



STABILITÉ ET INSTABILITÉ HYDROÉLASTIQUES DES AILES D'HYDROPTÈRES

Simulation analogique et
étude expérimentale

par R.-J. BALQUET
G. NOIR, P. HERNANDEZ et P. L. MOREAU

Bassin d'Essais des Carènes, Paris

1. — L'hydroélasticité. Rappels

1.1 Définitions. Généralités.

L'hydro-élasticité concerne l'ensemble des phénomènes relatifs aux interactions des forces hydrodynamiques, élastiques et d'inertie auxquelles peut être soumise une structure totalement ou partiellement immergée [1].

Si, en construction navale classique, la prise en compte de l'hydro-élasticité a pu être limitée à quelques problèmes très particuliers, tels ceux posés par certains comportements des gouvernails, des ailerons antiroulis ou des barres de plongée de sous-marins, si l'augmentation des dimensions et des charges des hélices modernes conduit à s'attacher à certains comportements hydro-élastiques gênants, voire dangereux, la construction navale de pointe doit, pour la mise au point des engins nouveaux que sont les hydroptères à hautes performances, considérer l'hydro-élasticité comme l'un des éléments fondamentaux des projets.

Au carrefour de la mécanique des fluides et de celle des structures, l'hydro-élasticité des éléments porteurs d'hydroptère suppose la connaissance et la maîtrise de l'hydrodynamique instationnaire des surfaces portantes et de la dynamique des structures minces.

Il n'est évidemment pas question de traiter ici, même succinctement, ces deux importants chapitres de la mécanique; nous nous bornerons donc à dresser un rapide bilan des résultats acquis et, plus encore, des difficultés, tant expérimentales que théoriques, qui subsistent encore.

1.2 L'hydrodynamique instationnaire des surfaces portantes.

a) Théories bidimensionnelles des ailes minces.

Rappelons, pour mémoire, que, dès 1935, Théodorsen [2], partant de la transformation d'un profil mince en un cercle, a établi les expressions de la portance Z et du moment M de ce profil pour un mouvement harmonique de tangage et de pilonnement.

Nous noterons simplement que la principale difficulté d'exploitation des résultats de Théodorsen provient de la présence, dans leur formulation, d'une fonction transcendante, la fonction de Théodorsen $C(k)$, (k désignant la fréquence réduite), définie à partir des fonctions de Bessel de première et de seconde espèce.

En 1938 Karman et Sears [3] ont développé une théorie tourbillonnaire, en complet accord avec les résultats de Théodorsen, où l'on doit également remarquer la présence de fonctions transcendantes (fonctions de Bessel modifiées de seconde espèce), mais dans laquelle il convient de souligner la décomposition de la portance Z et du moment M en trois termes :

$$(1) \quad \begin{cases} Z = Z_0 + Z_1 + Z_2 \\ M = M_0 + M_1 + M_2 \end{cases}$$

Z_0 , M_0 désignant la portance et le moment quasi-permanents;

Z_1 , M_1 caractérisant les effets d'inertie de l'écoulement sans circulation (en opposition de phase avec les accélérations);

Z_2 , M_2 représentant la contribution du sillage tourbillonnaire à distance fixe de l'aile (en quadrature avec le mouvement et les accélérations).

Les travaux les plus récents [4 et 5] reprennent en général cette décomposition des efforts qui se prête particulièrement bien à l'analyse des données expérimentales (Cf. ci-dessous § 2.2).

b) Effets tridimensionnels et de surface libre.

Lorsque l'envergure reste grande relativement à la corde du profil, il est possible de développer une « strip theory », c'est-à-dire de supposer l'écoulement plan par tranches normales à l'envergure. C'est le principe de la méthode de Reissner [6], extension au cas tridimensionnel des travaux de Théodorsen.

Signalons encore que, plus récemment, des méthodes purement tridimensionnelles ont été développées [7], dont on peut penser qu'elles conduisent à une estimation correcte des forces hydrodynamiques instationnaires lorsque le mouvement est connu, mais qu'elle se heurteront à des difficultés d'exploitation au moins égales à celles rencontrées par les théories les plus élémentaires pour la prévision des instabilités hydro-élastiques.

La mise en compte de la proximité de la surface libre est relativement simple dans le cas des ailes d'hydroptères fonctionnant à des vitesses, c'est-à-dire à des nombres de Froude, élevés. Nous dirons simplement, pour résumer, que la présence d'une surface libre se traduit par une diminution de la portance et par l'apparition d'une traînée induite supplémentaire [8].

1.3 Le comportement élastique des surfaces portantes.

Les conditions d'équilibre statique des surfaces portantes ne dépendent du milieu ambiant que par l'intermédiaire du système de charges auxquelles elles sont soumises; elles sont aisément calculables par un processus itératif assez rapidement convergent.

Il en va tout autrement du comportement dynamique dont la connaissance est indispensable à l'étude de la plupart des phénomènes hydro-élastiques non permanents, qu'ils prennent naissance sous l'effet, ou non, d'une excitation extérieure.

Le calcul des modes et fréquences propres des structures minces auxquelles peuvent être, en général, assimilés les éléments porteurs d'hydroptères, peut être conduit en idéalisant la structure par une distribution judicieuse de masses généralisées [9] (tenant compte des effets d'inertie hydrodynamique).

L'équilibre dynamique du système se traduit alors par la relation matricielle

$$\left[[C] [m] - \frac{[I]}{\omega^2} \right] (\varphi) = (0) \quad (2)$$

avec

[C] : matrice des coefficients d'influence (en flexion ou torsion);

[m] : matrice diagonale des masses concentrées généralisées;

[I] : matrice diagonale unité;

ω : fréquence propre associée au vecteur propre (φ) .

Ainsi le problème du calcul des modes et fréquences propres de vibration consiste-t-il à rechercher les valeurs et vecteurs propres de l'opérateur $[C] [m]$.

Le Bassin d'Essais des Carènes de Paris a mis au point un programme d'exploitation de cette méthode (Cf. ci-dessous § 2.3).

1.4 Les instabilités hydroélastiques.

Les comportements hydro-élastiques instables mettent en danger l'existence même des structures qui les subissent.

Lorsque de tels comportements proviennent d'une excitation extérieure (houle, commande d'incidence d'une aile ou d'un aileron), ils résultent de résonances trop pointues, c'est-à-dire insuffisamment amorties entre l'excitation et la structure; leur prévision est alors relativement aisée.

Il n'en est malheureusement pas de même des instabilités hydro-élastiques en absence d'excitation extérieure, c'est-à-dire, pour nous limiter aux plus caractéristiques, du flutter et de la divergence.

a) Le flutter.

Le flutter, qui caractérise une instabilité dynamique apparaissant à une certaine vitesse critique, se manifeste sous la forme d'oscillations périodiques auto-entretenues, d'amplitude généralement finie, qui peuvent amener la rupture de l'aile par fatigue.

