



HAL
open science

Modélisation d'un dirigeable flexible - Modèle Eulérien

Selima Bennaceur, Naoufel Azouz, Azgal Abichou

► **To cite this version:**

Selima Bennaceur, Naoufel Azouz, Azgal Abichou. Modélisation d'un dirigeable flexible - Modèle Eulérien. CFM 2007 - 18ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2007, Grenoble, France. hal-03362130

HAL Id: hal-03362130

<https://hal.science/hal-03362130v1>

Submitted on 1 Oct 2021

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Modélisation d'un dirigeable Flexible: Modèle Eulérien

Selima BENNACEUR*, Naoufel AZOUZ*, Azgal ABICHOU**

* Laboratoire IBISC, CNRS FRE 2378,
Université d'Evry Val d'Essonne, 40 Rue du Pelvoux,
91020 Evry cedex, France

** Laboratoire d'Ingénierie Mathématique,
Ecole Polytechnique de Tunisie B.P. 743
2078 La Marsa, Tunisia

E-mail : Selima.Bennaceur@iup.univ-evry.fr, azgal.abichou@ept.rnu.tn

Résumé :

Dans cet article, nous présentons un modèle global de dirigeables flexibles autonomes subissant de grands mouvements d'ensemble et de petites déformations élastiques. Le formalisme utilisé est basé sur l'approche Newton-Euler. Dans cette étude nous développons une méthode pour généraliser les formalismes Eulériens « corps rigide » existants, en incluant l'effet de la flexibilité sans détruire la méthodologie globale. Une synthèse modale est utilisée. Une méthode hybride basée sur les principes énergétiques et les équations de Lagrange est présentée. Le phénomène des masses ajoutées est également pris en considération. Afin d'intégrer le problème d'interaction fluide-structure dans le cas du dirigeable flexible nous intégrons dans le modèle, des matrices de masses ajoutées et d'amortissement issues à la fois du mouvement d'ensemble du dirigeable et de la vibration de celui-ci dans l'air. Pour la validation de ce modèle nous utilisons les paramètres du dirigeable AS-200 de l'université d'Evry.

Abstract:

In this paper, we present a general model of autonomous flexible airships undergoing great overall motion and small elastic displacements. The formalism used is based on the Newton-Euler approach. In this study we develop a method to generalize the formalisms of Newton-Euler "rigid body" existing, by including the effect of flexibility without destroying total methodology. A modal synthesis is used. An hybrid method based on the energetic principles and Lagrange equations is presented. The phenomenon of the added masses is also taken into account. In order to integrate the problem of fluid structure of the flexible airship with small deformations we integrate in the model, the matrices of added masses and damping issued both from of the overall movement of the airship and the vibration of this one in the air. To validate this model we use the parameters of the flexible airship AS-200 of the University of Evry.

Mots-clefs : Méthode hybride, dirigeable flexible, interaction air-structure.

1 Introduction :

L'intérêt pour la modélisation et la commande des dirigeables s'est accru de manière significative au cours de ces dernières années. La complexité et les possibilités des dirigeables s'accroissent rapidement et la gamme des missions qu'ils doivent réaliser se développe. Cependant afin que les dirigeables puissent atteindre ce potentiel, certains défis techniques doivent être surmontés notamment l'intégration de la flexibilité structurelle et son impact sur l'interaction air-structure. La modélisation des dirigeables a souvent été inspirée par celle des sous-marins. Ces derniers sont de tailles et de formes comparables et se déplaçant dans un fluide. Dans ces modèles, les dirigeables sont alors assimilés à des corps rigides, ce qui permet de les modéliser par la méthode de Newton-Euler : Bestaoui Y. (2000). Ceci a bien évidemment

