

8^{èmes} JOURNÉES DE L'HYDRODYNAMIQUE

5, 6, 7 MARS 2001 - NANTES

ETUDE BIDIMENSIONNELLE DE L'INTERACTION ENTRE DEUX VOILES FLEXIBLES.

TWO-DIMENSIONAL INTERACTION OVER TWO FLEXIBLE SAILS.

G. GERMAIN*, **S. HUBERSON****, **O. LE MAITRE*****.

*Laboratoire de Mécanique, INSA de Rouen, BP08, 76131 Mont-Saint-Aignan,

**Laboratoire de Mécanique, Université du Havre, BP540, 76058 Le Havre,

*** Centre d'Etude de Mécanique d'Ile de France, Université d'Evry, 40 rue du Pelvoux, 91020 Evry.

Résumé

On étudie l'interaction entre deux voiles élastiques placées dans un écoulement instationnaire afin de mettre en évidence les principaux mécanismes d'interaction des voiles avec différents types d'écoulement. Pour cela, on considère le problème plan de structures minces idéalement flexible dans un écoulement de fluide parfait. La difficulté de la simulation est due aux déformations des voiles qui s'adaptent sensiblement à l'écoulement incident. Les résultats numériques mettent en évidence la capacité du modèle à reproduire l'influence des paramètres de conception sur la réponse du système de voile. Ils montrent également que l'optimisation du système de voile doit se faire globalement, en tenant compte des effets d'interaction, et ne peut être réalisée séparément pour chaque voile.

Summary

The interaction between a system of two flexible sails and a flow is numerically investigated to analyze the mechanisms which govern the dynamics of the system. The difficulty of the simulation comes from the flexibility of the sails which may exhibit large variations of their geometries under the fluid loads. As a matter of fact, the sails' configurations are not known and a free-surface problem arises. The proposed model is based on a boundary-integral method to represent the perturbations of the incompressible flow by the sails and a particle discretization of the wakes. The elastic sails are considered to behave as non-linear membranes (flexion stresses are neglected). Based on energetic considerations, the formulation of the problem yields to a non-linear variational equation which is iteratively solved at each time-step.

We present various computations for steady inflow and steady or unsteady boundary conditions for the sails, and for unsteady (stochastic) inflows. We mainly focus on the dependence of the system response (the fluid forces) with the non-dimensional parameters that characterize the system : the elasticity and mass of the sails, the chord and natural lengths, the respective angles of attack and the distance between the two sails. These results show that the presence of a second sail has different effects on the up-stream and down-stream sails : the response of the up-stream sail is the most affected by the interaction. Finally, it is shown that the optimisation of a system of sails has take into account the interaction between the two sails and cannot apply to each sail separately.

1 INTRODUCTION

L'optimisation de la voilure d'un navire est un problème difficile du fait du nombre important de paramètres et de choix de conception possibles, de la facilité d'adaptation des voiles (réglages) et de la diversité des conditions de navigation. Le concepteur peut ainsi jouer sur les formes des voiles, les matériaux qui les composent et le fractionnement de la surface vélique en plusieurs voiles, sujet auquel nous nous intéressons plus particulièrement ici. Ce fractionnement offre de nombreuses alternatives et variations, et présente donc un potentiel important du point de vue de l'optimisation des performances. Cependant, l'optimisation d'un plan de voilure se heurte à de nombreuses difficultés essentiellement dues à la complexité des phénomènes mis en jeu, à la détermination des critères d'optimisation et de mesure de l'efficacité des solutions proposées, et enfin, à une connaissance partielle des effets d'interaction entre les voiles, et donc de l'influence des différents paramètres définissant le système de voiles.

Dans ce travail, on propose d'utiliser la simulation numérique de l'écoulement autour d'un système de voiles flexibles pour étudier et mettre en évidence les principaux mécanismes d'interaction. La simulation du problème est rendue difficile du fait de la complexité de l'écoulement et de la flexibilité des voiles qui s'adaptent à l'écoulement par des variations de formes significatives. En conséquence, les géométries des voiles sont des inconnues du problème et le couplage entre la dynamique de l'écoulement et celle de la structure est fortement non linéaire. Aussi, dans cette étude, on se limite au problème plan instationnaire de l'interaction entre deux voiles élastiques. Cette réduction du problème réel au cas plan ne permet pas d'accéder aux effets tridimensionnels, mais offre l'avantage de permettre la simulation de situations complexes à un coût réduit, et ainsi d'explorer en un temps limité de nombreuses solutions de conception.

Dans [7], [8], un modèle plan de voile idéalement flexible a été proposé pour résoudre l'interaction entre une voile seule et un écoulement non visqueux. La résolution numérique associe un modèle de fil en grands déplacements pour le problème élastique, avec une approximation de l'écoulement par éléments de frontière pour la voile et particulière du sillage. On propose ici d'utiliser ce modèle pour étudier l'interaction de deux voiles avec un écoulement. Dans la section 2, on rappelle brièvement les principales hypothèses simplificatrices retenus dans le modèle qui est étendu au cas de deux voiles. Ensuite, on présente un certain nombre de résultats de simulations pour des conditions aux limites stationnaires (section 3), périodiques en temps (section 4) et finalement stochastiques (section 5). On cherche plus particulièrement ici à mettre en évidence la capacité du modèle à reproduire l'influence des paramètres de conception sur la réponse du système de voiles en observant les caractéristiques des efforts aérodynamiques générés.

2 Modèles numériques.

Dans cette section, on présente l'extension du modèle d'interaction fluide structure proposé dans [7], [8] au cas de deux voiles en interaction. Ce modèle repose sur les hypothèses d'un écoulement incompressible de fluide parfait, avec une masse volumique constante. On suppose de plus que l'écoulement est attaché le long des obstacles jusqu'aux bords de fuite, où les sillages sont raccordés. En conséquence, le modèle est limité à des angles d'attaque modérés, entre les voiles et l'écoulement, pour éviter les configurations décollées qui ne peuvent être prises en compte par le modèle.

2.1 Energies solides.

Dans le plan de l'écoulement, une voile est représentée par sa trace qui, compte tenu de la faible épaisseur des tissus, se réduit à une courbe (milieu unidimensionnel). On notera ainsi S_J et S_M les milieux solides correspondant respectivement à la voile d'avant et à la grand-voile. La configuration d'une voile est donnée à l'aide d'une carte qui associe à une coordonnée lagrangienne l une position de l'espace :

$$l \in [0, L_J] \Rightarrow \mathbf{x}_J(l) \in R^2, \quad l \in [0, L_M] \Rightarrow \mathbf{x}_M(l) \in R^2$$

où L_J et L_M sont respectivement les longueurs naturelles (sans déformation) de la trace de la voile d'avant et de la grand-voile. A partir de cette définition des configurations et en approchant le comportement des tissus par une loi de comportement de type membrane, les déformations et tensions ont pour expressions :

$$\epsilon_\beta(l) = |\partial_l \mathbf{x}_\beta| - 1. \quad \text{et} \quad \mathbf{t}_\beta(l) = K_\beta \epsilon_\beta \frac{\partial_l \mathbf{x}_\beta}{|\partial_l \mathbf{x}_\beta|}, \quad \forall l \in S_\beta, \quad \beta = J, M$$

avec \mathbf{t}_β le vecteur tension du milieu et K_β la raideur du tissus. D'autre part, les énergies cinétiques et de déformations sont données pour chaque voile par :

