Rapport TrEx 1A :
Etude d'un micro drone

Emmanuel Branlard - Dimitri Sluys
Encadré par J.-M. Moschetta

Le 8 Mars 2007

Table des matières

Liste des tableaux

Table des figures

Introduction

Que ce soit dans le domaine militaire ou simplement dans la construction, les drones sont de plus en plus utilisé aux dépends d'un facteur humain. Notre TrEx a pour but de nous familiariser aux sciences du pilotage - et non du guidage - des drones, à savoir la mécanique du vol et la propulsion, afin de pouvoir en étudier un qui existe déjà dans les laboratoires de SUPAERO. Ce drone est le "pot de yaourt", construit par M. Dominique Bernard. Nous avons donc étudié cet appareil, certes d'une manière qui peut paraître simpliste aux yeux des experts à causes des hypothèses formulées. Les problèmes étant souvent fondamentalement différents, nous avons opté pour une stratégie de division du problème. C'est pourquoi d'une part nous avons étudié successivement les différentes parties du pot, à savoir les volets, les rotors, la carène d'un point de vue aérodynamique et propulsif et d'autre par nous avons dressé les équations de la mécanique du vol. Pour établir nos résultats, nous avons parfois décidé de tirer profit des expériences réalisées auparavant en termes de mesure et de modélisation de comportement, plutôt que d'essayer d'établir des formules théoriques totalement hors de propos et hors de portée. nous avons terminé notre étude par la manipulation d'un outil MalLab : SIMULINK. Pour un certains jeu d'équation et un certain modèle en entrée, cet outil permet la visualisation dans le temps des différents paramètres intéressants du problème.

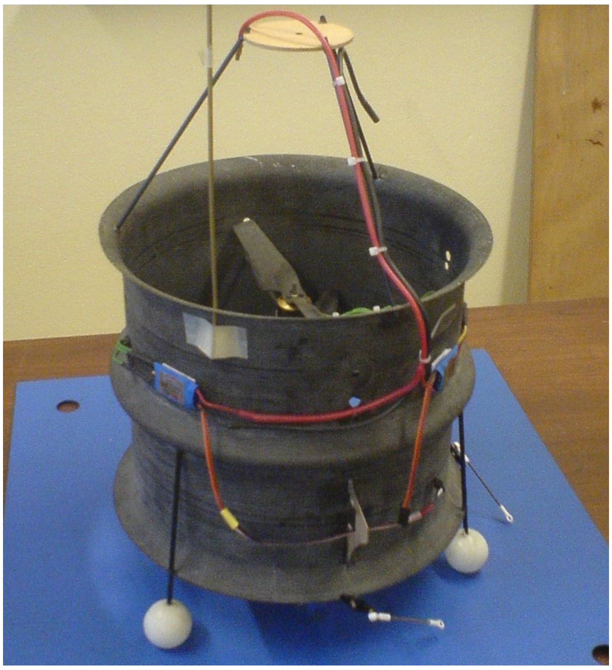

Fig. 1 – Micro-drone étudié : le "pot de yaourt"

1 Principales notations et données numériques

1.1 Notations utilisées

Pour étudier un problème complexe comme celui-ci, il nous faut au préalable définir plusieurs paramètres. Puisque les bases de projection liées au solide sont plus intéressantes en terme de simplicité des expressions, nous les introduisons par la même occasion.

R^*	Référentiel barycentrique lié à la carène.
R	Référentiel absolu galiléen de la Terre.
Σ	Système étudié, constitué de l'ensemble du drone
G	Centre de gravité en z=0, origine du repère barycentrique
F	Intersection des volets (et donc des axes x et y) en $z = z_F$
R	Milieu des centres des rotors en $z = z_R$
$\omega_1,\ \omega_2$	Vitesses de rotation des deux rotors
$\delta_x,\ \delta_y$	Angles de rotation des volets autours de leurs axes(algébriques et positifs selon les axes)
ϕ, θ, ψ	Angles d'Euler définissant l'orientation des axes du fuselage par rapport à R.
$V = (u, v, w)$	Vitesse dans R* du centre de gravité
V_i	Vitesse du fluide dans la carène à l'amont des volets
V_{entre}	Vitesse du fluide entrant à l'amont de la carène
V_{sortie}	Vitesse du fluide à la sortie de la carène (et donc des volets)
$\Omega = (p, q, r)$	vitesses angulaires par rapport aux axes inertiels
m	Masse du système.
I	Matrice d'inertie du système en G
X, Y, Z	Résultantes des forces sur x, y, z
L, M, N	Moments autour de ces mêmes axes.
b	envergure d'un volet
l	longueur de corde d'un volet

TAB. 1 – Principales notations utilisées

Le système d'axe de R* sera x et y selon les volets, et z orienté vers le bas. L est le tangage (pitch), M est le roulis (roll), N est le lacet (yaw). n notera que le but du bi-rotor contrarotaif est de contrôler ce lacet.

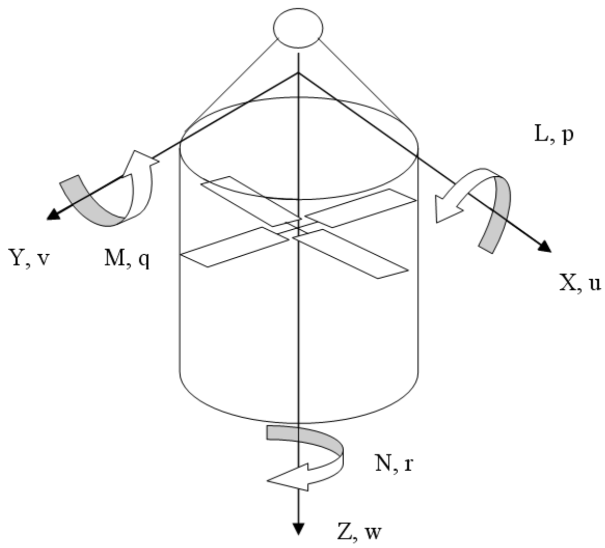

FIG. 2 – Système d'axes attaché au drone

Notre problème est un problème à 6 degrés de liberté (u,v,w,p,q,r) d'un point de vue général. La symétrie cylindrique du problème permettra ensuite de rapprocher les différentes équations.