Les équations du mouvement d'un profil à deux degrés de liberté en tangage θ et pilonnement z , suspendu élastiquement avec deux raideurs K_θ et K_z (fig. 1), s'écrivent :

$$(3) \quad \begin{cases} m\ddot{z} + S_\theta\ddot{\theta} + K_z z = -Z \\ S_\theta\ddot{z} + I_\theta\ddot{\theta} + K_\theta\theta = M \end{cases}$$

avec :

m = masse de l'aile par unité d'envergure;

I_θ = moment d'inertie polaire par unité d'envergure (par rapport à l'axe élastique);

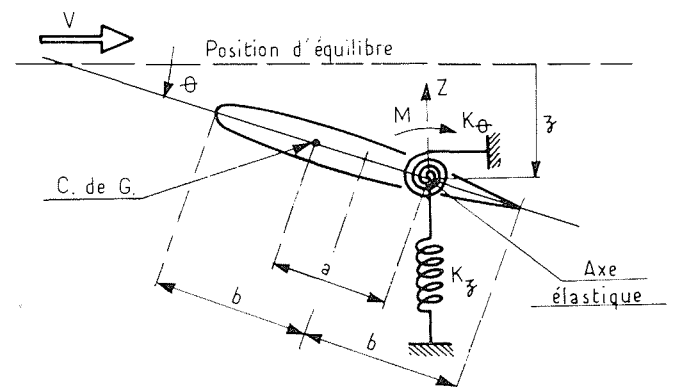
S_θ = moment statique par unité d'envergure (par rapport à l'axe élastique).

REMARQUE : Dans ces équations Z et M désignent la composante oscillatoire de la portance et du moment en mouvements harmoniques de tangage et de pilonnement.

Lorsqu'on exprime Z et M à l'aide des formules de Théodorsen, de Karman-Sears, voire de Reissner, la pulsation ω_F et la vitesse U_F de Flutter sont solutions d'un système de deux équations transcendantes.

Pour surmonter cette difficulté, des théories quasi-stationnaires ou quasi-instationnaires [10] ont été développées, dont nous dirons seulement qu'elles ne sont pas totalement satisfaisantes.

Ignorons, pour le moment, ces difficultés de calcul. Lorsque la structure de la surface portante est telle que seuls les modes fondamentaux de vibration, en flexion et torsion,



1/Notations. Système de référence.

sont à craindre, on peut admettre que ces modes ne dépendent pas de la vitesse et restent découplés.

Les déformations de flexion et de torsion d'une section d'ordonnée y peuvent alors se mettre sous la forme :

$$(4) \quad \begin{cases} z(y, t) = \varphi_z f_z(t) \\ \theta(y, t) = \varphi_\theta f_\theta(t) \end{cases}$$

où $\varphi_z(y)$ et $\varphi_\theta(y)$ désignent les modes de flexion et de torsion à vitesse nulle.

Les équations des théories bidimensionnelles sont conservées, à condition de remplacer les constantes S_θ , I_θ , K_z , K_θ par les valeurs correspondant aux modes retenus.

REMARQUE : La méthode peut être généralisée pour tenir compte de tous les modes significatifs et de leurs couplages possibles.

b) La divergence.

La divergence caractérise une instabilité statique des surfaces portantes, apparaissant à une certaine vitesse critique, généralement différente de la vitesse de flutter, pour laquelle les forces de rappel élastiques ne parviennent pas à équilibrer les forces hydrodynamiques dans le domaine des contraintes admises par le matériau.

Un cas particulier simple est celui de la divergence en torsion d'une aile à un seul degré de liberté (en tangage) [4].

Nous rappellerons simplement que la divergence peut être considérée comme un cas limite du flutter correspondant à une raideur de flexion infinie (Cf. ci-dessous § 2.3).

2. — L'hydroélasticité des ailes d'hydroptères. Travaux du Bassin d'Essais des Carènes

2.1 Généralités.

Les méthodes théoriques de l'hydro-élasticité résultent, pour l'essentiel, d'une transposition, à l'hydrodynamique, de celles de l'aéro-élasticité. Malheureusement si, en aéro-élasticité, l'accord entre la théorie et l'expérience peut être considéré comme satisfaisant en général, il est apparu rapidement qu'il n'en était plus de même en hydro-élasticité.

C'est la raison pour laquelle, abordant l'étude, nouvelle pour lui, des hydroptères rapides, le Bassin d'Essais des Carènes a estimé indispensable de porter une attention particulière aux comportements hydro-élastiques des éléments porteurs de ces engins et, dans la mesure du possible, de suivre, dans sa démarche, la voie expérimentale.

La complexité et le coût des modèles, d'une part, et la nature même des instabilités hydro-élastiques, d'autre part, nous ont conduits à limiter les études expérimentales aux domaines hydro-élastiques stables, pour lesquels il est possible de contrôler, à chaque instant, le comportement des modèles et, par conséquent, d'éviter leur destruction.

Étant ainsi amenés à aborder par le calcul la prévision des instabilités hydro-élastiques, nous avons été confrontés avec la difficulté fondamentale de ce problème, à savoir, la résolution de systèmes d'équations transcendantes (voir § 1.4). Cette difficulté disparaît presque complètement si on envisage, non plus le calcul digital, mais la simulation analogique comme méthode d'approche (la prise en compte de fonctions transcendantes ou de fonctions expérimentales étant alors assurée par des générateurs de fonctions).

2.2 Étude expérimentale des comportements hydroélastiques stables.

a) Conditions de similitude hydro-élastique. Modèles.

Pour réaliser la similitude hydro-élastique, correspondant à une similitude hydrodynamique donnée, il convient de rechercher :

- la conservation des déformations angulaires (torsion) : $\theta_m/\theta_r = 1$;
- la similitude des déformations linéaires (flexion) à l'échelle géométrique α d'exécution du modèle $z_m/z_r = \alpha$;
- la similitude des fréquences propres.

Lors d'essais en eau libre d'ailes subcavitantes, on s'efforce de respecter la similitude de Froude, c'est-à-dire d'opérer à une vitesse modèle V_m telle que $V_m/V_r = \sqrt{\alpha}$.

La similitude élastique exige alors :

$$(4) \quad \begin{cases} \frac{G_m}{G_r} = \alpha & (G = \text{module de glissement}) \\ \frac{E_m}{E_r} = \alpha & (E = \text{module d'Young}) \end{cases}$$

Ainsi la similitude élastique peut être réalisée en confectionnant le modèle en un matériau de faible module d'élasticité E_m tel que $E_m/E_r = \alpha$ (ce qui entraîne $G_m/G_r = \alpha$ dans l'hypothèse de la conservation du coefficient de Poisson σ en passant du modèle au réel).

Un tel matériau (plastique par exemple) risque de ne pouvoir supporter les contraintes imposées par la similitude de Froude, sans dépasser sa limite élastique.

C'est la raison pour laquelle, au Bassin d'Essais des Carènes de Paris, les modèles sont réalisés en structure mixte (âme métallique enrobée de plastique).