$$2T_\beta = \int_0^{L_\beta} \rho_\beta \left[\frac{d\mathbf{x}_\beta}{dt} \right]^2 dl \quad \text{et} \quad 2\Theta_\beta = \int_0^{L_\beta} K_\beta \epsilon_\beta^2(l) dl, \quad \beta = J, M$$

où ρ_β est la masse linéique de la voile considérée. L'énergie totale E_e des milieux élastiques est donc donnée par :

$$E_e = T_J + T_M + \Theta_J + \Theta_M$$

2.2 Energie de l'écoulement.

Dans l'approximation de voiles sans épaisseur et d'un fluide parfait incompressible, l'écoulement autour des voiles peut être représenté à l'aide d'un système de nappes tourbillonnaires. Chaque voile β est associée à une nappe liée définie par une distribution de densité de circulation $\gamma_\beta(l)$ qui est raccordée au bord de fuite à une nappe libre Σ_β , supportant une densité linéique de circulation Γ_β , qui représente son sillage. La perturbation de vitesse induite par une voile et son sillage a alors pour expression :

$$\mathbf{U}_\beta(\mathbf{x}) = \frac{1}{4\pi} \int_0^{L_\beta} \frac{\gamma_\beta(l) \mathbf{k} \wedge (\mathbf{x} - \mathbf{x}_\beta)}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_\beta|} dl + \frac{1}{4\pi} \int_{\Sigma_\beta} \frac{\Gamma_\beta(l) \mathbf{k} \wedge (\mathbf{x} - \mathbf{X}_\beta)}{|\mathbf{x} - \mathbf{X}_\beta|} dl, \quad \beta = J, M$$

où \mathbf{X}_β est la carte du sillage et \mathbf{k} la normale unitaire au plan de l'étude. Le champ de vitesse totale dans l'écoulement est alors : $\mathbf{U}(\mathbf{x}) = \mathbf{U}_\infty + \mathbf{U}_J(\mathbf{x}) + \mathbf{U}_M(\mathbf{x})$,

\mathbf{U}_∞ étant le champ de vitesse de l'écoulement incident non perturbé. Les densités de circulation des nappes liées sont solutions du problème intégral suivant :

$$\mathbf{U}(\mathbf{x}_\beta(l)) \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}_\beta(l)) = \frac{d\mathbf{x}_\beta(l)}{dt} \cdot \mathbf{n}(l), \quad \forall l \in [0, L_\beta], \quad \beta = J, M$$

c'est-à-dire que les distributions γ_J et γ_M s'adaptent pour satisfaire une condition de glissement sur les voiles. Dans la pratique, ce problème intégral est résolu par une méthode d'éléments de frontière. Pour les sillages, une approximation particulière des nappes libres est utilisée. Entre autres avantages, l'approximation particulière des sillages permet de traiter naturellement les processus instationnaires et les cas de fortes interactions (enroulements) entre nappes (figure 1). Les sillages évoluent dans le temps selon les équations d'Euler incompressibles :

$$\frac{d\Gamma_\beta}{dt} = 0, \quad \frac{d\mathbf{X}_\beta}{dt} = \mathbf{U}(\mathbf{X}_\beta), \quad \beta = J, M$$

et se raccordent à leur voile respective grâce à la condition d'émission (théorème de Kelvin) :

$$\Gamma_\beta(\mathbf{X}_\beta = \mathbf{x}_\beta(L_\beta)) = -\frac{d}{dt} \int_0^{L_\beta} \gamma_\beta(l) dl, \quad \beta = J, M$$

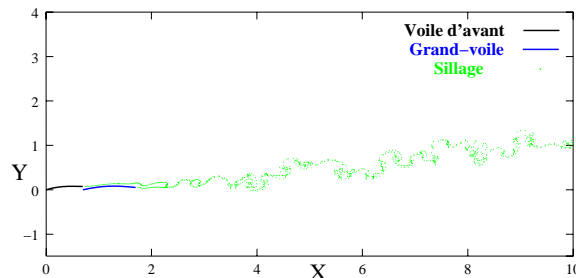


FIG. 1 – Visualisation d'un sillage au cours d'une simulation avec un écoulement stochastique.

De plus, l'énergie cinétique de l'écoulement est donnée par :

$$2K(t) = \rho \int \int_{\Omega} \mathbf{U}^2 ds$$

où ρ est la masse volumique du fluide et Ω l'ensemble du domaine fluide, supposé ici infini.

2.3 Principe énergétique.

D'après le principe de minimum d'énergie, le système évolue de façon à minimiser son énergie totale. Cette énergie est la somme des énergies solides et de l'écoulement. Ainsi, la dérivée par rapport au temps de l'énergie totale doit être minimale. Une formulation variationnelle du problème est alors :

$$\int_0^{L_J} \left[\left(\int_0^l \frac{d\gamma_J}{dt} dl \right) \mathbf{n} + \rho\gamma_J \mathbf{k} \wedge \mathbf{U}(\mathbf{x}_J) + \mathbf{t}_J(l) \cdot \partial l + \rho_J \frac{d^2 \mathbf{x}_J}{dt^2} \right] \cdot \mathbf{V}^J dl + \int_0^{L_M} \left[\left(\int_0^l \frac{d\gamma_M}{dt} dl \right) \mathbf{n} + \rho\gamma_M \mathbf{k} \wedge \mathbf{U}(\mathbf{x}_M) + \mathbf{t}_M(l) \cdot \partial l + \rho_M \frac{d^2 \mathbf{x}_M}{dt^2} \right] \cdot \mathbf{V}^M dl = 0 \quad \forall \mathbf{V}^J, \mathbf{V}^M \in \nu^J \times \nu^M \quad (1)$$

où ν^J, ν^M sont les ensembles de champs de vitesses virtuelles admissibles (qui s'annulent sur les extrémités des voiles) :

$$\nu^\beta = \{ \mathbf{V} \mid \mathbf{V}(0) = 0, \mathbf{V}(L_\alpha) = 0 \}, \quad \beta = J, M$$

Dans l'Eq.(1) on reconnaît les puissances virtuelles des efforts de pression, des tensions élastiques et des efforts d'inertie, associées à chacune des voiles. En particulier, les quantités

$$\mathbf{F}_\beta = \int_0^{L_\beta} \left[\left(\int_0^l \frac{d\gamma_\beta(l)}{dt} dl \right) \mathbf{n} + \gamma_\beta \mathbf{k} \wedge \mathbf{U}(\mathbf{x}_\beta) \right] dl$$

sont les efforts exercés par le fluide sur la grand-voile ($\beta = M$) et la voile d'avant ($\beta = J$).