1.2 Valeurs numériques concernant l'environnement

Notre étude a lieu sur Terre, dans les conditions ambiantes normale, nous prendrons donc les valeurs suivantes :

Masse volumique de l'air	$\rho \approx 1.225\ kg.m^{-3}$
Viscosité dynamique de l'air	$\mu \approx 1.78\ 10^{-5}\ m.s.kg^{-1}$
Pesanteur	$g = 9,81\ m.s{-}2$

TAB. 2 – Valeurs numériques concernant l'environnement

1.3 Valeurs numériques concernant le drone

D'après les données fournisseur et les mesures en laboratoires, nous avons les valeurs suivantes pour le drone.

Poids	6,63 N
Rayon des rotors	0,115 m
Diamètre de la carène	0,275 m
Longueur de la carène	0,25 m
Distance G-centre géométrique	0,01 m
Distance GF	0,154 m
Aire d'un volet	0,00715 m^2
Envergure d'un volet (b)	0,123 m
Allongement d'un volet λ_x	2,116 m
Longueur de corde d'un volet l	0,062 m

TAB. 3 – Valeurs numériques concernant le drone

Matrice d'inertie :

$$\begin{pmatrix} 0,0033 & 0 & 0 \\ 0 & 0,0033 & 0 \\ 0 & 0 & 0,0039 \end{pmatrix}$$

2 Etudes des volets

2.1 Généralités et mise en place du modèle

Les volets sont disposés parallèlement aux axes x et y. Nous noterons les informations les concernant par l'exposant ^{Vx}. Pour nous rapprocher de la réalité nous irons plus loin que le modèle de Marcello, nous considérerons quatre volets distincts (au lieu de deux). Cependant, nous négligerons les interactions aérodynamiques qui existent entre des ailes proches. Les coefficients aérodynamiques suivant sont relatifs à un seul volet. Pour avoir la résultante des forces éxercées sur un couple de volets, il suffira de multiplier ce coefficient par deux dans l'expression de la force. On notera que ce raisonnement est différent de celui consistant à considérer un seul volet, car il n'y a pas linéarité des expressions par rapport à l'envergure et à fortiori par rapport à λ.

Dans un modèle plus élaboré, nous pourrions considérer la rétroaction des volets sur l'écoulement du fluide en amont, lié à l'asymétrie réelle de cet écoulement. Nous supposerons ici l'écoulement amont uniforme.

2.2 Expressions des différents torseurs aérodynamiques

Sur les volets s'exercent des forces aérodynamiques, de portance et de traînée (induites et non induites). Pour chaque volets, on a les expressions :

Portance

$$\vec{P}^{Vx} = \frac{1}{2}\rho V_i^2(\omega_1, \omega_2) S_{ref} C_z^{Vx} \vec{e}_y$$

Traînée

$$\vec{T}^{Vx} = \frac{1}{2}\rho V_i^2(\omega_1, \omega_2) S_{ref} C_x^{Vx} \vec{e}_z$$

Avec pour définition des coefficients :

$$C_z^{Vx} = \frac{\pi \lambda_x}{1 + \sqrt{1 + \frac{\lambda_x}{4}^2}} \frac{S_x}{S_{ref}} \delta_x$$

$$\lambda_x = \frac{envergure^2}{S_x} = \frac{b_{volet}^2}{S_x}$$

Application Numérique :

$$\lambda_x = 2,116$$

$$C_z^{Vx} = 2,706 \frac{S_x}{S_{ref}} \delta_x = \frac{0,0193}{S_{ref}} \delta_x$$

Concernant maintenant la traînée, on peut séparer en deux le coefficients, séparant ainsi la tranée induite de la traînée non induite. On concoit que le terme dépend du coefficient de portance traduit la conséquence de cette dernière.

$$C_x^{Vx} = C_{x_f x} + \frac{k}{\pi \lambda_x} \frac{S_{ref}}{S_x} (C_z^{Vx})^2$$

$$C_{x_f x} = \frac{2 S_x}{S_{ref}} C_F$$

Il nous faut définir le Reynolds de notre problème.

$$Re_l = \frac{\rho V_i(\omega_1, \omega_2) l}{\mu}$$

avec l la longueur de corde (l=6,2cm).
Application Numérique :

$$Re_l \approx 40.10^3$$

Selon el régime, on trouve deux coefficients de frottement distinct.

$$C_F = \begin{cases} (\frac{1,406}{Re_L^{3/5}})^{\frac{5}{6}} = 6,64.10^{-3} & \text{si écoulement laminaire} \\ (\frac{0,0237}{Re_L^{1/5}})^{\frac{5}{6}} = 7,56.10^{-3} & \text{si écoulement turbulent} \end{cases}$$

Nous prendrons, compte tenu de la nature hétérogène de l'écoulement de notre problème, la moyenne des deux coefficients C_F ci-dessus. D'où

$$C_F = 7,1$$

Nous avons aussi d'après lecture de courbes (cours de majeure 1A dynamique du vol)

$$k = 1 + \delta = k(\lambda) \approx k(2.7) \approx 1.03$$

où $1 + \delta$ est le facteur d'Oswald. Nous en déduisont le coefficient de traînée d'un volet :

$$C_x^{Vx} = \frac{0,102}{S_{ref}} + 8,07.10^{-3}\frac{\delta_x^2}{S_{ref}}$$

Par symétrie, pour le second volet V_y,portance et traînée sont respectivement égales à :

$$\vec{P}^{Vy} = -\frac{1}{2}\rho V_i^2(\omega_1, \omega_2) S_{ref} C_z^{Vy} \vec{e}_x$$

$$\vec{T}^{Vy} = \frac{1}{2}\rho V_i^2(\omega_1, \omega_2) S_{ref} C_x^{Vy} \vec{e}_z$$

On en déduit les moments aérodynamiques appliqués au pot :

$$\begin{aligned} \vec{M}_x^{Portance} &= -\overline{FG} \times P^{Vx}\vec{e}_x \\ \vec{M}_y^{Portance} &= \overline{FG} \times P^{Vx}\vec{e}_y \end{aligned}$$

Il n'y a pas de moment de traînée compte tenu de la colinéarité des vecteurs entrant en jeu dans l'expression du moment.

Les volets que nous utilisons sont maintenus au pot par une liaison pivot située à 25-30% de la longueur de corde du profil. L'axe de la liaison est ainsi très proche du foyer aérodynamique du volet. Etant donné la symétrie du profil géométrique des volets, nous pouvons affirmer qu'au premier ordre, il n'y pas de moment des forces aérodynamiques sur les volets autour de l'axe d'attache des volets.