Ce modèle est calculé pour respecter rigoureusement la similitude des déformations de flexion qui impose [11] :

$$I_1 = \frac{\alpha E - E_2}{E_1 - E_2} \alpha^4 I \quad (5)$$

avec :

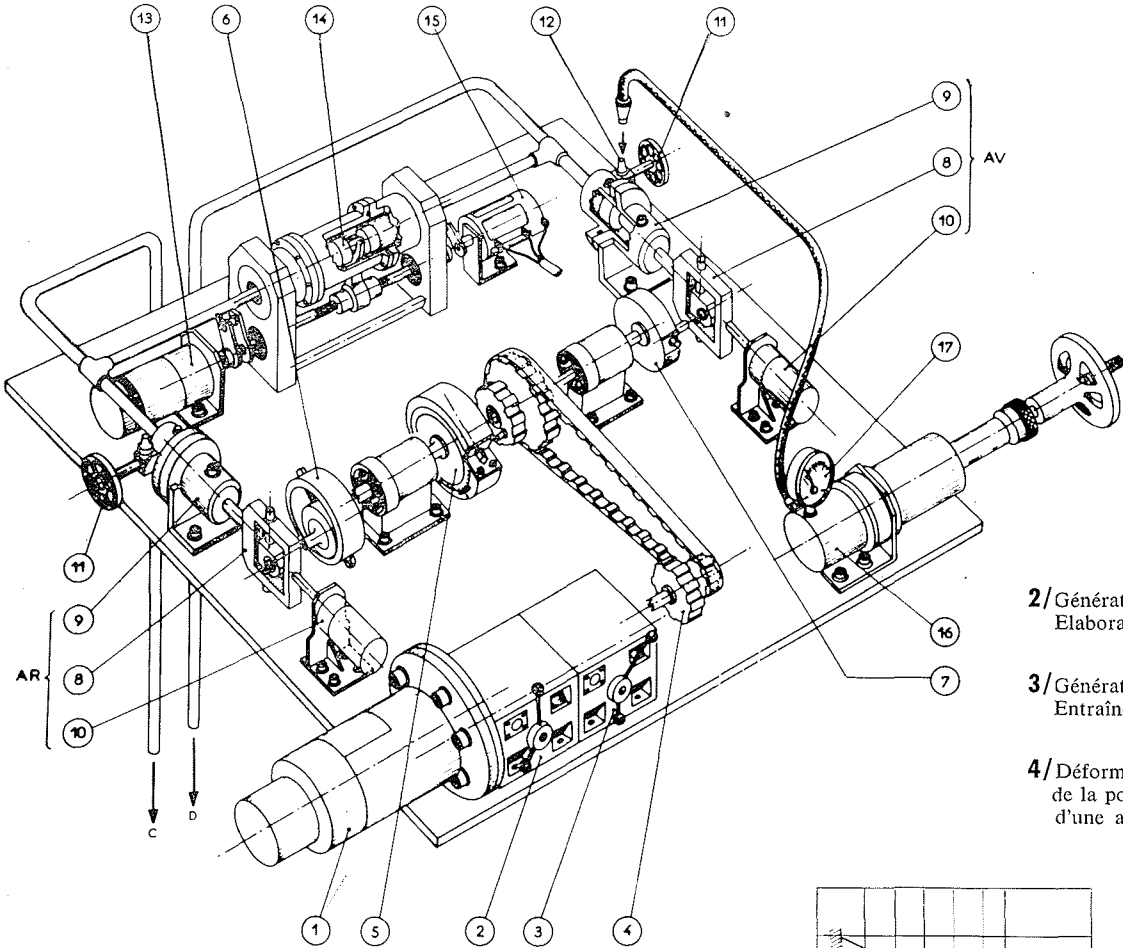
- E = module d'élasticité du matériau constituant l'aile réelle;
- E_1 = module d'élasticité du matériau constituant l'âme du modèle;
- E_2 = module d'élasticité du matériau constituant l'enrobage du modèle;
- I = moment d'inertie de flexion de la section (S) de l'aile réelle;
- I_1 = moment d'inertie de flexion de la section (s) du modèle homologue de (S).

La similitude des déformations de torsion peut ensuite être ajustée par retouches semi-empiriques.

Enfin la similitude des fréquences propres suppose la conservation de la masse volumique de la structure, condition généralement approchée de construction, et qui peut être précisée aisément par additions de masses concentrées convenablement réparties.

Il convient de remarquer qu'il n'est pas indispensable de rechercher une très grande précision dans la réalisation de la masse volumique, les forces d'inertie d'origine hydrodynamique étant, en général, largement prépondérantes devant les forces d'inertie d'origine mécanique.

Le squelette d'une telle aile, équipé de jauges de contrainte pour restituer les déformations et les efforts, apparaît sur la figure 3.

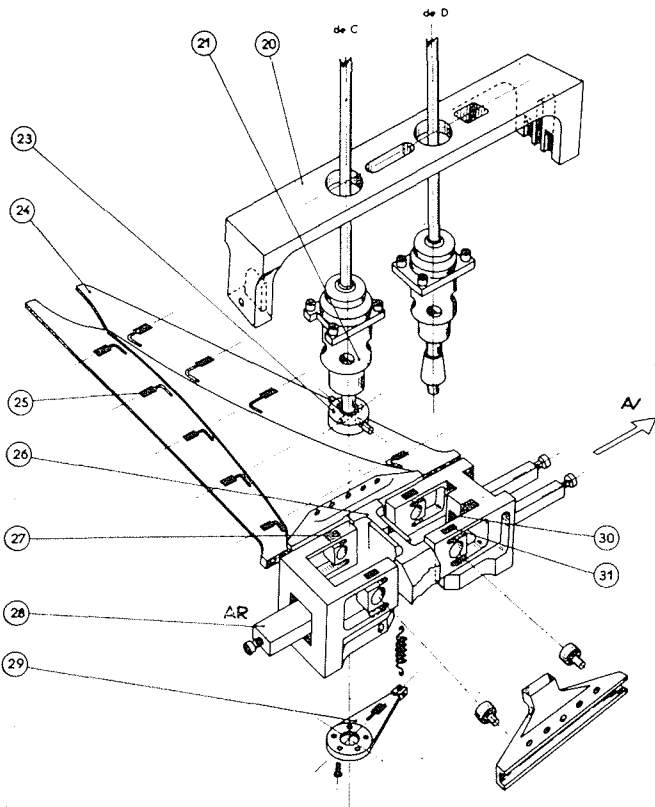


2/ Générateur d'oscillations harmoniques. Elaboration des oscillations.