2.4 Paramètres adimensionnels.

Pour réaliser l'adimensionnalisation du problème, on choisit comme longueur caractéristique la longueur de corde de la grand-voile, notée C_M , la vitesse \mathbf{U}_∞ de l'écoulement incident et comme masse caractéristique $M_c = \rho C_M^3$. A partir de ces quantités, on construit le temps caractéristique $T_c = C_M / \mathbf{U}_\infty$ et la contrainte caractéristique $\tau_c = \rho \mathbf{U}_\infty^2$. L'adimensionnalisation de l'équation variationnelle (1) fait alors apparaître plusieurs paramètres caractérisant la dynamique du système [7] :

$$P_s^\beta = \frac{K_\beta}{\tau_c C_M} \text{ et } I_\beta = \frac{\rho_\beta}{\rho C_M}, \quad \beta = J, M.$$

Les paramètres P_s^M et P_s^J comparent respectivement la tension élastique dans la grand-voile et dans la voile d'avant à l'effort caractéristique dans le fluide. La limite $P_s^\beta \rightarrow \infty$ correspond au cas d'un matériau inextensible. A l'inverse, à une faible valeur de P_s^β correspond une situation où le chargement aérodynamique est important relativement à la raideur à l'allongement. Dans la suite, on suppose que $P_s^J = P_s^M$, c'est-à-dire que les deux voiles ont la même raideur élastique. I_J et I_M comparent quand à eux les efforts d'inertie dans chacune des voiles aux efforts d'inertie dans le fluide. Lorsque I_J et I_M sont très petits, les effets d'inertie des voiles sont négligeables devant les autres efforts, et les voiles s'adaptent sans retard à l'écoulement. En plus de ces paramètres dynamiques, le système est aussi décrit par un ensemble de paramètres géométriques définissant la configuration du système, donnés au début de la section 3.

2.5 Méthodes de résolution.

Le problème variationnel (1) est discrétisé et résolu à l'aide d'une méthode semi-implicite en temps. Les voiles sont discrétisées par éléments finis supportant une tension uniforme et une distribution linéaire de densité de circulation. Un pas de temps se décompose en deux étapes qui sont : (a) le traitement du sillage, les quantités associées aux voiles étant figées, et (b) la résolution de l'équation (1), le sillage étant figé. La première étape repose sur un schéma

de Runge-Kutta d'ordre 2 pour convecter les particules des sillages. Pour la seconde étape, une méthode itérative de type point-fixe est utilisée pour trouver la solution non linéaire du problème (1). La cinématique de l'obstacle est de nouveau discrétisée dans le temps à l'aide d'un schéma d'Euler implicite d'ordre 1. Cette approche itérative requière la résolution de plusieurs problèmes fluides pour ré-évaluer les densités de circulation et les vitesses sur les obstacles pour les solutions successives. De plus amples détails sur la discrétisation et sur l'algorithme de résolution sont donnés dans [1], [7] et la généralisation au cas de deux voiles est immédiate.

3 Résultats stationnaires.

Dans un premier temps, nous cherchons à mettre en évidence l'influence des principaux paramètres caractéristiques du système étudié sur les efforts aérodynamiques stationnaires.

3.1 Paramètres géométriques.

On considère un écoulement incident uniforme et stationnaire \mathbf{U}_∞ . Pour chaque voile, la position des bords d'attaque et de fuite est imposée. L'angle d'incidence α du système est l'angle entre la direction de l'écoulement incident et la direction reliant les deux bords d'attaque. On note de plus θ_J et θ_M les angles d'ouverture respectifs des voiles relativement à la direction des deux bords d'attaque. On choisit comme longueur caractéristique la longueur de corde C_M de la grand-voile. On obtient alors les paramètres suivants qui caractérisent la géométrie naturelle du système : le rapport de corde $R_C = C_J/C_M$ et les longueurs naturelles adimensionnées $\varepsilon_J = L_J/C_J$ et $\varepsilon_M = L_M/C_M$. Lorsque la longueur naturelle adimensionnelle est plus petite que 1, cela signifie qu'il existe une prétention dans la voile. Dans le cas inverse, il existe au moins une configuration de la voile dont l'énergie de déformation est nulle. Finalement, on note $\Delta X = |\mathbf{x}_M(0) - \mathbf{x}_J(0)|/C_M$ la distance adimensionnelle entre les deux bords d'attaque. Ces différentes notations sont schématisées sur la figure 2.

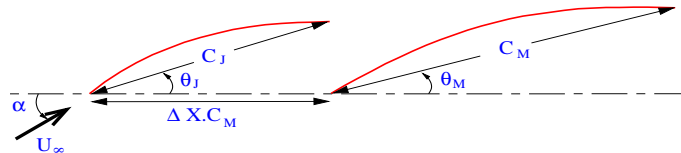


FIG. 2 – Définition des paramètres géométriques des deux voiles.

3.2 Influence de la discrétisation.

On commence par étudier le comportement de la solution du problème stationnaire en fonction du nombre d'éléments utilisés pour la discrétisation des voiles. La solution stationnaire est obtenue en résolvant le problème instationnaire jusqu'à ce que l'émission de vorticité dans le sillage soit nulle. Les calculs correspondent aux valeurs suivantes des paramètres : $R_C = 0.7$, $\alpha = 10 \text{ deg.}$, $\theta_J = 6 \text{ deg.}$, $\theta_M = 5 \text{ deg.}$, $\varepsilon_J = \varepsilon_M = 1$, $\Delta X = 0.7$ et $P_S = 500$.

La figure 3 montre les différentes solutions obtenues en terme de configurations et de distributions de circulation, en fonction du nombre d'éléments utilisés. On note $N_e = 15/20$ une discrétisation employant 15 éléments pour la voile d'avant et 20 éléments pour la grand-voile. On observe sur la figure que les géométries et distributions de circulation solutions dépendent faiblement de la discrétisation, mais qu'une discrétisation fine permet une meilleure approximation du pic de circulation au bord d'attaque de la voile d'avant.

Les coefficients de portance de chaque voile et du système complet sont donnés dans le tableau 1 pour différentes discrétisations. On observe une augmentation des coefficients de portance quand le nombre d'éléments augmente. Cette dépendance est cependant faible (variation de l'ordre de 1% entre $N_e = 20/20$ et $N_e = 50/50$). Ce résultat montre que la discrétisation $N_e = 15/25$ est suffisante pour obtenir une solution correctement approchée, et les calculs présentés dans la

suite utilisent cette discrétisation. Notons qu’une discrétisation plus fine conduit à des temps de calcul plus importants pour assembler et inverser la matrice d’influence du problème potentiel. Cependant, pour toutes les discrétisations testées, le temps consacré à l’évaluation des vitesses des particules pour l’évolution des sillages devient prépondérant après quelques centaines d’itérations temporelles.

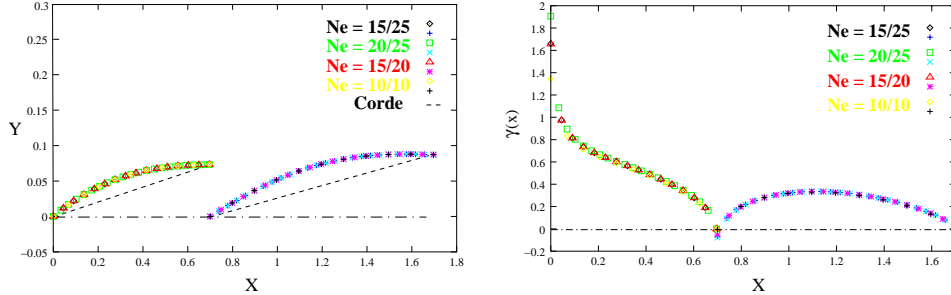


FIG. 3 – Géométries finales (à gauche) et densités de circulation (à droite), pour les solutions stationnaires obtenues pour différentes discrétisations. $R_C = 0.7$, $\alpha = 10 \text{ deg.}$, $\theta_J = 6 \text{ deg.}$, $\theta_M = 5 \text{ deg.}$, $\varepsilon_J = \varepsilon_M = 1$, $\Delta X = 0.7$ et $P_S = 500$.