Il n'y a donc pas de mouvement des volets dû au fluide en écoulement. Ceci est à retenir puisque le servo n'aura pas d'effort à fournir pour maintenir une position fixe du volet. il nous reste maintenant à déterminer V_i.

3 Etude des rotors

Il est très difficile de déterminer théoriquement une loi de distribution des vitesses ou des pressions. C'est pourquoi nous allons utiliser les ressources expérimentales que nous possédons. De plus, le champ des vitesses n'est pas la variable pertinente de notre problème, c'est pourquoi nous chercherons à déterminer en premier lieu le débit. Dans l'étude au premier ordre que nous menons, nous supposons que le débit est constant dans toute la carène, que le pot soit mobile ou non. On a donc une vitesse constante égale à V_i dans toute la carène.

3.1 Etude par la dynalpie

En partant des hypothèses de la théorie de Froude (incompressibilité, monodimensionalité), nous pouvons appliquer le théorème de la dynalpie au système étendu à l'infini amont.

On obtient alors :

$$\int\int_{\Sigma} p.n + \rho.V(V.n)d\sigma = 0$$

où n est en convention normale sortante. Alors en profitant de la symétrie du problème, nous obtenons :

$$Z_{rotor,exp} = \int_{rotor} \Delta P d\sigma = (A\rho V^2 + pA))_{sortie} - (\rho V^2 A + pA)_{\infty}$$

D'après les fomrules de Bernouilli, nous pouvons simplifier les équations. De plus, nous nous plaçons dans le cadre incompressible : $\rho = cte$. Enfin En vol stationnaire $V_{entre} = 0$ à l'infini amont.

En réappliquant un théorème de la dynalpie à l'intérieur de la carène (avant les volets) et à l'aval des volets, nous obtenons :

$$\rho V_i^2 A - \rho V_{sortie}^2 A = 0 \Leftrightarrow V_i = V_{sortie}$$

Donc finalement, en appelant A la section de la carène

$$Z_{rotor,exp} = \rho\ A\ V_i^2$$

Nous pourrions donc, d'après les résultats expérimentaux sur la poussée, obtenir la vitesse V_i désirée pour exprimer les forces aérodynamiques. une autre apporche que nous allons faire serait une interpolation d'après MatLab des résultats expérimentaux que nous possédons pour en déduire le comportement des vitesses.

3.2 Etude monodimensionnelle d'un système caréné

Nous allons ici utiliser les résultats de l'étude monodimensionnelle d'un système caréné faite par M. Barènes, utilisant les notations définies sur la figure 3.

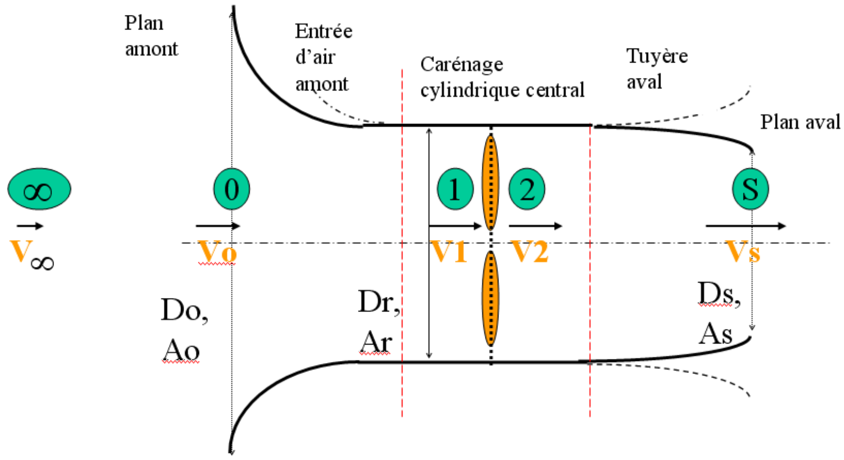

FIG. 3 – Système caréné - étude monodimensionnelle

On utilise les notation suivante :

$$K_0 = \frac{A_0}{A_r} \qquad K_s = \frac{A_s}{A_r}$$

On peut exprimer la force de poussée totale et des rotors de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
\frac{F_T}{\rho.A_r} &= (\frac{1}{K_s} - \frac{1}{2K_0}).(\frac{D}{\rho.A_r})^2 - \frac{K_0}{2}.V_\infty^2 \\
\frac{F_R}{\rho.A_r} &= \frac{1}{2}.\frac{1}{K_s^2}.(\frac{D}{\rho.A_r})^2 - \frac{1}{2}.V_\infty^2 \\
\frac{F_{amont}}{\rho.A_r} &= \frac{1}{2}(\frac{K_0 - 1}{K_0}).(\frac{D}{\rho.A_r})^2 - \frac{K_0 - 1}{2}.V_\infty^2 \\
\frac{F_{aval}}{\rho.A_r} &= -\frac{1}{2}(\frac{K_s - 1}{K_s})^2.(\frac{D}{\rho.A_r})^2
\end{aligned}$$

Or on rappelle les égalités de débit dans toute la carène :

$$D = \rho.A_0.V_0 = \rho.A_1.V_1 = \rho.A_2.V_2 = \rho.A_S.V_S$$

$$\frac{D}{\rho.A_R} = K_0.V_0 = V_1 = V_2 = K_S.V_S$$

On en déduit donc en appliquant cette théorie à notre système, c'est à dire $V_\infty = 0$, $K_s = K_0 = 1$, que la force de poussée vaut :

$$F_T = F_R = \frac{1}{2}\rho V_i^2$$

Nous verrons dans la partie 6 de ce document que els résultats expérimentaux confirment ce résultat avec un très bon taux de corrélation.

4 Etude de la carène

4.1 Utilisation des données expérimentales

Nous nous servons explicitement des mesures faites en laboratoire pour déterminer la force horizontale que fournit la carène. En effet, nous pourrions essayer de déterminer le champ de pression à l'intérieur de la carène (qui serait non symétrique dans l'hypothèse d'une rétroaction des volets) et donc par gradient de pression déterminer la force longitudinale que la dépression interne (ou surpression) fournirait.