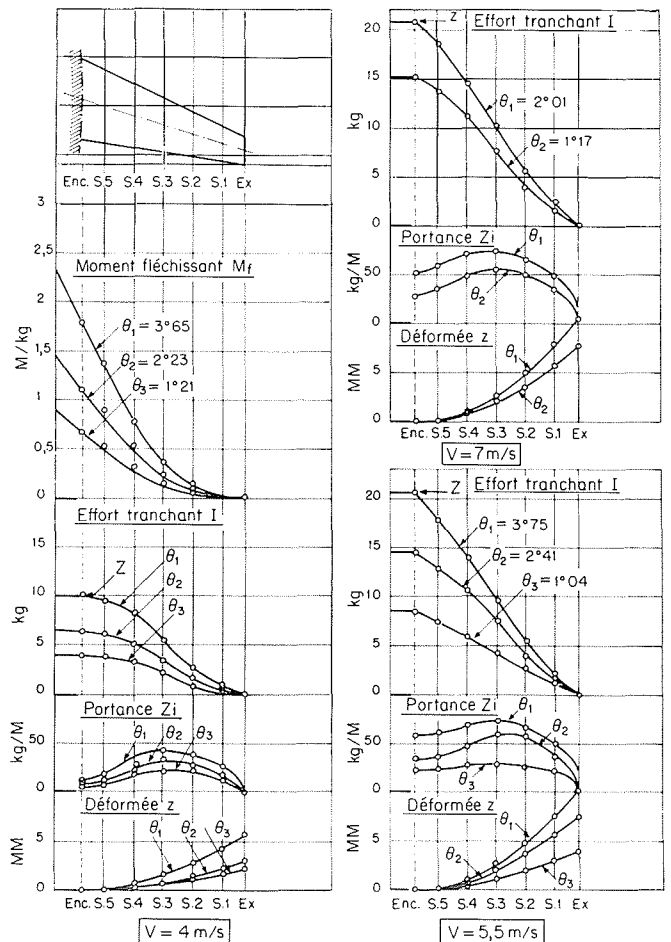
3/ Générateur d'oscillations harmoniques. Entraînement du modèle.

4/ Déformations de flexion et répartitions de la portance en fonction de l'envergure d'une aile en similitude élastique.

2/



3/



4/

b) *La mesure des forces hydrodynamiques non permanentes.*

Les forces hydrodynamiques non permanentes appliquées à une surface portante en mouvement quelconque peuvent se déduire d'essais en régime harmonique de tangage et de pilonnement [12].

L'analyse des efforts auxquels peut être soumise une aile fait apparaître deux catégories de mouvements harmoniques particulièrement significatifs :

- le pilonnement pur (incidence géométrique — ou calage — constante).
- le tangage pur (incidence hydrodynamique constante).

On peut montrer qu'un mouvement harmonique quelconque peut toujours être considéré comme la superposition de mouvements de tangage et de pilonnement purs [13]. Ainsi, l'analyse d'un mouvement harmonique « hybride » doit permettre de séparer les efforts (portance et moments) relatifs aux mouvements purs, même lorsque la réalisation de tels mouvements s'avère, en pratique, impossible (cas d'une section d'aile élastique dont le mouvement est obligatoirement différent de celui d'une tranche voisine).

L'analyse théorique des forces hydrodynamiques (Cf. ci-dessus § 1.2) montre que l'on peut en mouvement harmonique décomposer ces forces en deux séries de termes [3, 4 et 5] :

- des termes en phase avec le mouvement : (Z_0, M_0) , (Z_1, M_1) ;
- des termes en quadrature avec le mouvement : (Z_2, M_2) — qui traduisent les effets d'inertie hydrodynamique et le retard à l'établissement de la portance.

Ainsi, l'analyse harmonique des efforts (séparation de la valeur moyenne et des composantes en phase et en quadrature avec un mouvement de référence), correspondant aux mouvements purs de tangage et de pilonnement, permet-elle la détermination expérimentale des coefficients intervenant dans les formulations théoriques des forces hydrodynamiques instationnaires [5, 14].

C'est le principe de la méthode mise en œuvre au Bassin d'Essais des Carènes de Paris [13, 15].

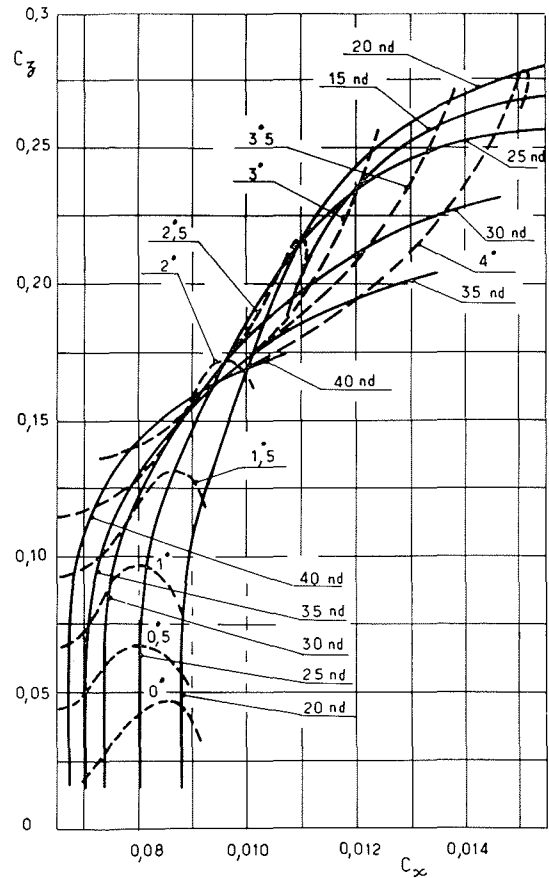
Le générateur d'oscillations harmoniques représenté sur les figures 2 et 3, à transmission hydraulique, se compose de trois éléments principaux :

— Deux coulisses sinus (8) élaborent deux mouvements sinusoïdaux d'amplitudes et de phases ajustables par les excentriques (6) et (7) et par le plateau déphaseur (5) transmis aux pistons de deux maîtres cylindres (9). Un tiroir (14) permet d'ajuster les volumes hydrauliques des deux circuits, c'est-à-dire l'incidence moyenne imposée à l'aile.

— Celle-ci (24) est liée isostatiquement aux pistons des deux cylindres récepteurs (21). Ainsi on peut communiquer à l'aile toutes combinaisons de mouvements harmoniques de tangage et de pilonnement autour d'une incidence de consigne.

— Les éléments de liaisons de l'aile aux pistons (21) mesurent la traînée (30), la portance et le moment de tangage (27) et (31). L'enregistrement des mouvements est fait, au niveau de l'aile (29) pour leur analyse, et au niveau des maîtres cylindres (10) pour les réglages.

Ajoutons que toutes les grandeurs mesurées (y compris les déformations de l'aile) sont collectées et traitées sur une chaîne de mesure, spécialement développée à cette occasion, et comportant un calculateur digital en temps réel.



5/ Effet de la vitesse sur la polaire d'une aile en similitude élastique.

Le dépouillement et l'exploitation des premiers essais effectués avec ce matériel sont en cours.

c) *Comportement hydro-élastique stable d'une aile en mouvement permanent.*

En mouvement permanent, le comportement hydro-élastique d'une aile peut être stable ou instable (divergence ou flutter).

Le comportement stable a fait l'objet d'une étude expérimentale au Bassin d'Essais des Carènes de Paris.