facilité la mise en place d'algorithmes de contrôle, de stabilisation ou de génération de trajectoires. Cependant cette hypothèse commence à atteindre ses limites. Les dirigeables devenant de plus en plus grands, lourds et élancés. On se propose à travers cette étude d'étendre cette technique Eulérienne aux corps déformables, sans pour autant détruire le formalisme général obtenu pour les corps rigides. Cependant ceci nécessite une reformulation globale des structures flexibles dans l'espace par une description Lagrangienne puis grâce à un certain nombre de transformations, on extrait les paramètres Eulériens du mouvement et élaborerons ainsi un système dynamique Eulérien comparable à celui des corps rigides. Les dirigeables sont également soumis à des phénomènes aérodynamiques qui doivent être modélisés. La base pour analyser le mouvement d'un corps rigide dans un fluide parfait a été établie au 19^{ème} siècle et décrite par Lamb.H (1945). Dans son travail, Lamb a considéré le cas du déplacement simple dans une grande masse infinie de fluide et où le mouvement de ce dernier est entièrement dû au mouvement du solide. Quand un ellipsoïde se déplace dans un fluide non visqueux incompressible et infini de sorte que le flux extérieur soit partout irrotationnel et continu, l'énergie cinétique du fluide produit un effet équivalent à une augmentation non négligeable de la masse et des moments de l'inertie du corps, ainsi qu'à un ajout d'une matrice d'amortissement aérodynamique due aux forces dissipatives : Khoury G.A. (1999). D'un autre côté, le dirigeable étant flexible, vibrera dans l'air sous l'effet de son inertie et des forces appliquées. Cette vibration du corps dans l'air générera un autre type de masses ajoutées qui tendent à abaisser sa fréquence de vibration par rapport à des oscillations dans le vide. Un certain nombre de travaux ont abordé ce phénomène couplé sous différents aspects: Ming.F (2005), Destuynder Ph.(2006), Amiryants.G.A (2002).

2 Description du mouvement du dirigeable flexible

Nous présentons ici une approche hybride basée sur une méthode énergétique utilisant les équations de Lagrange que nous appliquerons par la suite à la description eulérienne. On choisit d'abord un repère fixe lié à la terre $R_0=(G, X_0, Y_0, Z_0)$, puis on définit un deuxième repère local, $R_m=(G, X_m, Y_m, Z_m)$ fixé au de centre de gravité de l'engin G. (voir fig.1). Le vecteur position et l'orientation généralisés (variables Lagrangienne) de l'engin sont exprimés respectivement comme suit : $\eta_1=[x_0, y_0, z_0]^T$, $\eta_2 = [\phi, \theta, \psi]^T$. La transformation des vecteurs vitesses entre les repères fixe et mobile se réalise ainsi :

$$\dot{\eta} = \begin{pmatrix} J_1(\eta_2) & 0 \\ 0 & J_2(\eta_2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \end{pmatrix} \quad (1)$$

Où J_1 et J_2 sont deux matrices de transformations issues des angles d'Euler et $\eta = [\eta_1, \eta_2]^T$: Fossen.T (1996).

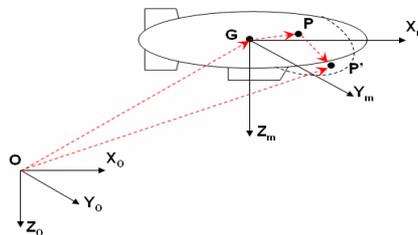


FIG. 1 – Définitions des repères.

La description Eulérienne de la dynamique du corps rigide dans l'espace se base sur la connaissance de la matrice de masse locale ainsi que des vecteurs locaux de vitesses v et

d'accélération \dot{v} . Pour intégrer la flexibilité dans ce modèle, nous avons préféré utiliser les équations de Lagrange. Il a donc fallu établir un parallèle entre la description lagrangienne et le paramétrage Eulérien: Bennaceur.S (2006), pour le cas rigide d'abord puis étendre ce parallèle au cas flexible. Dans ce dernier cas, nous obtenons un nombre de degrés de liberté (d.d.l) plus important. En effet la flexibilité du corps sera représentée par des modes de déformation, issues de la décomposition de Rayleigh-Ritz. Dans notre cas par exemple, on a choisi les deux premiers modes de basses fréquences pour représenter la déformation. On aura au total 8 d.d.l. Le choix du nombre de modes à retenir dépend du type de structure et des sollicitations appliquées :Gibert .R-J (1988). La position d'un point arbitraire du dirigeable flexible est définie ainsi: (figure 1)

$$q = OP' = OG + GP + PP' \quad (2)$$

Sachant que P' est un point de la configuration déformée.

Comme dans le cas rigide: Bennaceur.S (2006), on commence par une description Lagrangienne. Par conséquent tous les paramètres dynamiques seront exprimés dans R_0 .

$$q = \eta_1 + J_1 \underbrace{(u_0 + u_d)}_U = \eta_1 + J_1 U \quad (3)$$

En dérivant la relation (3) par rapport au temps, on aura:

$$\dot{q} = \dot{\eta}_1 - J_1 \tilde{U} J_2^{-1} \dot{\eta}_2 + J_1 \dot{u}_d \quad (4)$$

Où \tilde{v} : matrice de pré-produit vectoriel du vecteur \mathbf{V} .