Dès lors, nous pouvons représenter les effets de la carène de la manière suivante :

$$F_{carene} = F_{exp} - F_{volets}$$

(relation à éventuellement projeter sur les axes x et y des volets). Nous faisons alors l'hypothèse que cette force s'exerce uniquement entre les rotors et les volets, et ceci, de manière uniforme. Nous supposerons que le point d'application est entre les deux. En effet, sans la calculer théoriquement nous pourrons ainsi prendre en compte la rétroaction des volets, mais cette rétroaction n'est à considérer ni en dehors de la carène (en-dessous des volets) ni au dessus des rotors (où il est légitime de supposer une symétrie radiale de la distribution de pression). A cette force est associé un moment :

$$\vec{M}_{carene} = \vec{M}_{exp} - \vec{M}_{volets}$$
$$\vec{M}_{carene} = \frac{z_F + z_R}{2}\vec{e}_z \wedge \vec{F}_{carene}$$

4.2 Utilisation d'une théorie simplificatrice

D'une manière plus théorique nous pouvons calculer le coefficient de traînée de la carène C_x^c (exposant c pour carène). Nous ne considérons que les frottements à l'intérieur du pot. Le problème devient alors celui du calcul du coefficient de frottement sur un plaque plane, en déroulant le cylindre, lorsque la portance est nulle. On obtient : $C_x^c = \frac{S_{int}}{S_{ref}} C_F$. Soit une force de traînée :

$$\vec{T}^c = \frac{1}{2}\rho V_i^2 S_{ref} C_x^c \vec{e}_z$$

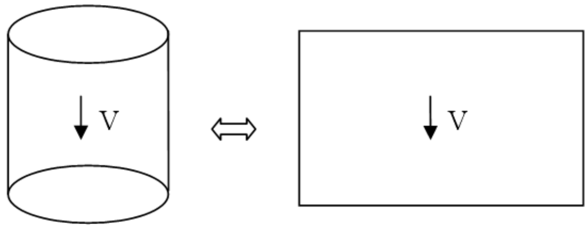

FIG. 4 – Simplification de l'étude des frottements sur la carène

Pour calculer le nombre de Reynolds relatif à cette plaque, nous prenons pour longueur de référence la hauteur du drone (25cm). Comme précédemment, nous prenons pour C_F la moyenne des C_F relatifs aux deux types d'écoulement.

Application Numérique :

$$Re_l^c \approx 172.10^3$$
$$C_x^c = \frac{0,897.10^{-3}}{S_{ref}}$$

5 Equations du mouvement

Nous allons maintenant nous intéresser à l'aspect mécanique du vol. Nous allons poser et dériver les équations du mouvement.

5.1 Résultante Cinétique

On définit le vecteur rotation angulaire $\vec{\Omega} = \vec{\Omega}_{R^*/R} = p\vec{e}_x + q\vec{e}_y + r\vec{e}_z$
u, v, w : vitesses de translation de G

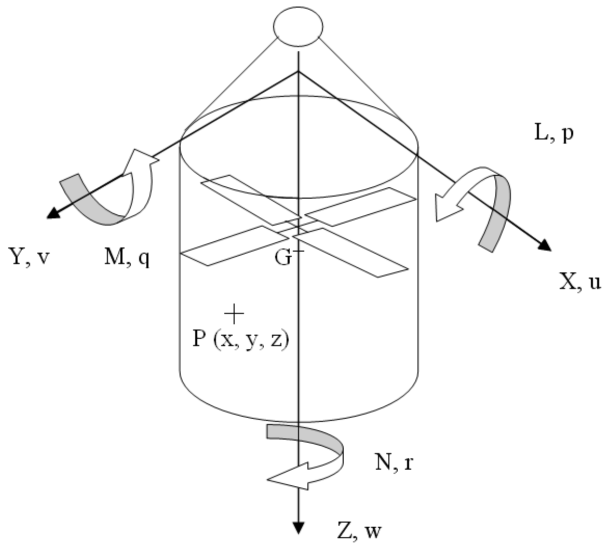

FIG. 5 – Système d'axes attaché au drone

Soit un point P de notre système situé aux coordonnées x,y,z : $\vec{r}_{p/R^*} = x\vec{e}_x + y\vec{e}_y + z\vec{e}_z$ On rappelle la formule de dérivation avec changement de repère on a :

$$\vec{v}_{P/R} = \vec{v}_{P/R^*} + \vec{\Omega}_{R^*/R} \wedge \vec{r}_{P/R^*}$$

D'après la loi de distribution des vitesses dans un solide :

$$\vec{v}_{P/R^*} = \vec{v}_{G/R^*} + \vec{\Omega}_{\Sigma/R^*} \wedge \vec{r}_{P/R^*} = \vec{\Omega}_{\Sigma/R^*} \wedge \vec{r}_{P/R^*}$$

Or, par la composition des vecteurs rotation nous savons :

$$\begin{aligned} &\vec{\Omega}_{\Sigma/R^*} = \vec{\Omega}_{\Sigma/R} + \vec{\Omega}_{R/R^*} \\ &\vec{\Omega}_{\Sigma/R^*} = 0 \qquad\qquad \text{(référentiel lié au solide)} \end{aligned}$$

Soit

$$\vec{v}_{P/R^*} = (qz - ry)\vec{e}_x + (rx - pz)\vec{e}_y + (py - qx)\vec{e}_z$$

Puis, la loi de composition des vitesses donne :

$$\vec{v}_{P/R} = \vec{v}_{P/R^*} + \vec{v}_{G/R}$$

La dérivation du vecteur vitesse donne alors l'expression de l'accélération suivante :

$$\vec{a}_{P/R} = \vec{a}_{P/R^*} + \vec{\Omega}_{R^*/R} \wedge \vec{v}_{P/R^*}$$

D'où :

$$\begin{aligned}
a_x &= \dot{u} - rv + qw + x(q^2 + r^2) + y(pq - \dot{r}) + z(pr + \dot{q})\\
a_y &= \dot{v} - pw + ru - y(p^2 + r^2) + z(qr - \dot{p}) + x(pq + \dot{r})\\
a_z &= \dot{w} - qu + pv - z(p^2 + q^2) + x(pr - \dot{q}) + y(qr + \dot{p})
\end{aligned}$$