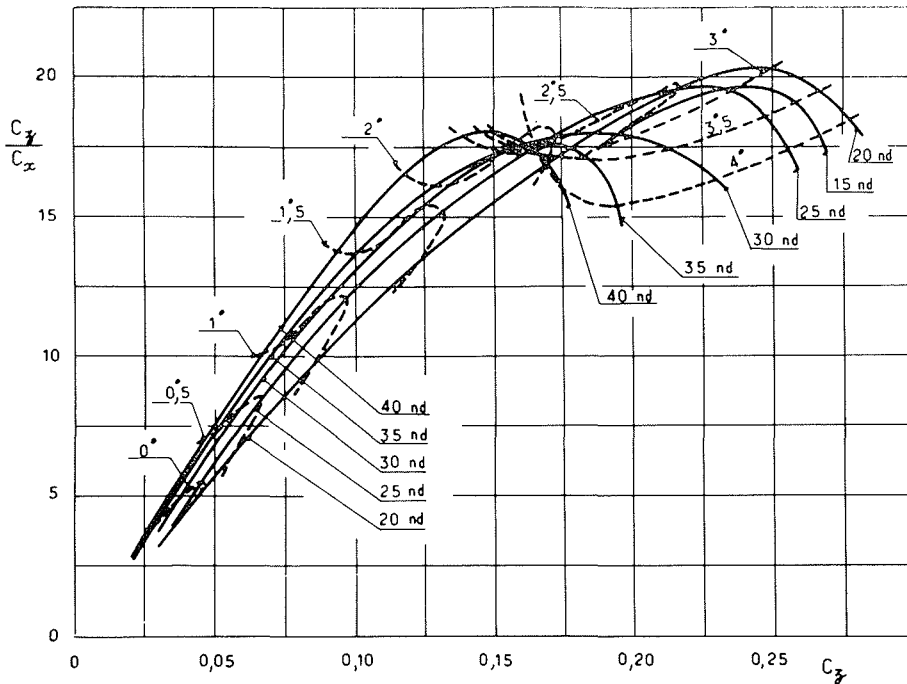
On peut signaler les principaux résultats suivants :

— Partant de la mesure du moment fléchissant dans plusieurs sections d'une aile (en similitude hydro-élastique), et par une double dérivation par rapport à l'envergure, il a été possible de calculer, en fonction de la vitesse et de l'incidence à l'emplanture, la variation de la portance le long de l'envergure (fig. 4). On peut également déduire de ces essais la déformation du modèle et, par conséquent, les contraintes que supporterait l'aile réelle.

— Sur l'aile étudiée, la prise en compte de l'hydro-élasticité se traduit par une déformation et un glissement de la polaire sous l'effet de la vitesse — c'est-à-dire de la charge (fig. 5).

Les déformations de l'aile ont pour conséquence principale, la limitation du coefficient de portance C_z et de la finesse (fig. 6) lorsque la vitesse augmente.

On peut dire que le comportement hydro-élastique de cette aile est exactement le contraire d'un comportement divergent.



6/ Effet de la vitesse sur la finesse d'une aile en similitude élastique.

2.3 Simulation analogique des instabilités hydroélastiques.

a) Principe.

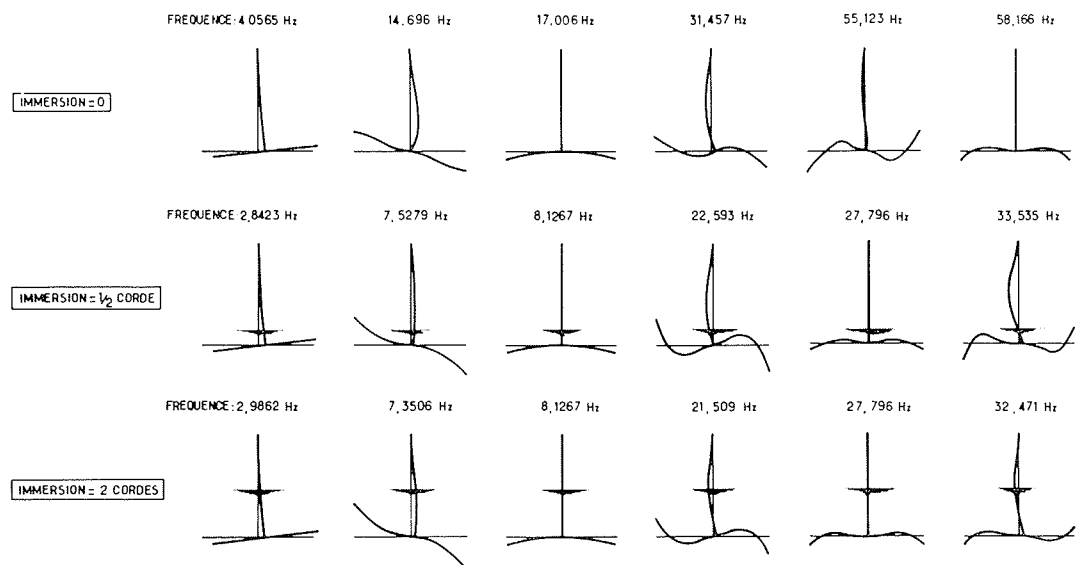
Comme nous l'avons rappelé au § 1.4, les comportements hydro-élastiques des surfaces portantes en général, et des ailes d'hydroptères en particulier, sont associés à certains modes de déformation (en flexion et torsion) et à l'éventualité de leurs couplages.

C'est la raison pour laquelle, un programme digital de calcul de ces modes, selon la méthode du § 1.3, a été mis au point au Bassin d'Essais des Carènes. Ce programme peut s'appliquer à des systèmes ailes-jambes complexes, comme celui représenté à titre d'exemple sur la figure 7. Il tient

compte de l'immersion par l'intermédiaire de l'inertie de l'eau entraînée dans l'écoulement sans circulation, mais pas de la surface libre en tant que telle.

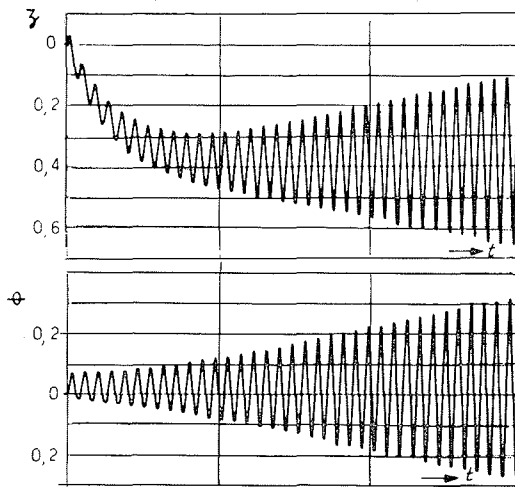
La figure 7 ne représente que les six premiers modes de flexion dans l'air, puis dans l'eau pour deux immersions, respectivement d'une demi-corde et deux cordes. Il convient de signaler que le programme permet de calculer un plus grand nombre de modes, tant en torsion qu'en flexion, mais que les modes d'ordre élevé sont sans grand intérêt pratique.