Le déplacement de déformation $u_d = u_d(s, t)$ est fonction de temps et de l'espace. Il peut être

exprimé comme suit:

$$u_d(s, t) = \sum_{i=1}^2 Y_d^i(t) X^i(s) \quad (5)$$

avec: $X^i(s)$: le i ème mode propre du solide; $Y_d^i(t)$: L'amplitude modale associée. En calculant l'énergie cinétique de l'engin et en utilisant les équations de Lagrange on obtient:

$$M \ddot{\eta} = \tau - K \bar{\eta} + Q_G \quad (6)$$

Où M est la matrice de masse, τ est le vecteur des forces et moments extérieurs, et K la matrice de raideur. D'où l'expression développée:

$$\begin{pmatrix} m_{TT} & 0 & 0 \\ 0 & m_{RR} & m_{RD} \\ 0 & m_{RD}^T & m_{DD} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \ddot{\eta}_1 \\ \ddot{\eta}_2 \\ \ddot{\bar{Y}}_d \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & K_{DD} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \\ \bar{Y}_d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tau_1 \\ \tau_2 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} Q_{G\eta_1} \\ Q_{G\eta_2} \\ Q_{Gd} \end{pmatrix} \quad (7)$$

On note $\bar{\eta} = (\eta_1 \quad \eta_2 \quad \bar{Y}_d)^T$ le vecteur des paramètres généralisés de position du corps flexible, $\dot{\eta}$ et $\ddot{\eta}$: vecteur vitesse et accélération relatif à R_0 et exprimé dans R_0 n Q_G l'ensemble des forces gyroscopiques et de Coriolis. Le choix du repère permet d'annuler le couplage translation-rotation: Shabana.A (1988). On notera I_{RR} définie par $m_{RR} = (J_2^{-1})^T I_{RR} J_2^{-1}$ la matrice d'inertie du corps flexible dans le repère local (constante); et I_{RD} définie par $m_{RD} = (J_2^{-1})^T I_{RD}$ le terme du couplage inertiel entre la rotation du corps et la déformation. La transformation de l'équation (7) par l'utilisation de variables eulériennes locales de vitesse et d'accélération donne:

$$\begin{pmatrix} I_{TT} & 0 & 0 \\ 0 & I_{RR} & I_{RD} \\ 0 & I_{RD}^T & I_{DD} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \dot{v}_1 \\ \dot{v}_2 \\ \ddot{\bar{Y}}_d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} J_1^{-1} \tau_1 \\ \frac{1}{4} J_2^{-1} \tau_2 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -I_{TT}(v_2 \wedge v_1) \\ -v_2 \wedge (I_{RR} v_2) - v_2 \wedge (I_{RD} \ddot{\bar{Y}}_d) \\ -K_{dd} \ddot{\bar{Y}}_d \end{pmatrix} \quad (8)$$

Et dans une forme plus compacte: $M_{Eul} \ddot{\bar{v}} = \underline{\tau} + \bar{Q}_G$ (9)

Où $v_1 = [u, v, w]^T$, $v_2 = [p, q, r]^T$ et $v = [v_1, v_2]^T$ (variables Eulériennes). et $\tau = [\tau_1, \tau_2]$:
Vecteur forces et moments

3 Contribution Aérodynamique

Nous montrons ici l'influence de l'air environnant sur le comportement général des dirigeables souples flexibles. Considérons un modèle dynamique simple pour l'action d'air sur un corps. Pour présenter ce modèle, nous supposons que l'écoulement est quasi-stationnaire, c'est à dire la distribution des vitesses des particules du milieu coïncide avec la distribution correspondant au mouvement régulier du corps. Ainsi le milieu répond seulement au mouvement actuel du corps et oublie ses conditions initiales. Par conséquent, dans le cadre de cette hypothèse, la force et le couple résultants agissant sur le corps peuvent être représentés sous forme de fonction de la distribution instantanée des vitesses dans ce corps. Ainsi on parvient à un type de problème de mouvement d'un corps dans un milieu traînant que l'on considèrera comme un problème de dynamique classique.

3.1 Représentation de l'écoulement

Pour tenir compte de l'interaction du dirigeable avec le fluide environnant, un modèle d'écoulement est nécessaire.