Sachant que $F = \int_\Sigma adm$ nous obtenons :

$$\begin{aligned}
\dot{u} &= -(wq - vr) + \frac{X}{m} - gsin(\theta)\\
\dot{v} &= -(ur - wp) + \frac{Y}{m} - gcos(\theta)sin(\phi)\\
\dot{w} &= -(vp - uq) + \frac{Z}{m} - gcos(\theta)cos(\phi)
\end{aligned}$$

5.2 Théorème des moments

$$\vec{M}_{tot} = \int_\Sigma \vec{r}_{P/R} \wedge \vec{a}_{P/R} dm$$

$$\begin{aligned}
L &= \int_\Sigma (ya_z - za_y)dm\\
M &= \int_\Sigma (za_x - xa_z)dm\\
N &= \int_\Sigma (xa_y - ya_x)dm
\end{aligned}$$

La matrice d'inertie de notre système s'écrit, compte tenu de la géométrie "cylindrique" d'axe z du drone :

$$\begin{pmatrix} I_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & I_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & I_{zz} \end{pmatrix}$$

On obtient ainsi le système d'équation suivant :

$$\begin{aligned}
I_{xx}\dot{p} &= I_{xx} - I_{zz}qr + I_{xy}(pr - \dot{q}) + L\\
I_{yy}\dot{q} &= I_{zz} - I_{xx}rp + I_{xy}(qr + \dot{p}) + M\\
I_{zz}\dot{r} &= I_{xx} - I_{xx}pq + I_{xy}(q^2 - p^2) + N
\end{aligned}$$

puis

$$\begin{aligned}
I_{xx}\dot{p} &= I_{xx} - I_{zz}qr + L\\
I_{yy}\dot{q} &= I_{zz} - I_{xx}rp + M\\
I_{zz}\dot{r} &= I_{xx} - I_{xx}pq + N
\end{aligned}$$

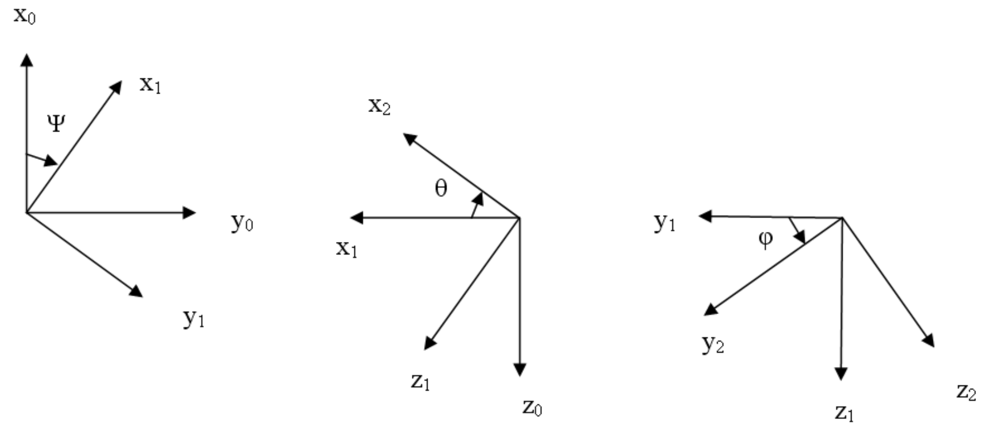

FIG. 6 – Les bases de projections définissant les angles d'Euler

Soient les bases de projections de vecteurs i, j, k indicées de 0 à 2, definies sur la figure 6 relative aux angles d'Euler. On a :

$$\omega_g = pi_2 + qj_2 + rk_2 = \dot{\psi}k_0 + \dot{\theta}j_1 + \dot{\phi}i_2$$

Donc, en appliquant trois rotations successives à la base de référence b_0, on trouve :

$$\begin{aligned}
p &= \dot{\phi} - \dot{\psi}\sin(\theta) \\
q &= \dot{\theta}\cos(\phi) + \dot{\psi}\sin(\phi)\cos(\theta) \\
r &= -\dot{\theta}\sin(\phi) + \dot{\psi}\cos(\phi)\cos(\theta)
\end{aligned}$$

5.3 Expression des forces et moments extérieurs

Expressions des forces

$$\begin{aligned}
X &= P^{Vy} \\
Y &= P^{Vx} \\
Z &= P + T^{Vx} + T^{Vy} + T^c + F_{pousse}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
X &= -\frac{1}{2}\rho\ V_i^2\ S_{ref}\ C_z^{Vy} \\
Y &= \frac{1}{2}\rho\ V_i^2\ S_{ref}\ C_z^{Vx} \\
Z &= \frac{1}{2}\rho\ V_i^2\ S_{ref}[C_x^{Vx} + C_x^{Vy} + C_x^c]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
X &= 0,0118\ \delta_y\ V_i^2 \\
Y &= 0,0118\ \delta_x\ V_i^2 \\
Z &= 0,674 + 0,00494\ (\delta_y^2 + \delta_x^2)\ V_i^2
\end{aligned}$$

Expressions des moments

$$\begin{aligned}
L &= M_x^{Portance} \\
M &= M_y^{Portance} \\
N &= M_{lacet}(\omega_1, \omega_2)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
L &= 0,00182\ \delta_x\ V_i^2 \\
M &= 0,00182\ \delta_y\ V_i^2 \\
N &= M_{lacet}(\omega_1, \omega_2)
\end{aligned}$$

Nous voyons donc bien que mis à part la vitesse de l'écoulement interne et les angles d'inclinaison des volets, les forces sont entièrement déterminées.

6 Interprétation des résultats expérimentaux

Des expériences ont été faites au préalable, nous allons les utiliser et les interpréter. Leur utilisation nous permettra de voir si nos hypothèses et modélisations sont cohérentes, et où sont leurs limites. Nous utiliserons des méthodes d'interpolations que nous avons mises en place sur MatLab pour générer des lois de comportement.

6.1 Force latérale

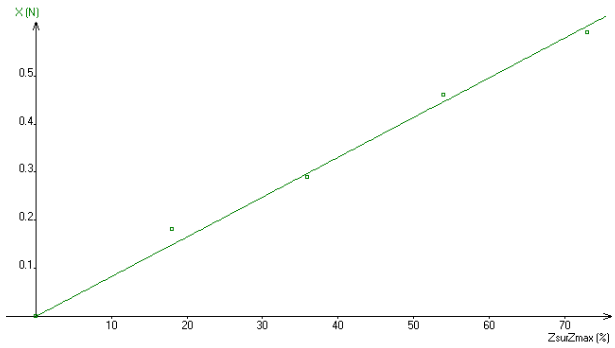

FIG. 7 – Force latérale disponible en fonction de la traction

$$X = 0,068Z$$

On observe ici qu'une augmentation de la poussée engendre une disponibilité au niveau des forces latérales, et donc des moments. Ceci permet de manier avec plus d'aisance le drone aux grandes tractions.