La possibilité d'une simulation analogique d'un tel système ne dépend que de la capacité des machines. Celle dont dispose le Bassin d'Essais des Carènes nous limite à l'étude

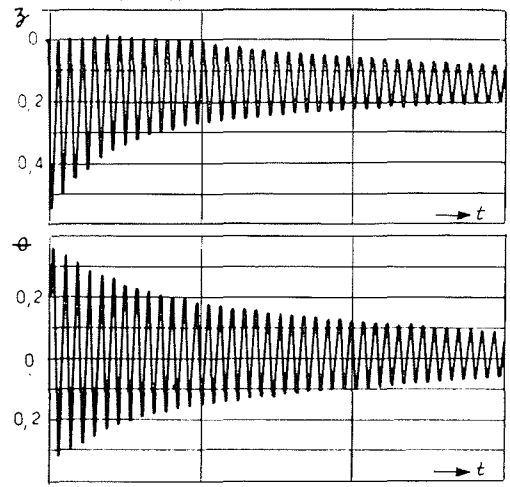


7/ Modes propres de flexion d'un élément porteur d'hydroptère.

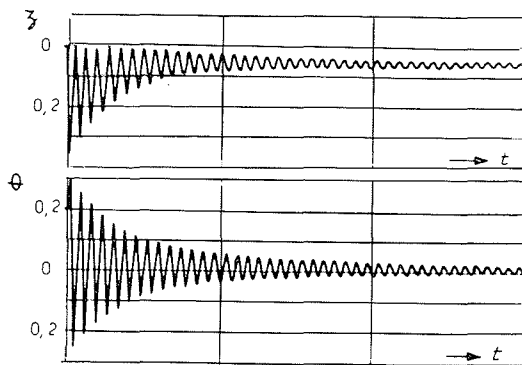
8/
Comportement
instationnaire
d'une aile
d'hydroptère.



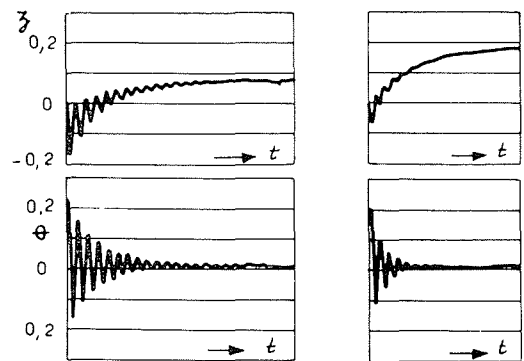
a. Au dessus de la vitesse de Flutter
 $U_F < U = 12 \text{ m/s}$



b. En dessous de la vitesse de Flutter
 $U_F > U = 11,2 \text{ m/s}$

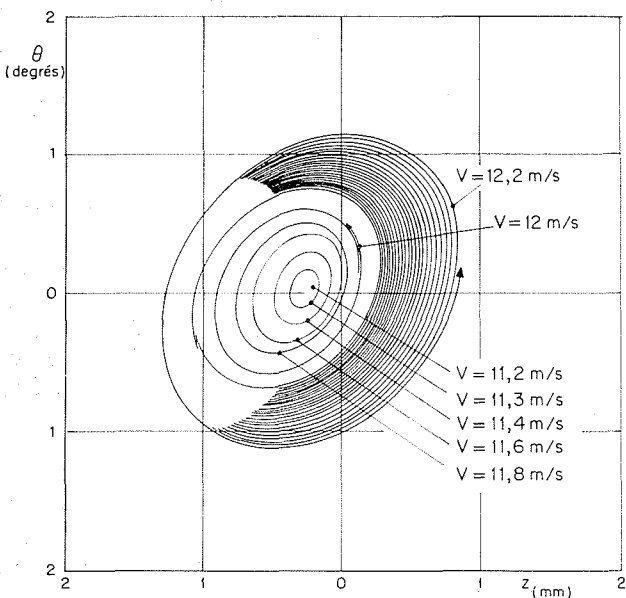


c. En dessous de la vitesse de Flutter
 $U_F > U = 10 \text{ m/s}$



d. $U_F > U = 8 \text{ m/s}$ e. $U_F > U = 6 \text{ m/s}$

9/
Développement
de l'amplitude
du flutter
avec la vitesse.



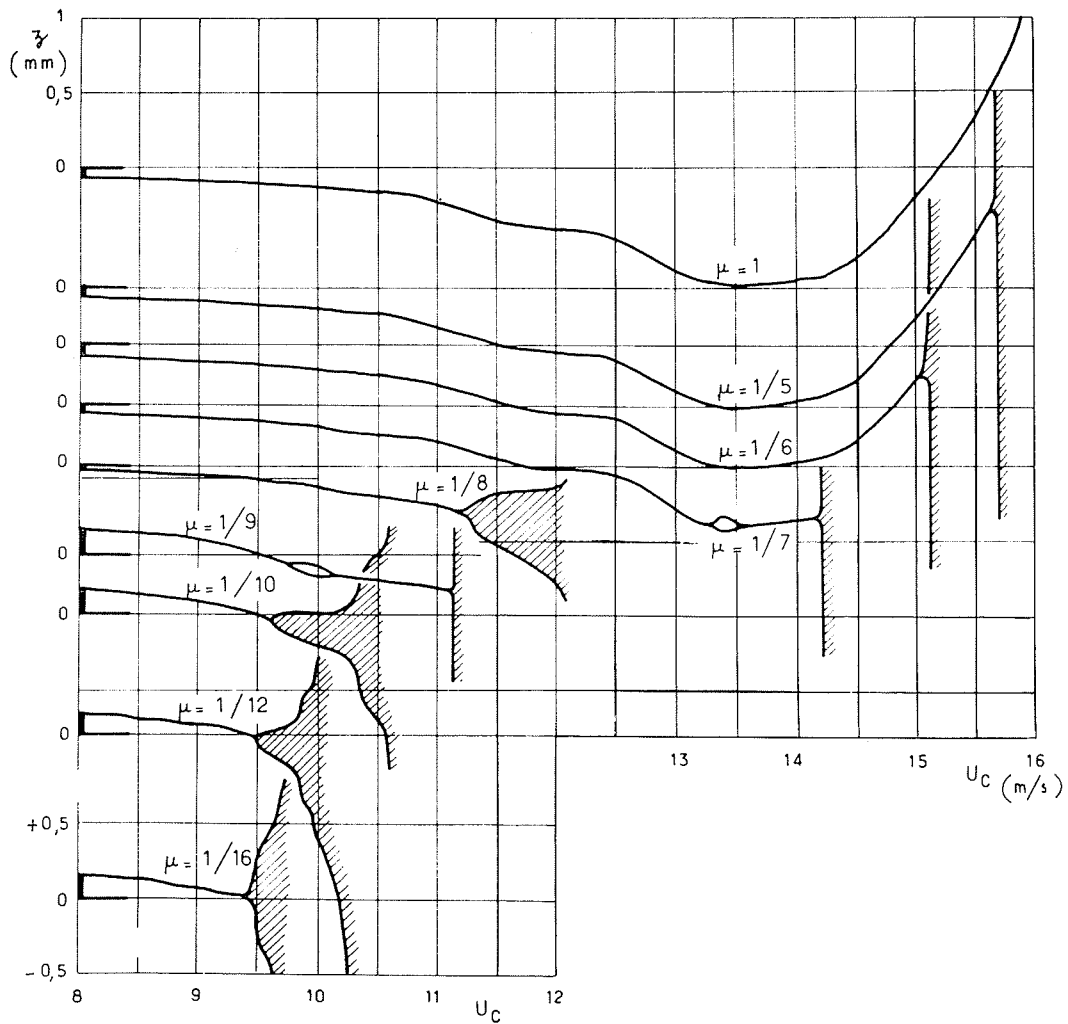
d'une aile encastree sur une jambe supposee rigide (le mode fondamental de flexion a prendre en compte est alors le troisieme mode represente sur la figure 7). Dans un premier temps, seules les instabilites associees aux deux modes fondamentaux de flexion et de torsion ont ete envisagees; mais l'etude est actuellement developpee pour tenir compte des modes d'ordre plus eleve.