Nous avons les hypothèses suivantes:

L'air est considéré comme un fluide parfait avec une densité uniforme ρ_{air} (gaz incompressible sans viscosité). L'écoulement est irrotationnel. Seul l'écoulement à l'extérieur du dirigeable contribue de manière significative à l'aérodynamique. Notant v la vitesse de l'air. Les hypothèses précitées nous conduisent à ces relations :

$$\nabla \cdot v = 0 ; \nabla \wedge v = 0 \quad (10)$$

Le champ d'écoulement peut être décrit en termes de potentiel Φ par : $v = \nabla \Phi$
De la contrainte d'incompressibilité, il est facile de prouver que le potentiel obéit à l'équation homogène de Laplace :

$$\Delta \Phi = 0 \quad \text{dans } \Omega_{\text{air}} \quad (11)$$

avec les conditions aux limites de Newman :

$$\text{sur la surface d'interaction } (\partial C^t) \text{ on a : } \nabla \Phi \cdot n = \dot{q} \cdot n \quad (12)$$

n est le vecteur normal à (∂C^t) .

Ainsi, une des caractéristiques les plus importantes de cette représentation est que v dépend seulement des conditions aux limites actuelles, et non de l'écoulement : le modèle est quasi-stationnaire. Pour résoudre l'équation potentielle, nous employons la représentation d'intégrale de frontière de l'équation de Laplace, ainsi que la méthode standard d'éléments de frontières. Elle consiste en la détermination d'une distribution constante par morceaux des singularités sur (∂C^t) . Pour plus de détails sur le traitement numériques voir Katz .J (1991).

3.2 Forces Aérodynamiques

Pour cette hypothèse, la pression à un point quelconque dans le domaine fluide (incluant (∂C^t)) est donnée par l'équation de Bernouilli :

$$P + \rho_{\text{air}} \left[\frac{1}{2} \nabla \Phi \cdot \nabla \Phi + \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right] = P_{\infty} + \rho_{\text{air}} \cdot \frac{1}{2} v_{\infty} \cdot v_{\infty} \quad (13)$$

L'indice ∞ dénote les conditions de non turbulence loin du dirigeable. Cette distribution de pression au-dessus de la carène peut être intégrée pour calculer les forces et les couples résultants. À l'extrémité, et avec la propriété linéaire de l'équation de Laplace, le vecteur généralisé de forces de fluide peut être réécrit comme suit :

$$\mathbf{F}_f = -\mathbf{M}_{ad} \dot{\mathbf{v}} - \mathbf{B}_f \mathbf{v} \quad (14)$$

Où \mathbf{M}_{ad} est la matrice des masses ajoutées (masses virtuelles), et \mathbf{B}_f est l'amortissement ajouté du à la flexibilité de l'ensemble. En tenant compte du développement précédent, l'équation dynamique (9) devient:

$$\mathbf{M}'_{Eul} \bar{\mathbf{v}} = \underline{\tau} + \bar{\mathbf{Q}}'_G \quad (15)$$

On note $\mathbf{M}'_{Eul} = \mathbf{M}_{Eul} + \mathbf{M}_{ad}$. L'effet du fluide sur la structure est alors représenté principalement par l'adjonction de la matrice supplémentaire des masses.

4 Simulations Numériques

Nous étudions le dirigeable souple appartenant au LSC-IBISC et ayant les caractéristiques suivantes : L'enveloppe: -Longueur: 6.25 m. -Diamètre: 1.52 m. -Volume: 7.48 m³. -Masse : 5.8 Kg. -Charge : 1.58 Kg. Le dirigeable flexible est propulsé par deux hélices.



Dans la première étape, nous appliquons deux forces opposées aux niveaux propulseurs pour générer un mouvement de lacet « changement de cap ». Le dirigeable flexible devrait tourner de 90° au tour de l'axe z (Fig 3.b). Un contrôleur de type P.I.D imposera cette contrainte, et nous étudions le comportement du dirigeable pendant cette manoeuvre. Le nombre de modes déformable gardés est ND = 2.

FIG. 2 AS-200 de l'IBISC-LSC.

Ce nombre semble donner une approximation acceptable du comportement flexible. Nous avons été guidés par les masses modales de ces deux modes qui représentent approximativement 70% de toute la masse du dirigeable. Dans une seconde étape, on a comparé le mouvement en hélice du dirigeable sans interaction fluide-structure (bleu) et avec interaction fluide-structure (rouge).