6.2 Traction et vitesse rotor

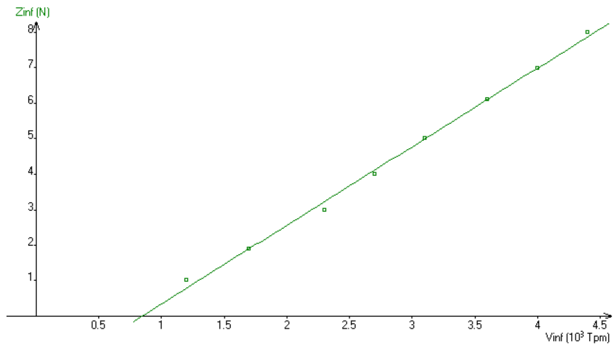

FIG. 8 – Traction en fonction de la vitesse du rotor inférieur

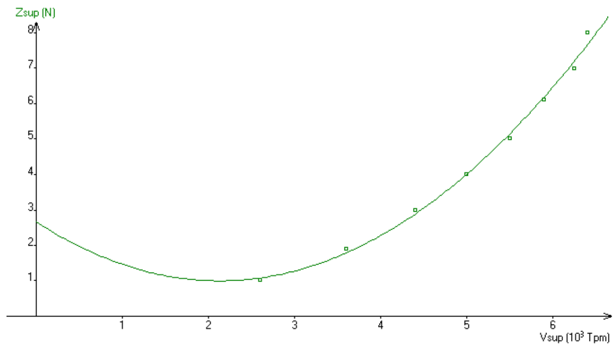

FIG. 9 – Traction en fonction de la vitesse du rotor supérieur

$$Z = 0,00023\omega_2 - 1,86$$

(erreur relative 2,5%)

$$Z = 3,95.10^{-9}\omega_1^2 + 0,0016\omega_1 + 2,657$$

(erreur relative 3,3%)

Même si le rotor supérieur a une loi parabolique, le coefficient reste quand même très faible (10^{-9}. Il est à noter que ces résultats ne peuvent pas être dissociés. En effet, on ne peut pas faire farier qu'une seule des vitesse ; d'après l'expérience à une traction donnée correspond un couple de vitesse, a priori non unique.

6.3 Traction et vitesse de sortie

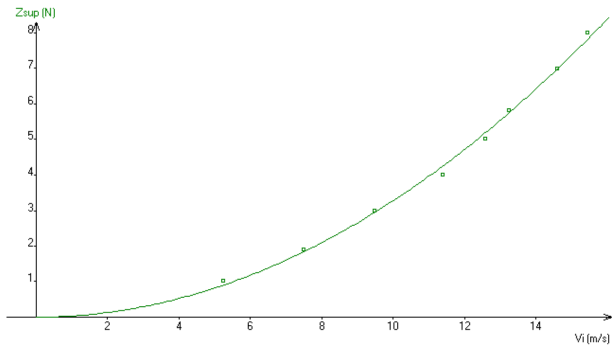

FIG. 10 – Traction en fonction de la vitesse de sortie

$$Z = 0,033V_i^2$$

(erreur relative 2,8%) Comme il a été vu dans la modélisation, la poussée est fonction parabolique de la vitesse incidente aux volets. La forme de cette relation est en accord avec la modélisation et donc les hypothèses faites dans ce modèle en première partie($Z = \frac{1}{2}\rho AV^2$). On en déduit que pour une carène cylindrique, et donc de forme non non optimisée, on perd la moitié de la portance !

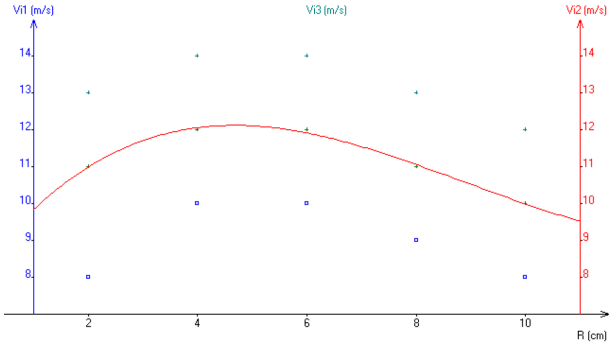

FIG. 11 – Vitesse incidente en fonction de la position dans la carène

Pour une traction de 6N on trouve :

$$V_i = 0,01R^3 - 0,277R^2 + 1,91R + 8,2$$

(erreur relative 0,4%) D'après les différentes mesures pour des valeurs de traction différentes, on peut extrapoler ce résultat et donner une loi générale :

$$V_i = 0,01R^3 - 0,277R^2 + 1,91R + 2,2 + Z$$

Cette distribution des vitesses incidentes n'est pas uniforme, c'est la où notre hypothèse n'est pas suffisante. Il faudrait donc modéliser de manière plus précise la répartition des vitesses à l'intérieur de la carène.

6.4 Lacet et différence de vitesse

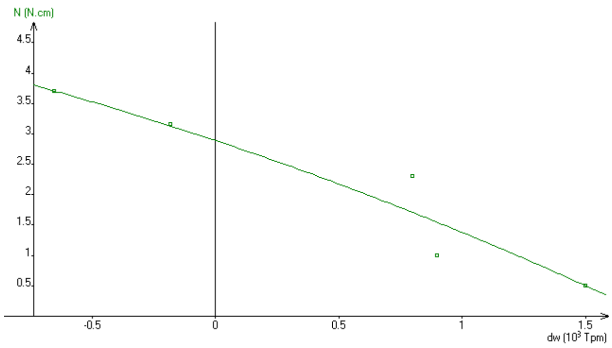

FIG. 12 – Lacet en fonction de la différence de vitesse pour une traction de 4 N

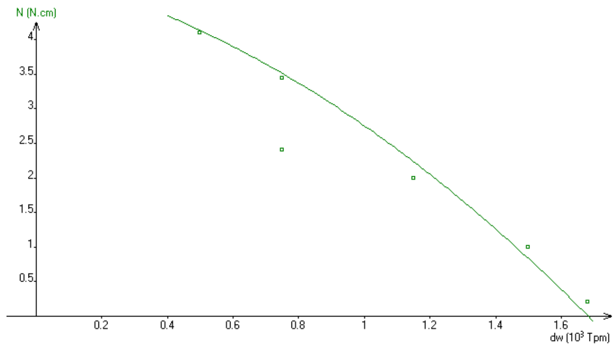

FIG. 13 – Lacet en fonction de la différence de vitesse pour une traction de 6 N

$$N = 11,7.10^{-9}(\omega_1 - \omega_2)^2 - 126.10^{-6}(\omega_1 - \omega_2) + 4,98N.cm$$