N_e	10 / 10	15 / 15	15 / 20	15 / 25	20 / 20	20 / 25	25 / 25	50 / 50
Voile d’avant	0.420	0.427	0.428	0.429	0.430	0.430	0.431	0.435
Grand-voile	0.230	0.233	0.235	0.237	0.234	0.235	0.235	0.238
Total	0.650	0.660	0.663	0.666	0.664	0.665	0.666	0.673

TAB. 1 – Coefficients de portance pour différentes discrétisations. $R_C = 0.7$, $\alpha = 10 \text{ deg.}$, $\theta_J = 6 \text{ deg.}$, $\theta_M = 5 \text{ deg.}$, $\varepsilon_J = \varepsilon_M = 1$, $\Delta X = 0.7$ et $P_S = 500$.

3.3 Interaction stationnaire.

Afin d’analyser les effets d’interaction d’une voile sur l’autre, on compare sur la figure 4 les configurations d’équilibre et les densités de circulation de chaque voile isolée et en interaction. Les paramètres utilisés sont : $R_C = 0.7$, $\alpha = 10 \text{ deg.}$, $\theta_J = 6 \text{ deg.}$, $\theta_M = 5 \text{ deg.}$, $\varepsilon_J = \varepsilon_M = 1$, $\Delta X = 0.7$ et $P_S = 500$. Du point de vue de la grand-voile, la présence de la voile d’avant entraîne une diminution de l’incidence effective et donc une diminution du pic de pression au bord d’attaque. En conséquence, la portance exercée sur la grand-voile diminue en présence de la voile d’avant. Du point de vue de la voile d’avant, la grand-voile a pour effet d’augmenter l’incidence effective, conduisant à une augmentation sensible du pic de densité de circulation au voisinage du bord d’attaque qui double dans le cas étudié. En s’éloignant du bord d’attaque de la voile d’avant, la densité de circulation (soit la différence de vitesse entre l’intrados et l’extrados) est au contraire atténuée par la présence de la grand-voile. Cet effet s’explique par l’accélération de l’écoulement entre les deux voiles qui tend à augmenter la vitesse sur l’intrados de la voile d’avant. Ces effets d’interaction conduisent aussi à des configurations d’équilibre moins creuses que lorsque les voiles sont seules.

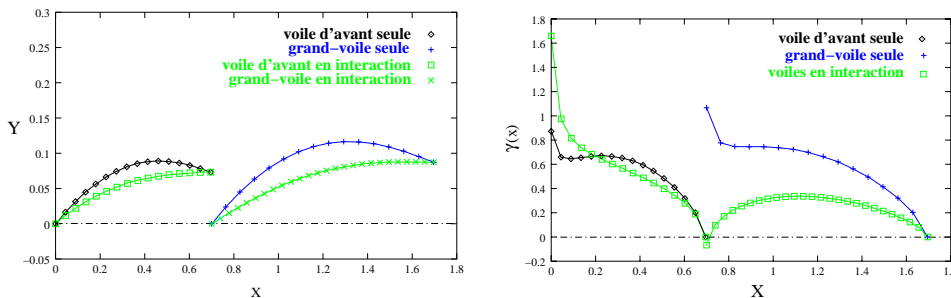


FIG. 4 – Comparaison des configurations d’équilibre (à gauche) et des densités de circulation (à droite) pour les voiles isolées et en interaction.

Pour quantifier plus précisément ces effets d'interaction, on présente dans le tableau 2 les coefficients de portance de chaque voile ainsi que leur somme dans le cas où elles sont isolées ou en interaction. On remarque en particulier que la portance de la voile d'avant est légèrement augmentée par l'interaction avec la grand-voile, alors que la portance de la grand-voile est elle fortement diminuée. Globalement, la portance de l'ensemble des deux voiles est ainsi plus faible que la somme des portance de chaque voile seule dans l'écoulement.

	Grand-voile	Voile d'avant	Total
Isolée	0.630	0.402	1.032
En interaction	0.237	0.430	0.667

TAB. 2 – Comparaison des effets de portance sur chaque voile et cummulés, lorsque les voiles sont isolées ou en interaction.

θ_J/θ_M (deg.)	6/1	6/5	6/8	3/5	6/5	9/5
χ_F/C_M	0.66	0.65	0.64	0.60	0.65	0.72

TAB. 3 – Position longitudinale du centre de poussée en fonction des angles d'ouverture θ_β .

On reprend le cas de référence ($R_C = 0.7$, $\alpha = 10$ deg., $\varepsilon_J = \varepsilon_M = 1$, $\Delta X = 0.7$ et $P_S = 500$) et on fait varier les angles d'ouverture de chacune des voiles. Sur la figure 5, on compare les densités de circulation pour $\theta_J = 6$ deg. et $\theta_M = 1, 5$ et 8 deg., puis $\theta_M = 5$ deg. et $\theta_J = 3, 6$ et 9 deg.. Ces résultats montrent que le chargement sur les deux voiles décroît au fur et à mesure que l'angle d'ouverture θ_M de la grand-voile augmente. En effet, son angle d'incidence absolue $\alpha - \theta_M$ diminue, abaissant la charge aérodynamique, ce qui a aussi pour conséquence de diminuer l'incidence effective perçue par la voile d'avant. On remarque en particulier que pour $\theta_M = 8$ deg., la densité de circulation devient négative au voisinage du bord d'attaque de la grand-voile (coefficient de pression négatif). Lorsque c'est l'angle d'ouverture de la voile d'avant qui augmente (courbes de droite de la figure 5), on observe aussi une décharge progressive sur la voile d'avant avec la diminution de son angle d'incidence absolu. De plus, cette diminution de la charge sur la voile d'avant se traduit par une augmentation de l'incidence effective de la grand-voile avec en conséquence une distribution de circulation plus forte. Cet effet n'est cependant significatif que sur le premier tiers de la grand-voile. Dans le tableau 3 la position longitudinale χ_F du centre de poussée est donnée en fonction des réglages d'ouverture : l'ouverture de la grand-voile tend à faire avancer le centre de poussée, alors que l'ouverture de la voile d'avant tend à le faire reculer de façon plus importante.

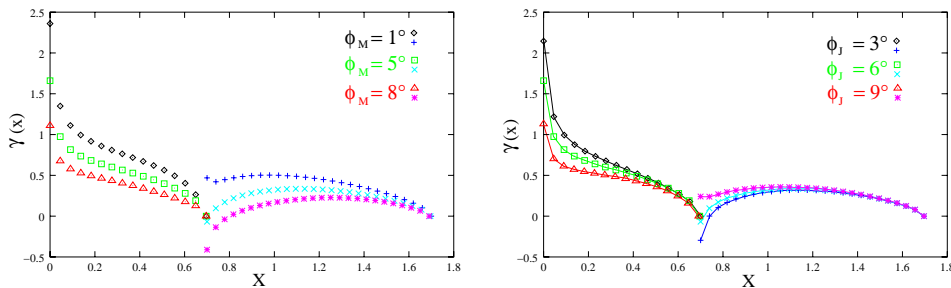


FIG. 5 – Comparaison des densités de circulation pour différents réglages de l'angle d'ouverture de la grand-voile (à gauche) et de la grand-voile (à droite). $R_C = 0.7$, $\alpha = 10$ deg., $\varepsilon_J = \varepsilon_M = 1$, $\Delta X = 0.7$ et $P_S = 500$.