Dans ces conditions, l'aile elastique se comporte comme une aile rigide a deux degres de liberte en tangage θ et pilonnement z entravee elastiquement par deux elements de raideurs K_θ et K_z (fig. 1).

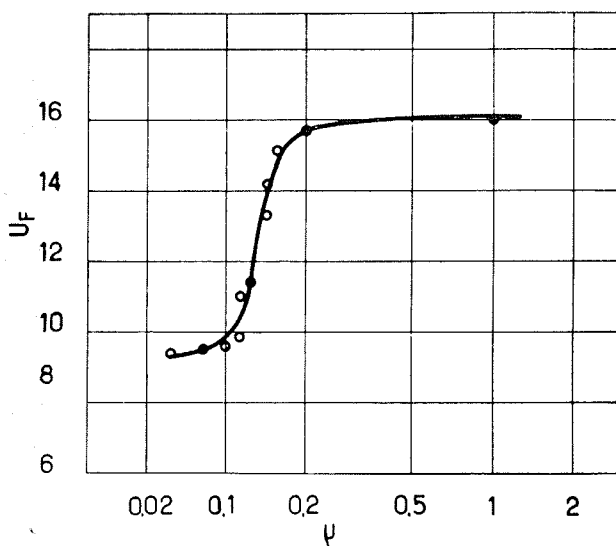
Les efforts hydrodynamiques Z et M , rapportes a l'axe elastique, peuvent etre introduits soit sous la forme de fonctions analytiques, soit sous la forme de fonctions experimentales. Dans la presente simulation, le schéma de ces forces est un schéma analytique derive des formules de Karman et Sears [3, 16] signalees au § 1.2.

Les mouvements en z et θ sont enregistres soit en fonction du temps (fig. 8), soit dans le plan (z, θ) (fig. 9).

Ces deux figures mettent en evidence le caractere d'instabilite du phenomene de flutter dont l'amplitude croit



10/ Effet de la masse réduite sur l'apparition du flutter.



11/ Exemple de limite de flutter pour $\mu < 1$.

très vite avec la vitesse au-delà du seuil d'apparition. En-deçà de ce seuil, réciproquement, l'amortissement des oscillations propres de l'aile est d'autant plus rapide que la vitesse diminue (c'est un résultat déjà signalé, et d'ailleurs utilisé, pour prévoir expérimentalement la vitesse de flutter, grâce à une approche par valeurs inférieures, sans risquer de détériorer gravement la structure).

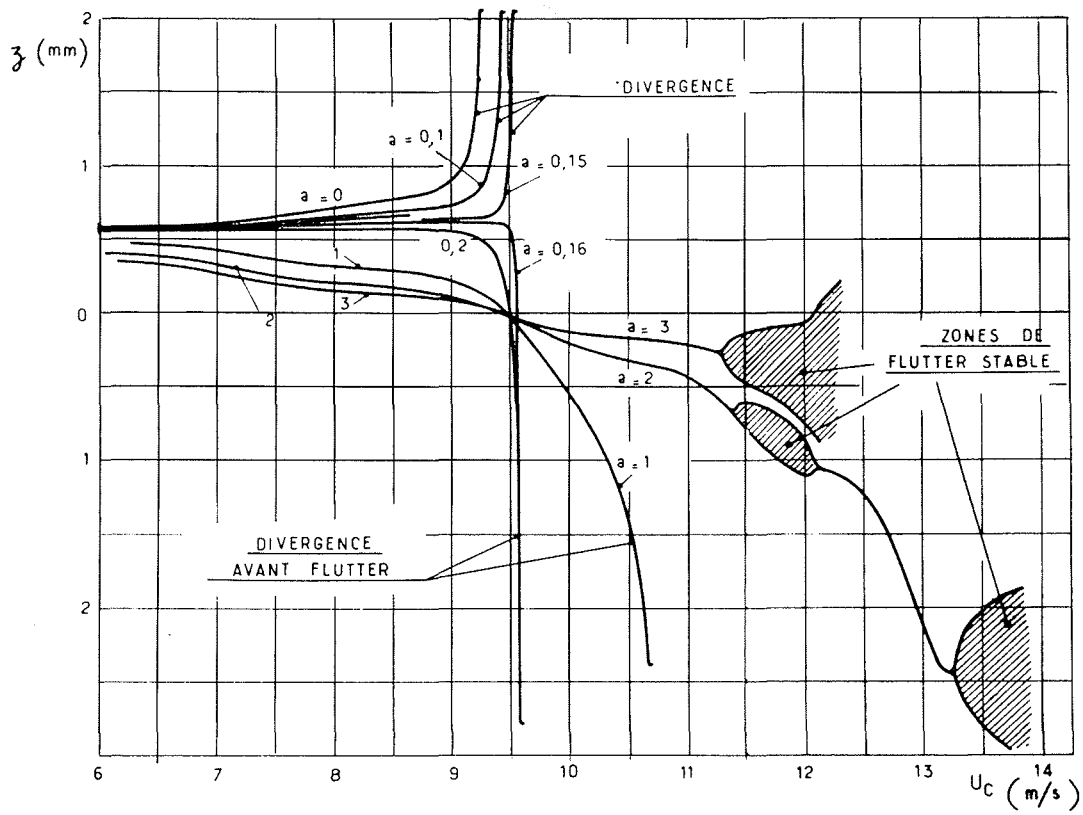
b) Paramètres d'influence des instabilités hydro-élastiques.

Nous nous bornerons à présenter ici quelques résultats particulièrement significatifs de l'influence de certains de ces paramètres (rapport de masse, position de l'axe élastique par rapport au centre de gravité, raideurs de torsion et de flexion), sans entrer dans une analyse systématique.