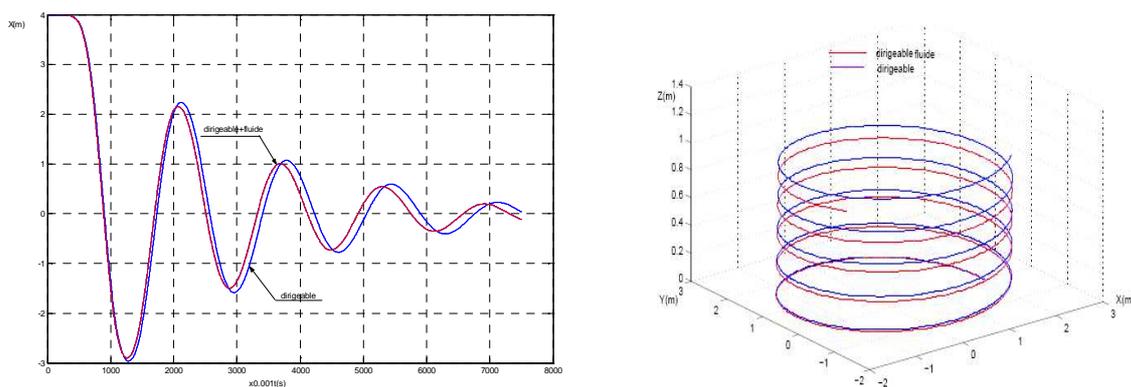


FIG. 3. Superposition du déplacement du dirigeable avec et sans l'interaction air-structure, soumis à à une force consigne et à un mouvement hélicoïdale en trois dimensions.

On voit bien que le dirigeable immergé a un retard comparé au corps seul et ceux en raison de l'addition des masses virtuelles représentant l'influence du déplacement de la masse d'air autour du dirigeable quand ce dernier accélère.

5 Conclusion

Nous avons présenté la dynamique d'un dirigeable flexible comme extension de l'algorithme eulérien de corps rigide en tenant compte du couplage inertiel entre le mouvement d'ensemble et la déformation. La méthode présentée combine la puissance de la synthèse modale pour les carènes flexibles et la méthode eulérienne directe d'analyse des dirigeables rigides. On a aussi introduit les effets fluides sur le dirigeable par l'intégration des masses et amortissement ajoutés provenant à la fois du mouvement d'ensemble et de la vibration de la carène dans l'air. L'approche a été validée sur un modèle simplifié d'un dirigeable et devra être testée pour des formes plus réalistes.

Références

- Khoury G. A., Gillet J.D. 1999, *Airship Technology*, Cambridge Univ. Press.
- Fossen T. 1996, *Guidance and control of ocean vehicles*, J. Wiley press, Chichester.
- Bestaoui Y., Hamel T. 2000, Dynamic modelling of small autonomous blimps, Proc. of Conference on Methods and Models in Automation and Robotics (MMAR00), Miedzydroje, Poland, pp. 579-584
- Shabana A. 1988, *Dynamics of multibody systems*, (Edition Springer –Verlag)
- Bennaceur S., Azouz N., Boukraa D. 2006, An efficient modelling of flexible Airships. Proceedings of the ESDA'06 ASME International Conference. ESDA2006-95741. Torino, Italy, July.
- Lamb.H 1945 *On the motion of solids through a liquid. Hydrodynamics*,Dover, New York, (6th edition).
- Gibert R-J. 1988, Petits mouvements de flexion de poutre, *Vibrations des structures. Interactions avec les fluides*,(Ed. Eyrolles, Paris) pp 137-140.
- KATZ J., PLOTKINS A., 1991, *Low-speed Aerodynamics, from Wings Theory to Panel Methods*, McGraw-Hill Book Co, New York.
- MINGKANG W., TORGEIR M., 2005, Efficient calculation of wave-induced ship responses considering structural dynamics effects . *Applied Ocean Research* 27, Elsevier Ed., Décembre.
- DESTUYNDER Ph., SANTI F., 2006 A progressive Euler-Lagrange formulation for aeroelasticity model of quasi-axisymmetrical airship. *European conf. on comp. Fluid Dynamics, ECCOMAS CFD*, Delft, Hollande.
- AMIRYANTS.G.A.,GRIGORIEV.V.D.,ISHMURATOV.F.Z.,FRANZ.A.,D'HENIN.E.,KAEM PF.B, 2002. Investigations of airship aeroelasticity. *ICAS Congress*.