3.4 Influence des longueurs naturelles.

On reprend le cas de calcul précédent avec $N_e = 15/25$ et on étudie l'influence des longueurs naturelles adimensionnelles ε_J et ε_M sur la solution stationnaire. Dans ce but, on calcule la

solution stationnaire pour différentes combinaisons de longueurs naturelles adimensionnelles dans l'intervalle $[1, 1.06]$. Sur la figure 6, les configurations d'équilibre et les distributions de circulation des deux voiles sont comparées pour les combinaisons $\varepsilon_J - \varepsilon_M = 1 - 1, 1.01 - 1.01, 1.02 - 1.02, 1.06 - 1.06$. Cette fois, on relève une forte dépendance de la solution avec les paramètres ε_J et ε_M : les creux des configurations solutions ainsi que les intensités maximales de distributions de circulation augmentent avec les longueurs naturelles. D'autre part, on remarque dans le cas $\varepsilon_J - \varepsilon_M = 1.06 - 1.06$ que la densité de circulation sur la voile d'avant présente un minimum local après le pic du bord d'attaque ; ce comportement de la distribution de densité de circulation pourrait indiquer un risque de décollement de l'écoulement réel, du fait d'un gradient de pression adverse ; ce décollement ne peut être pris en compte par le modèle de fluide parfait. Les limites de validité de l'hypothèse d'un écoulement attaché le long des voiles sont probablement atteintes.

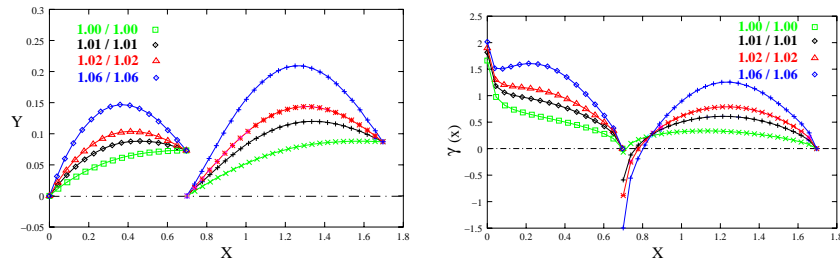


FIG. 6 – Configurations d'équilibre (à gauche) et densités de circulation (à droite), pour différentes longueurs naturelles des voiles. Les autres paramètres du système sont : $R_C = 0.7$, $\alpha = 10 \text{ deg.}$, $\theta_J = 6 \text{ deg.}$, $\theta_M = 5 \text{ deg.}$, $\Delta X = 0.7$ et $P_S = 500$.

Le tableau 4 montre l'influence des longueurs naturelles adimensionnelles sur les portances exercées sur les voiles. On observe qu'une augmentation seule de la longueur naturelle de la voile d'avant entraîne une perte de la portance exercée sur la grand-voile, en raison d'une interaction plus forte. En revanche, lorsque seule la longueur naturelle de la grand-voile augmente, la portance de la voile d'avant est accrue du fait de l'augmentation de son incidence effective.

$\varepsilon_j - \varepsilon_m$	1.0 / 1.0	1.01 / 1.01	1.02 / 1.02	1.06 / 1.06	1.10 / 1.10
Cl_j / Cl_m	0.429 / 0.237	0.597 / 0.375	0.704 / 0.463	0.965 / 0.685	1.134 / 0.843
Total	0.666	0.972	1.167	1.650	1.977
$\varepsilon_j - \varepsilon_m$	1.0 / 1.02	1.01 / 1.02	1.01 / 1.02	1.02 / 1.01	1.06 / 1.01
Cl_j / Cl_m	0.583 / 0.519	0.654 / 0.487	0.555 / 0.165	0.648 / 0.350	0.785 / 0.284
Total	1.102	1.141	0.720	0.998	1.069

TAB. 4 – Evolution des portances Cl_J , Cl_M et totale sur les voiles pour différentes combinaisons de longueur naturelle adimensionnelles $\varepsilon_J/\varepsilon_M$. $R_C = 0.7$, $\alpha = 10 \text{ deg.}$, $\theta_J = 6 \text{ deg.}$, $\theta_M = 5 \text{ deg.}$, $\Delta X = 0.7$ et $P_S = 500$.

Si la validité d'un écoulement attaché peut être discutée dans le cas des plus grandes longueurs naturelles testées, ces résultats montrent la capacité du modèle à traiter les situations où la mise en équilibre des configurations requière de grands déplacements, même lorsque l'interaction entre les voiles est importante.

3.5 Influence de l'élasticité.

On s'intéresse maintenant à l'influence de la raideur à l'allongement des matériaux constitutifs des voiles sur la configuration d'équilibre pour : $R_C = 0.7$, $\alpha = 10 \text{ deg.}$, $\theta_J = 6 \text{ deg.}$, $\theta_M = 5 \text{ deg.}$, $\varepsilon_J = \varepsilon_M = 1.01$, $\Delta X = 0.7$. Le tableau 7 présente les coefficients de portance du système, les énergies de déformation ainsi que la position longitudinale du centre de poussée, pour différentes valeurs de P_s . On observe que le coefficient de portance global diminue lorsque le

paramètre P_s augmente. Cet effet est dû à la déformation élastique qui allonge la longueur des voiles et augmente donc les creux (les cambrures) des configurations solutions. De plus, avec l'augmentation du creux, l'effort aérodynamique résultant sur chaque voile recule, ce qui conduit à une position du centre de poussée qui avance sensiblement quand la déformation augmente : un déplacement de près de $0.1C_M$ entre $P_s = 50$ et $P_s = 1000$. Les configurations solutions sont tracées, avec les distributions de densité de circulation correspondantes, sur la figure 7.

P_s .	50	100	200	500	1000
Cl_T	1.24	1.10	1.02	0.97	0.95
$\Theta_T/\rho_f C U_\infty^2$	0.59	0.73	0.78	0.80	0.80
χ_F/C_M	0.730	0.705	0.680	0.655	0.640

TAB. 5 – Evolution de la portance totale Cl_T , de l'énergie de déformation $\Theta_T = \Theta_J + \Theta_M$ adimensionnée par $\rho C_M U_\infty^2$ et de χ_F pour différentes valeurs de P_s .

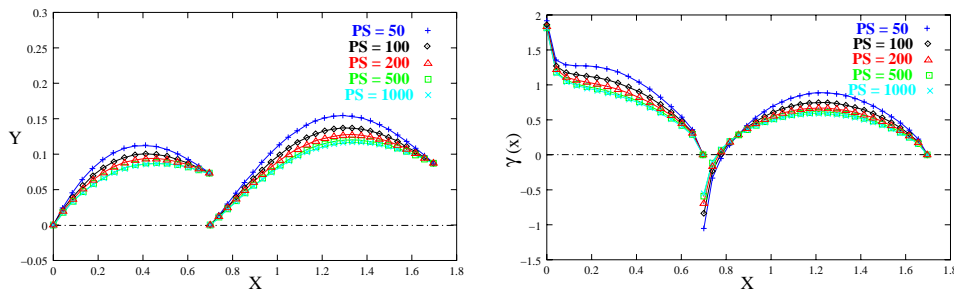


FIG. 7 – Géométries d'équilibre et densités de circulation sur les voiles pour $P_s = 50, 100, 200, 500$ et 1000 . Les autres paramètres sont : $R_C = 0.7$, $\alpha = 10 \text{ deg.}$, $\theta_J = 6 \text{ deg.}$, $\theta_M = 5 \text{ deg.}$, $\varepsilon_J = \varepsilon_M = 1$, $\Delta X = 0.7$.

