de la figure 21 avec ce que l’on avait en figure 15 pour s’en convaincre).

Les rugosités semblent donc annuler dans une large mesure les déformations et les dissymétries causées par la rotation du cylindre !

4 Discussion et applications en aérodynamique

4.1 Applications à l'aéronautique

Anton Flettner a créé, en 1924, le premier turbovoile où les trois mâts étaient remplacés par deux cylindres verticaux en rotation et assurant le déplacement du navire lorsque le vent est correctement orienté. Ces cylindres sont appelés rotors Flettner.

D'autres sociétés ont ensuite exploité le même principe, comme Enercon, avec le E-ship constitué de quatre rotors Flettner. Ces navires étaient capables de conserver 30 à 40 % du carburant sur les longues distances grâce à leur propulsion par effet Magnus.

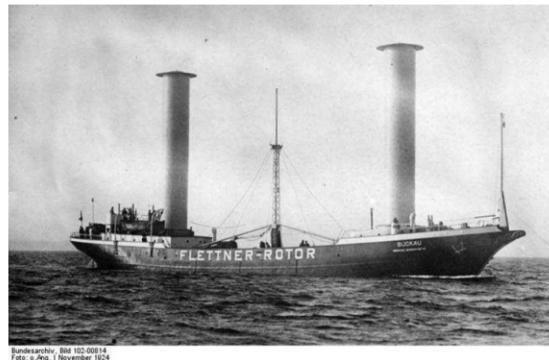


FIGURE 22 – Le Buckau, premier navire à propulsion à effet Magnus (1924)

4.2 Théorie des écoulements et sport

Sur une note légère, finissons ce panorama des effets quotidiens des écoulements autour d'obstacle par l'observation de leur mise en œuvre en sport, tant sur les phénomènes de rugosité que de portance induite par rotation.

4.2.1 La balle de golf : une surface optimisée pour le vol longue distance

Pourquoi une balle de ping-pong est-elle lisse tandis qu'une balle de golf a des alvéoles à sa surface ?

En tennis de table, le vol de la balle n'est pas prévu sur de grandes distances, il n'y a donc aucune raison de chercher à ce que la balle ne "vole bien", c'est pourquoi un profil lisse suffit amplement.



FIGURE 23 – Comparaison des surfaces d'une balle de ping-pong (à gauche) et de golf (à droite)

Au contraire au golf, les terrains sont si grands qu'un bon swing doit pouvoir envoyer une balle à plusieurs dizaines de mètres de distance pour s'approcher au plus

vite du trou ! Mais alors, la vitesse de la balle dans l'air doit être maximisée (un golfeur moyen a un swing de plus de 200km/h et le record de vitesse d'une balle est de 375,5km/h !), et à d'autant grandes vitesses, comme on l'a vu, un profil lisse voit sa couche limite décoller rapidement et lui fait perdre ainsi de l'énergie. Voilà donc l'origine des alvéoles des balles de golf : la surface rendue rugueuse parvient à retarder le décollement de la couche limite comme on l'a justifié expérimentalement, ainsi la balle conserve davantage d'énergie et de vitesse lors de son vol, et elle va donc plus loin pour un swing identique.

4.2.2 Les tirs brossés au football : l'effet Magnus en action

En 1997, le match France-Brésil fut l'occasion d'une démonstration aussi superbe qu'inattendue de mécanique des fluides.

Le brésilien Roberto Carlos tira un ballon brossé face aux cages de Fabien Barthez qui, à la surprise générale, pris une trajectoire curviligne que le gardien français n'a pas su prévoir et qui signa la défaite de l'équipe de France lors de la rencontre.

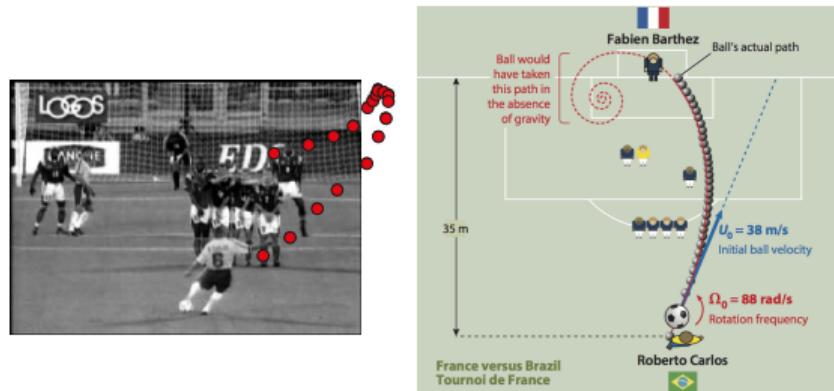


FIGURE 24 – Coup franc de Roberto Carlos (Brésil) contre la France, le 3 juin 1997. L'analyse de la vidéo indique une vitesse initiale de translation de 38 m/s et une rotation dans le sens trigonométrique de 88 rad/s (gauche). Modélisation de la trajectoire par C. Clanet et G. Dupeux (droite)