Il est très difficile de donner une loi de comportement à cause des ruptures de pentes. Toutefois, nous constatons que le moment de lacet est d'autant plus grand que la différence entre les deux vitesses de rotations est faible (dans les valeurs négatives). De plus, nous pouvons supposer, rationnellement, qu'à mesure que la traction augmente, l'inclinaison de la courbe est d'autant plus importante. Et donc, plus la traction sera élevée, plus vite variera le moment de lacet avec la différence de vitesse.

6.5 Roulis et inclinaison des volets

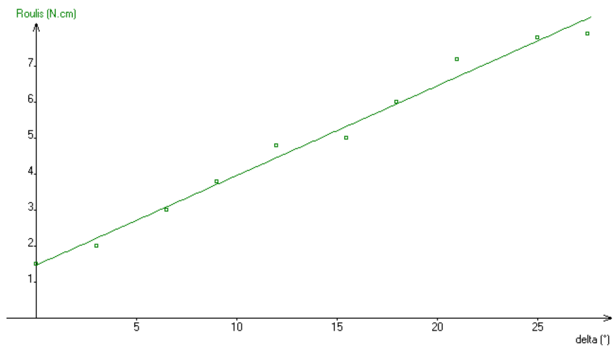

FIG. 14 – Roulis en N.cm en fonction de l'inclinaison d'un volet

On peut modéliser la loi du roulis ci-dessus par une loi affine valable quand la poussée vaut 6 N :

$$L, M = 14,27\delta_{x,y} + 1,472\ N.cm$$

On vérifie alors la cohérence de ce résultat avec la théorie du paragraphe 5.3.

Toutefois, nous garderons une certaine réserve sur ces résultats que nous avons exploités car nous n'avons pas nous même réalisé les expériences. Nous ne connaissons pas les conditions dans lesquelles se sont produites les expérience.

7 SimuLink

7.1 Principe et modèle de Marcello

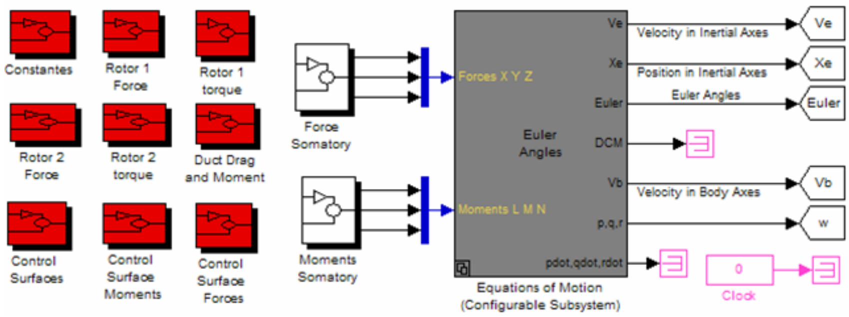

FIG. 15 – Schéma de fonctionnement du code Simulink

SimuLink est un outil MatLab fort intéressant puisqu'il permet de mettre en scène la modélisation de systèmes complexes par un interface graphique. En effet, grâce à des "boites" (boxes), on peut entrer des variables (les forces X,Y,Z par exemple), faire toutes sortes d'opérations entre elles au moyen de différentes portes, et obtenir en sortie les paramètres du problème (u,v,w par exemple) en fonction du temps.

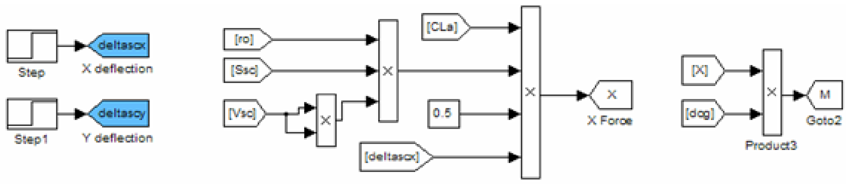

FIG. 16 – Exemple du code de calcul des forces sur les volets

Cependant, ce logiciel est très complexe à maîtriser dans le si cours laps de temps qui nous est accordé pour ce TrEx. C'est pourquoi, sous les conseils avisés de professeurs utilisant le logiciel, nous ne nous sommes pas intéressé à l'"essence" de SimuLink. Néanmoins, nous avons regardé le modèle mis en place par Marcello, modèle qui permet de modifier plusieurs options comme la place du centre de gravité dans le système, modifier l'inclinaison des volets. Instaurer ces options permet une assez bonne flexibilité du modèle, et permet de l'étudier sous un autre angle. Nous avons pu constater comment avaient été rentrées les équations du mouvement au travers de boîtes.

Nous avons pu voir que le système n'était cependant pas complet, il ne prenait pas en consiréation les moments de lacets qu'on pouvait avoir en ne différence de vitesse entre les rotors.

Il nous paraissait donc plus intéressant à notre niveau de regarder les options proposées.

General Parameters : On modifie ici le poids, les moments désirés, les conditions ambiantes, les tailles des rotors, la position du centre de gravité, le vol stationnaire.

The Duct : On modifie ici les dimensions de la carène, le coefficient de traînée horizontaux et latéraux.

Control Surfaces : On modifie ici la dimension et l'inclinaison des volets (on peut également régler le temps qu'ils mettent à y parvenir) et leurs coefficients aérodynamiques.