4 Mouvements forcés.

4.1 Définition du mouvement.

Les conditions réelles de navigation sont rarement stationnaires en raison des variations de l'écoulement incident et des mouvements propres du voilier (roulis, tangage, ...). Bien que ces deux effets se combinent en réalité, il est plus facile de les étudier séparément. Dans cette section, on s'intéresse à la réponse aéro-élastique du système, placé dans un écoulement uniforme et constant, lorsque le support des voiles est animé d'un mouvement forcé de translation uniforme et de rotation alternée dans le plan. Les effets d'inhomogénéité de l'écoulement incident seront étudiés dans la prochaine section. On supposera que le mouvement de rotation solide se fait autour d'un point noté X_R appartenant à l'axe reliant les bords d'attaque des deux voiles. Ce point est en translation uniforme et \mathbf{U}_∞ est la vitesse relative de l'écoulement incident.

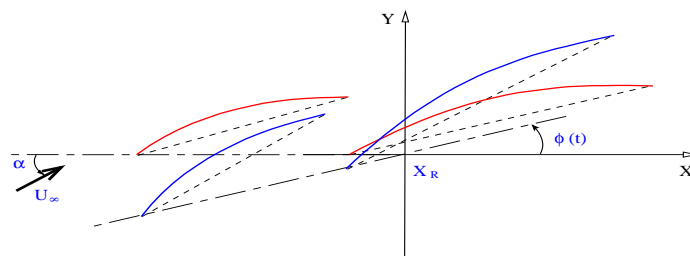


FIG. 8 – Description du mouvement solide de rotation forcé du plan de voilure.

La rotation solide autour de X_R est donnée par la loi angulaire :

$$\phi(t) = \tilde{\phi} \cos \omega t$$

où $\tilde{\phi}$ est l'amplitude du mouvement de rotation et ω sa vitesse de phase. Ce mouvement est introduit dans les conditions aux limites du problème élastique en imposant la position des extrémités des voiles dans un repère relatif $(X_R, \mathbf{X}, \mathbf{Y})$ attaché au voilier en X_R et en translation uniforme (voir le schéma de la figure 8).

4.2 Influence de la position du centre de rotation.

On se place dans le cas $R_C = 0.7$, $\alpha = 10 \text{ deg.}$, $\theta_J = 6 \text{ deg.}$, $\theta_M = 5 \text{ deg.}$, $\varepsilon_J = \varepsilon_M = 1.01$, $\Delta X = 0.7$ et $P_S = 500$. Le mouvement de rotation appliqué a une amplitude $\tilde{\phi} = 1 \text{ deg.}$, pour une pulsation $\omega = \pi \mathbf{U}_\infty / C_M$. Partant d'un écoulement non perturbé et de configurations initiales arbitraires sans déformations, les équations du problème sont intégrées dans le temps, jusqu'à ce qu'un régime établi périodique soit atteint. La solution obtenue étant instationnaire, elle dépend à présent des masses linéiques respectives des voiles, ρ_J et ρ_M , au travers des paramètres adimensionnels I_J et I_M . On fixe $I_J = 0.3$ et $I_M = 0.5$ puis on étudie l'influence de la position du centre de rotation sur les signaux de portance. La figure 9 présente sur deux périodes du mouvement de rotation les évolutions du coefficient de portance de chaque voile (à gauche) et de l'ensemble (à droite), pour plusieurs positions de X_R entre le bord d'attaque de la grand-voile $X_R = \Delta X$ et le premier tiers de corde de la grand-voile $X_R = \Delta X + C_M/3$. On observe que l'amplitude des fluctuations de la portance exercée sur la voile d'avant augmente à mesure que le centre de rotation recule (X_R augmente), alors que l'effet est contraire pour la portance de la grand-voile qui présente aussi des amplitudes de fluctuation plus élevées. Ainsi, pour l'ensemble, on relève une diminution sensible du maximum de portance quand le centre de rotation recule alors que le minimum de portance reste pratiquement constant. Bien que la valeur maximale de la portance diminue quand le centre de rotation recule, la moyenne augmente comme le montre les coefficients moyens de portance donnés dans le tableau 6.

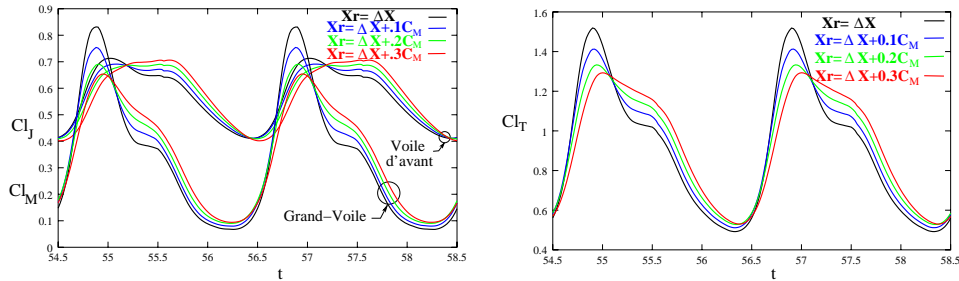


FIG. 9 – Evolution des coefficients de portance du génois et de la grand-voile en fonction du temps adimensionné par C_M/U_∞ , pour différentes positions du centre de rotation. Les paramètres du système sont donnés dans le texte.

X_R	ΔX	$\Delta X + 0.1 C_M$	$\Delta X + 0.2 C_M$	$\Delta X + 0.3 C_M$
Cl_T	0.904	0.917	0.927	0.933

TAB. 6 – Coefficients moyens de portance pour différentes positions du centre de rotation X_R . $\tilde{\phi} = 1 \text{ deg.}$. Les paramètres du système sont donnés dans le texte.

4.3 Influence de I_J .

On fixe $X_R = \Delta X$, $\omega = 2\pi \mathbf{U}_\infty / C_M$ et on fait maintenant varier I_J tout en conservant $I_M = 0.5$ et les autres paramètres de la sous-section précédente. Sur la figure 10, les évolutions du coefficient de portance totale sont tracées en fonction du temps adimensionné par C_M/U_∞ , pour $I_J = 0.1, 0.2, 0.3$ et 0.4 . Pour toutes les inerties testées, on observe que la période du signal n'est plus la période du mouvement, mais qu'il y a un doublement de période. Ces résultats montrent le caractère non linéaire de la réponse du système. Quand l'inertie relative d'une voile

augmente (le même comportement a été observé quand I_M varie) il y a apparition de modes sous-harmoniques possédant une énergie de plus en plus significative. Cet effet est clairement mis en évidence dans la partie droite de la figure 10, où on a tracé les spectres des signaux de portance pour les différentes valeurs de I_J .

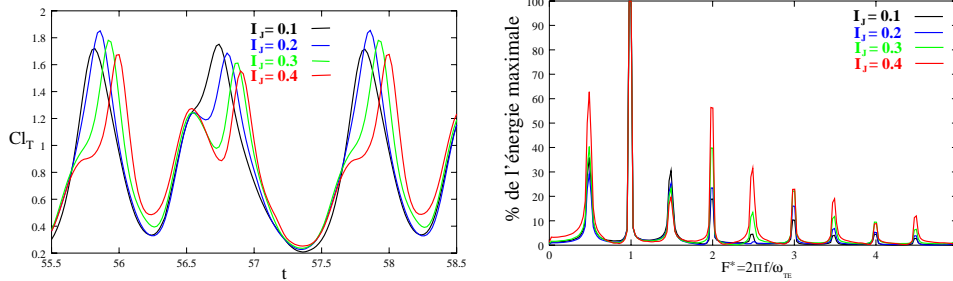


FIG. 10 – Signaux temporels des coefficients de portance totale (à gauche) et spectres correspondant (à droite) pour $I_J = 0.1, 0.2, 0.3$ et 0.4 .