Notre étude nous permet totalement de comprendre le phénomène : le ballon mis en rotation dans le sens trigonométrique subit ainsi une force de Magnus vers l'intérieur du terrain qui s'oppose à la vitesse initiale donnée par le coup de pied de R. Carlos à l'instant initial.

En l'air, cette force finit par prendre le dessus et ramène le ballon vers le fond de terrain, dans les cages de ce pauvre F. Barthez qui n'avait pas anticipé la physique ingénieuse du shoot du joueur brésilien. Quelle prouesse sportive et quel exemple d'application aérodynamique !

5 Conclusion

Nous voici arrivés à la fin de notre étude aérodynamique des écoulements autour des cylindres. Si la connaissance des phénomènes liés à l'obstacle lisse fixe n'a pas posé de grands problèmes et a permis comme prévu de mettre en valeur les phénomènes de couche limite et de décollement, l'étude des cylindres en rotation et rugueux, bien que moins aisées, ont permis elles aussi de mettre en lumière des aspects théoriques connus, respectivement l'effet Magnus et le retard de décollement.

Toutes ces observations sont autant de réponses fournies à notre problématique initiale sur la nature des effets des différents paramètres précédents sur l'écoulement autour du cylindre.

Pour autant, naturellement, les résultats présentés dans cette étude ainsi que les analyses réalisées sont toujours objets à discussions et remises en question. En particulier, les hypothèses formulées dans les dernières sous-parties expérimentales peuvent tout à fait s'avérer fausses ou incomplètes, cependant le format de 6 séances de travaux pratiques ne nous a pas permis de les valider ou les invalider à temps.

Par ailleurs, les résultats et les mesures faits subissent toujours des imprécisions liées aux incertitudes des appareils, aux incertitudes de lecture, aux arrondis et aux approximations des valeurs moyennes (notamment pour les valeurs de vitesses dans les sillages turbulents ...).

Enfin, comme on a pu l'entrevoir, les hypothèses faites pour comparer théorie et expérience ne sont pas nécessairement toujours pertinentes (fluide parfait faux au niveau de la couche limite, écoulement sur un cylindre de longueur pas si infinie que prévue etc.), ce qui rappelle encore le caractère discutable de nos observations.

Toutes ces remarques justifient de prendre avec beaucoup de parcimonie les réflexions faites dans ce rapport, car bien qu'il ait été fait avec sérieux et bonne volonté, il peut contenir (et contient même sûrement) des erreurs.

6 Bibliographie

[1] *ANALYSE PHYSIQUE DES EFFETS DE ROTATION DE PAROI EN ÉCOULEMENTS TRANSITIONNELS ET MODÉLISATION D'ÉCOULEMENTS TURBULENTS AUTOOUR DE STRUCTURES PORTANTES* (2007), thèse par **Rajaa El Akoury** : <https://oatao.univ-toulouse.fr/7648/1/elakoury1.pdf>

[2] *ÉCOULEMENT 2D AUTOOUR D'UN CYLINDRE* (2004) :
http://air-et-terre.info/aerodyn_theorique/cylindre_2D.pdf

[3] *PORTANCE ET TRAÎNÉE* (2020), TD de mécanique de fluides de l'ESPCI par **Mathilde Reyssat** :
https://blog.espci.fr/mreyssat/files/2020/02/TD_portance_trainee%CC%81e.pdf

[4] *PROPULSION D'UN NAVIRE PAR TURBOVOILE ET CONTRÔLE DE LA COUCHE LIMITÉ* (2010), Document de recherche par **Frédéric Elie** :
Lien de consultation

[5] *COURS D'AÉRODYNAMIQUE DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE* :
Lien de consultation

[6] *ÉCOULEMENT LAMINAIRE AUTOOUR D'UN CYLINDRE*, simulation numérique par **l'Université du Mans** :
Lien de consultation

[7] *EFFET MAGNUS*, article **Wikipédia** : https://fr.wikipedia.org/wiki/Effet_Magnus

[7] *TURBOVOILE*, article **Wikipédia** : <https://fr.wikipedia.org/wiki/Turbovoile>