7.2 Interprétation des courbes obtenues quant à la position du centre de gravité

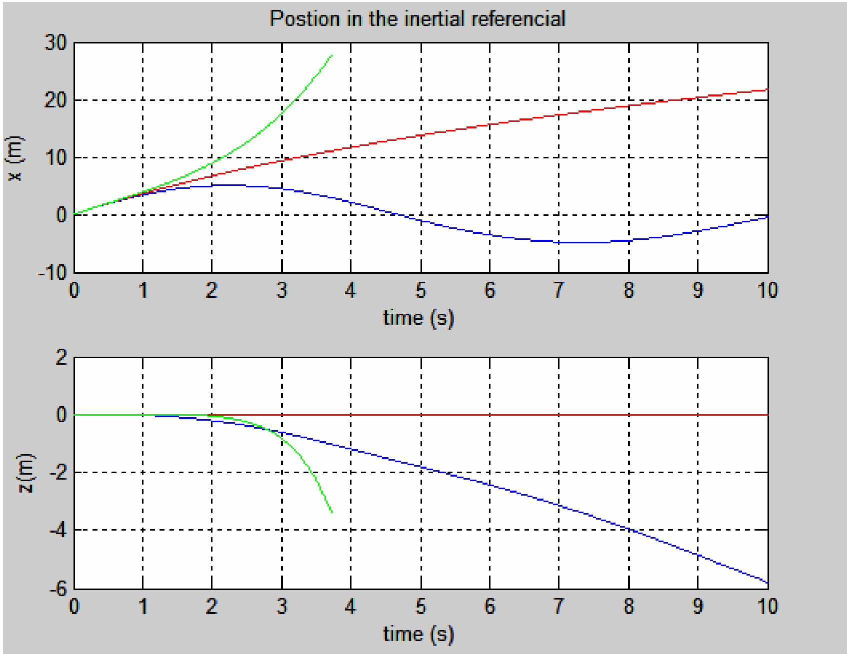

FIG. 17 – Reponse du drone à un vent latéral pour différentes positions du centre de gravité.

En rouge : centre de gravité au centre de la carène
En vert : CG 1 cm au dessus
En bleu : CG 1 cm en dessous

On voit que si le centre du gravité n'est pas au centre du corps, alors la réaction est instable. Il faut donc se placer exactement au centre du pot, ce qui conserve les angles d'Euler nuls et laisse le système stable. En pratique, cette opération est difficile à réaliser. Cependant, un centre de gravité juste en dessous stabilise le système face à une réaction comme le vent. Avec un centre de gravité au-dessus, le système diverge de manière exponentielle.

Nous pouvons donc en tirer la conclusions suivante, après avoir étudier les temps de réaction aux commandes qui seraient entrées par un pilote. Si on souhaite manoeuvrer rapidement et bien le système, un centre de gravité au-dessus du centre géométrique est recommandé. Cependant, pour avoir un système stable, si on a un moins bon pilote, il est conseiller de mettre le centre de gravité en dessous du centre géométrique, car on a alors des réponses non pas exponentielles mais oscillantes.

8 Limites et possibilités d'extension du modèle

Les paramètres suivant ont été négligé lors de la modélisation :

- La rétroaction des volets sur l'écoulement amont et donc le caractère non uniforme du champ des vitesses à l'amont des volets.
- La forme générale de la carène qui n'est pas exactement cylindrique et qui fut modifiée pour renforcer l'ensemble.
- Les frottements sur l'extérieur de la carène (en supposant que les vitesses du micro-drone étaient faibles, inférieures à $0.5 m.s^{-1}$)
- Le vent
- Une poussée qui dépend de l'inclinaison de la carène

Remerciements

Nous tenons à remercier particulièrement pour leur aide et les réponses qu'ils nous ont apportées, les professeurs Jean-Marc Moschetta, Roger Barènes, Christian Colongo qui nous ont accompagné tout au long notre travail. Nous souhaitons aussi remercier Dominique Bernard pour nous avoir éclaré concernant la conception et le pilotage du drone.

Conclusion

Dans ce TrEx, nous avons étudié le pot sous différents aspects. Nous avons essayé de modéliser ce système d'une manière ni trop simple, ni trop complexe. Nous avons traité les équations du mouvement sans les résoudres pour l'instant, nous avons dresser un bilan des forces aérodynamiques s'exercant sur le système en divisant le problème en bilan sur les différents composants. nous avons ensuite jugé bon de nous attarder sur les expériences réalisées au préalable sur le système pour en tirer des résultats, des conclusions ou encore valider nos hypothèses. Nous avons enfin tenté d'éclaircir la modélisation SimuLink qui nous a été donnée, en particulier en considérant l'impact de la position du centre de gravité sur al stabilité du système. A première vue, ce TrEx nous parraissait un obstacle insurmontable. En effet, les matières mises en jeu étaient propulsion, mécanique du vol et aérodynamique. Les deux premières n'ont pas été abordées dans notre cursus pendant la période du TrEx, et la dernière n'avait que des vertus théoriques à nos yeux. C'est pourquoi la prise d'initiative était difficile à réaliser, puisqu'il nous fallait d'abord comprendre de ce dont on parlait. De plus, apprendre une matière depuis le rapport d'un étudiant qui avait déjà toutes les bases scientifiques et le temps nécessaires ne nous enchentait guère. Concernant notre démarche, nous étions souvent stoppé dans notre élan et avions besoin de beaucoup de renseignement depuis les professeurs ou les livres de la bibliothèque. Cependant, nous avons énormément profité de cette expérience sur beaucoup de points de vue. Premièrement, nous avons énormément progressé dans des matières que nous ne connaissions que de nom, ou que d'un aspect purement théorique. Ensuite, nous avons vraiment apprécié à contrecoup avoir eu à prendre des initiatives pour comprendre notre sujet, rechercher des informations, donc travailler comme le font les anglo-saxons et les américains. En effet, nous n'avons jamais été habitué à ce mode de travail, d'habitude dans le cursus scolaire français, les informations nous sont toutes fournies et seules les conclusions nous incombent. Finalement, nous espérons avoir pu mettre en place un modèle justifié, qui permettra à d'autres de comprendre le principe de notre drone. Et il n'est pas à mettre de côté l'intérêt que nous avons eu à étudier un objet si peu commun.

Références

[1] Marcelo Romano Berger. *Study or a VTOL Air Vehicle Based on Ducted Contra-Rotating Propellers.* PhD thesis, SUPAERO, 2006.

[2] A.R.S. Bramwell. *Helicopter Dynamics.*

[3] J.M. Moshetta. *Enseignementde majeure Dynamique du Vol.* 2006.

[4] G.D. Padfield. *Helicopter Flight Dynamics.*