5 Écoulement incident stochastique.

5.1 Définition des perturbations.

On reprend maintenant l'approche stochastique proposé dans [7] pour étudier la réponse du système à des perturbations de l'intensité du vent incident. Une simulation stochastique est choisie ici du fait de la nature aléatoire des conditions réelles de navigation (turbulences atmosphériques). Pour ces simulations, les variations de l'intensité de l'écoulement incident sont obtenues par reconstruction d'une série temporelle à partir d'un spectre supposé de fluctuations (voir figure 11). On note \mathbf{U}_{st} l'écoulement incident, qui se décompose en une vitesse moyenne \mathbf{U}_∞ et une perturbation d'intensité notée $\mathbf{U}'(t)$:

$$\mathbf{U}_{st}(t) = \mathbf{U}_\infty [1 + \mathbf{U}'(t)]$$

La variance de l'écoulement, normalisée par \mathbf{U}_∞^2 , est fixée à 0.01. Pour ce modèle de perturbations, l'angle d'incidence est constant et l'écoulement reste uniforme en espace. La réponse du système est étudiée en comparant les auto-spectres de portance à l'auto-spectre de perturbation donné dans la figure 11.

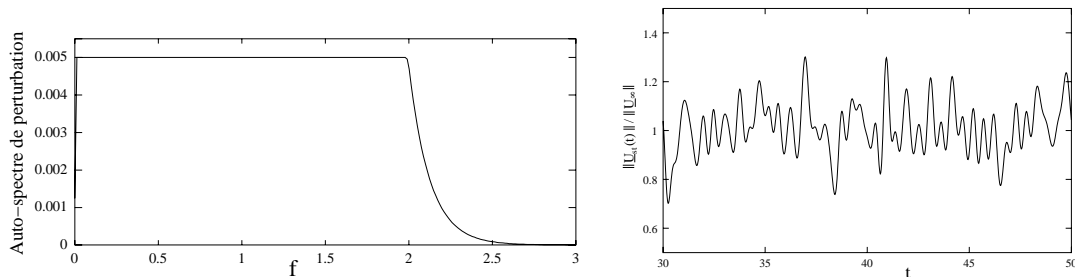


FIG. 11 – Auto-spectre de perturbation \mathbf{U}' en fonction de la fréquence adimensionnée par \mathbf{U}_∞/C_M (à gauche), et série temporelle reconstruite pour l'intensité de l'écoulement incident (à droite).

5.2 Effets d'interaction.

On fixe $\varepsilon_J = \varepsilon_M = 1.01$, $R_C = \Delta X = 0.7$, $\alpha = 10 \text{ deg.}$, $\theta_J = 6 \text{ deg.}$, $\theta_M = 5 \text{ deg.}$, $P_s = 500$, $I_M = 0.5$ et $I_J = 0.1, 0.3$ et 0.5 . La figure 12 présente les auto-spectres des signaux de portance exercée sur chaque voile en fonction de la fréquence réduite pour les différentes valeurs de I_J . On observe tout d'abord que les deux voiles répondent différemment aux perturbations

de l'écoulement incident. En particulier, le spectre des efforts de portance de la grand-voile Cl_M a une allure comparable aux spectres obtenus pour une voile seule [1], avec des énergies importantes dans la gamme de fréquences réduites $[0.4 : 0.75]$. A l'inverse, les spectres de portance de la voile d'avant en interaction ne présentent plus une concentration de l'énergie pour $f \in [0.4 : 0.75]$. Ce résultat montre clairement que l'interaction entre les deux voiles a un effet différent sur les voiles amont et aval, et consiste principalement en un filtrage par la grand-voile des perturbations perçues par la voile d'avant. D'autre part, la comparaison des spectres de portance obtenus montre que les efforts exercés sur la grand-voile sont peu affectés par les variations de I_J . L'influence de I_J est plus sensible sur la portance exercée sur la voile d'avant, mais uniquement pour les plus hautes fréquences contenues dans le spectre de perturbation ($f \geq 1$). En fait, quand l'inertie relative de la voile d'avant augmente, elle pénalise les déplacements rapides, ce qui se traduit par une atténuation des fluctuations des efforts associés à ces fréquences.

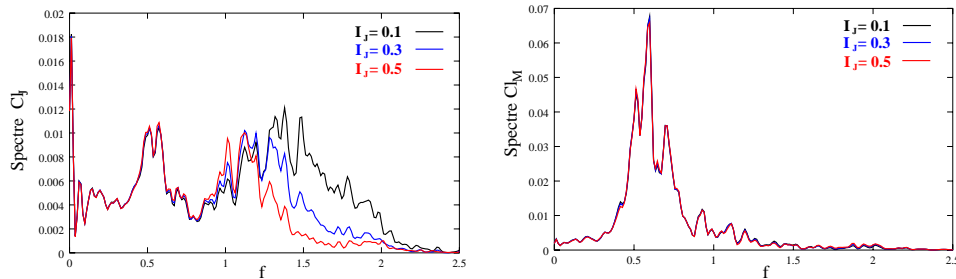


FIG. 12 – Spectres de portance sur la voile d'avant (à gauche), et sur la grand-voile (à droite), pour $I_J = 0.1, 0.3$ et 0.5 . Les autres paramètres sont donnés dans le texte.

5.3 Influence de P_s .

On fixe maintenant $I_J = 0.3$ en conservant les paramètres précédent et on fait varier le paramètre élastique P_s des deux voiles. Les spectres de portance des deux voiles et cumulés sont donnés dans la figure 13. On observe qu'une raideur relative élevée tend à atténuer les fluctuations des efforts de portance jusqu'à une fréquence réduite critique à partir de laquelle le comportement inverse est observé ($f > 1$ pour la voile d'avant, et $f > 0.7$ pour la grand-voile). Ce comportement s'explique par la compétition de deux effets : (a) pour les petites fréquences, une raideur élastique faible produit des déformations importantes avec en conséquence des fluctuations d'efforts élevés ; (b) quand P_s augmente avec une inertie relative constante, le milieu élastique répond à des fréquences plus élevées (sa raideur augmente), ce qui augmente le niveau énergétique de la réponse aux hautes fréquences. Le premier effet est dominant pour les fréquences d'excitations les plus faibles et dominé par l'effet (b) pour les plus hautes. Comme la portance exercée sur la grand-voile est de façon générale la plus sensible aux fluctuations de l'écoulement incident dans le système en interaction, les spectres de portance totale ont une allure très similaire aux spectres de Cl_M . Pour finir cette étude sur l'influence de P_s , on donne dans le tableau 7 les coefficients de portance moyens et leurs variances en fonction de P_s .

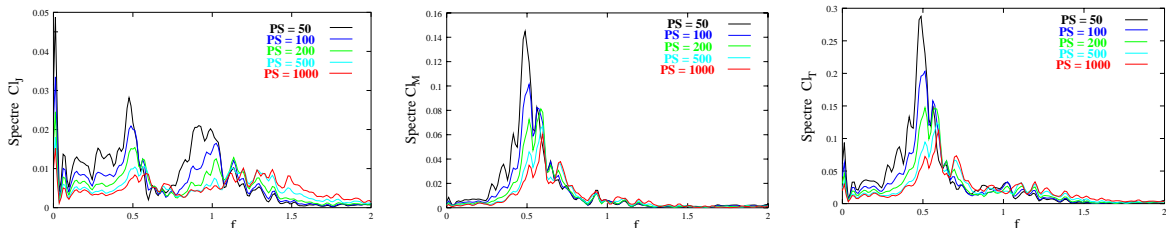


FIG. 13 – Spectres de portance sur la voile d'avant (à gauche), sur la grand-voile (au centre) et sur l'ensemble (à droite), pour $P_s = 50, 100, 200, 500$ et 1000 . Les autres paramètres sont $\varepsilon_J = \varepsilon_M = 1.01$, $R_c = \Delta X = 0.7$, $\alpha = 10$ deg., $\theta_J = 6$ deg., $\theta_M = 5$ deg., $I_M = 0.5$ et $I_J = 0.3$.

P_s	50	100	200	500	1000
Cl_J : moyenne	0.740	0.641	0.596	0.502	0.466
Cl_J : variance	0.016	0.013	0.011	0.010	0.010
Cl_M : moyenne	0.483	0.408	0.354	0.306	0.281
Cl_M : variance	0.030	0.024	0.020	0.017	0.016

TAB. 7 – Coefficients de portance moyens et variances associées pour les deux voiles en fonction de P_s . Les autres paramètres sont donnés dans le texte.

5.4 Influence de R_C .

Pour finir, on reprend les paramètres précédent avec $P_s = 500$, et on fait varier $R_C = L_J/L_M$ entre 0.6 et 0.9. Cette situation correspond à des variations des longueurs de corde et des longueurs naturelles de la voile d'avant ($\varepsilon_J = 1.01$ dans tous les cas). Les spectres de réponse sont donnés dans la figure 14. On observe que les énergies spectrales de l'effort de portance sur la voile d'avant augmentent avec la longueur naturelle de la voile (l'adimensionnalisation de l'effort est faite avec C_M qui est constant). En plus de l'élévation des niveaux d'énergie, on constate que l'allure du spectre de Cl_J est modifiée quand R_C augmente, pour tendre vers une distribution spectrale similaire à celle de Cl_M . Du point de vue de la grand-voile, l'influence de R_C est moins forte et se traduit de nouveau par une élévation des maximums d'énergie de la réponse quand R_C augmente. L'étude du tableau 8 montre qu'une augmentation de R_C induit une diminution de la valeur moyenne et de la variance de l'effort de portance sur la grand-voile : la voile d'avant filtre une partie des perturbations perçues par la grand-voile.

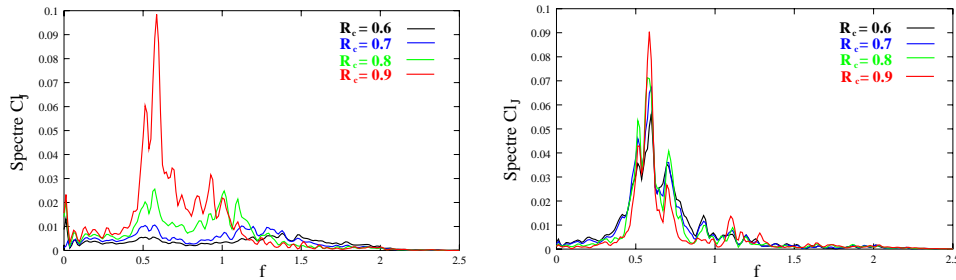


FIG. 14 – Comparaison des portances en fonction du recouvrement du géniois sur la grand-voile. Les autres paramètres sont donnés dans le texte.

R_C	0.6	0.7	0.8	0.9
Cl_M : moyenne	0.351	0.306	0.259	0.208
Cl_M : variance	0.017	0.017	0.016	0.014

TAB. 8 – Coefficients de portance moyens et variances associées pour la grand-voile en fonction de R_C . Les autres paramètres sont donnés dans le texte.

6 Conclusions et Perspectives

Dans ce travail, nous avons étudié le comportement aéroélastique d'un système bidimensionnel constitué de deux voiles idéalement flexibles. Nous nous sommes efforcés de mettre en évidence les effets d'interaction entre les voiles et l'écoulement en insistant sur les effets induits par la présence d'une seconde voile. Les résultats obtenus montrent la complexité des mécanismes intervenant et l'influence importante des nombreux paramètres décrivant le système et le forçage extérieur (conditions aux limites). Plus particulièrement, nous montrons que la réponse des voiles -estimée ici en terme d'effort de portance-, diffère entre la voile amont (voile-d'avant) et avale

(grand-voile), c'est-à-dire que les effets d'interaction entre les voiles ne sont pas symétriques. Cette dissymétrie s'observe aussi bien sur les solutions stationnaires (section 3) que fortement instationnaires (section 5). De manière générale on remarque logiquement que ces effets d'interaction augmentent avec la proximité des voiles et l'augmentation des surfaces. D'autre part, les résultats soulignent la moindre dépendance des efforts exercés sur la grand-voile avec les paramètres caractérisant le système, relativement aux efforts exercés sur la voile d'avant qui sont plus sensibles à la configuration du système de voiles.

Plus généralement, les différents résultats montrent que l'optimisation d'un système de deux voiles doit se faire globalement, en tenant compte des effets d'interaction, et ne peut être réalisée séparément pour chaque voile. Dans ce but, le modèle proposé permet d'explorer et d'étudier l'influence des paramètres géométriques du système (les angles d'ouverture des voiles, les longueurs de corde et creux naturels, les positions des bords d'attaque), constituant l'ensemble des paramètres de conception, tout en tenant compte de l'élasticité et de la masse des matériaux constitutifs des voiles qui sont des contraintes de conception. Cependant, la réalisation d'un outil d'optimisation, qui est la finalité de ce travail, nécessite encore la définition d'une mesure de la performance d'un système de voile et l'ajout de contraintes permettant de s'assurer que le problème reste dans le cadre des hypothèses du modèle (en particulier que l'écoulement reste attaché sur les voiles).

Références

- [1] O. LE MAÎTRE, Contribution numérique à la résolution de problèmes d'interaction fluide-structure non linéaires, *Thèse Université du Havre*, 1998.
- [2] J. E. SOUZA de CURSI, Un problème issu de l'étude des fils sans raideur soumis au frottement sec, *Annales de la faculté des Sciences de Toulouse*, 1990.
- [3] S. HUBERSON, Modélisation asymptotique et simulation numérique d'écoulements tourbillonnaires, *Thèse Université Pierre et Marie Curie*, 1986.
- [4] C. REHBACH, Numerical calculation of three dimensional unsteady flows with vortex sheets, AIAA, 1979.
- [5] P. S. JACKSON, Two-dimensional sails in inviscid flow, *Journal of Ship Research*, 1984.
- [6] S. S. ANTMAN, *Nonlinear problems of elasticity*, Vol. 107, New York Springer Verlag, 1995.
- [7] O. LE MAÎTRE, S. HUBERSON, E. SOUZA de CURSI, Unsteady model of sail and flow interaction, *Journal of Fluids and Structures*, 1999.
- [8] O. LE MAÎTRE, F. HAUVILLE, S. HUBERSON, E. SOUZA de CURSI, Aéroélasticité non-linéaire : problème plan pour des obstacles flexibles, *Journée de l'Hydrodynamique*, Nantes, 1997.
- [9] P. KREE, C. SOIZE, *Mécanique aléatoire*, Dunod, 1984.