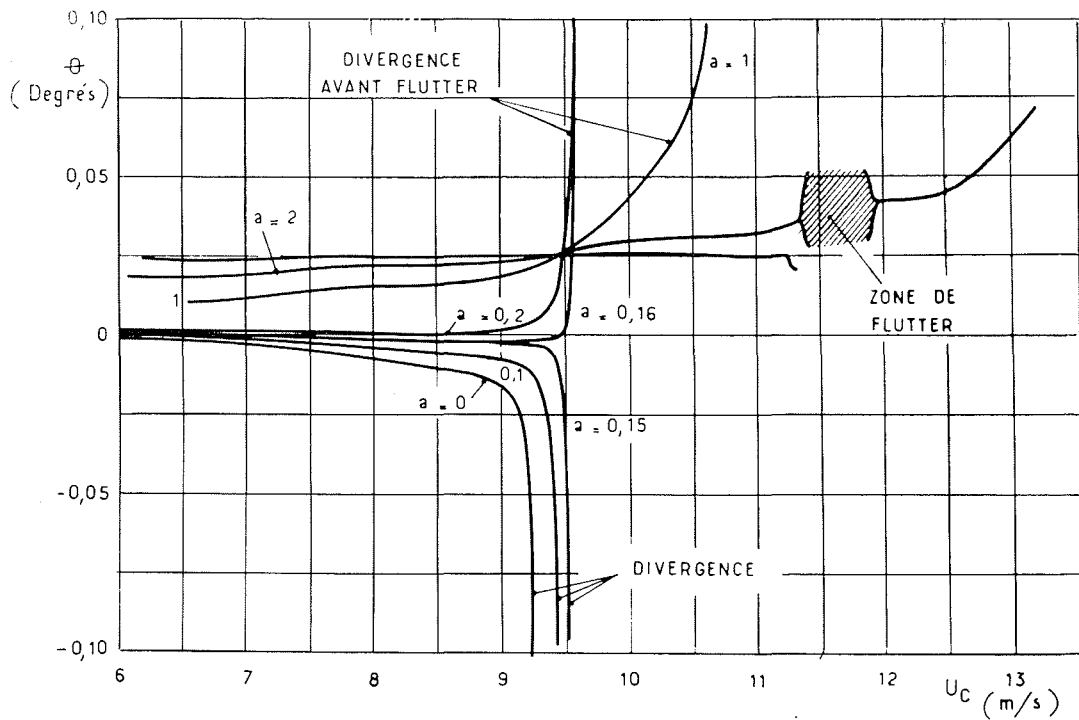
Influence du rapport de masse.

Le rapport de masse $\mu = M/M_A$ (M = masse de l'aile, M_A = masse ajoutée en pilonnement dans l'écoulement sans circulation) influe sensiblement sur la vitesse d'apparition du flutter.

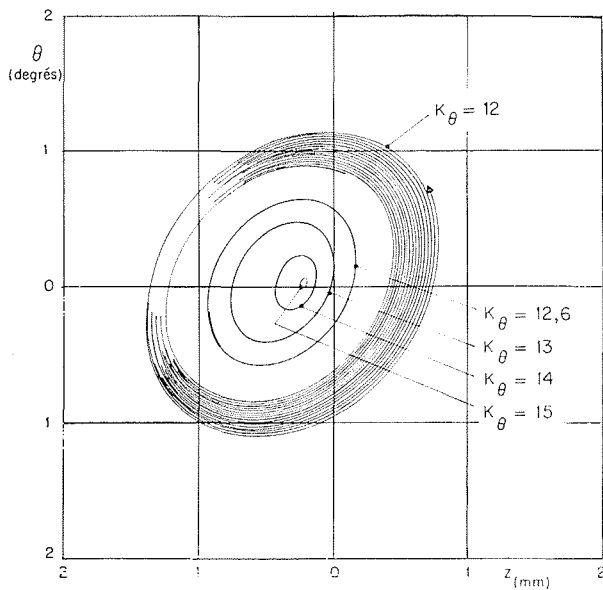
Cette influence a fait l'objet d'études nombreuses pour



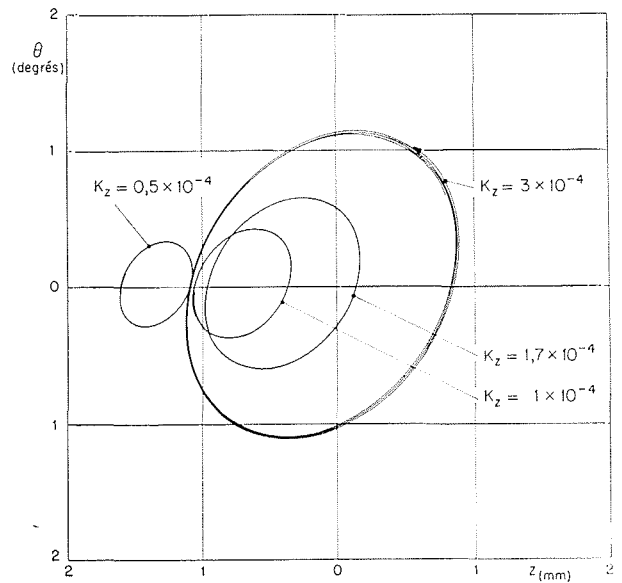
12/ Influence de la position de l'axe élastique par rapport au centre de gravité (plan $z(U)$).



13/ Influence de la position de l'axe élastique par rapport au centre de gravité (plan $\theta(U)$).



14/ Influence de la raideur de torsion sur l'amplitude du flutter.



15/ Influence de la raideur de flexion sur l'amplitude du flutter.

des valeurs de μ grandes. Si, dans ce cas, il y a bon accord entre la théorie et l'expérience, en revanche, la théorie ne prédit pratiquement jamais de risque de flutter pour $\mu < 1$ (domaine intéressant l'hydro-élasticité) alors que le phénomène a pu être constaté expérimentalement [1].

L'enregistrement analogique de la figure 10 montre clairement l'apparition du flutter dans ce domaine de variation du paramètre μ et la figure 11 représente l'allure d'une courbe limite de flutter pour $0,02 < \mu < 1$.

Influence de la position de l'axe élastique par rapport au centre de gravité.

Du paramètre a (distance de l'axe élastique au centre de gravité) dépend, non seulement la vitesse d'apparition d'une instabilité, mais également la nature de cette instabilité [1].

Les figures 12 et 13 mettent en évidence cette influence :

- lorsque l'axe élastique coïncide avec le centre de gravité ($a = 0$), l'instabilité rencontrée, sur l'exemple choisi, est une divergence (la divergence en torsion entraînant la divergence en flexion);
- lorsque l'axe élastique commence à avancer ($a = 0,16$), c'est encore un phénomène de divergence qui apparaît, mais, cette fois l'aile diverge de façon opposée au cas précédent;
- puis l'axe élastique avançant encore, cette divergence fait place à un comportement hydro-élastique stable analogue à celui étudié expérimentalement au § 2.2;
- enfin, pour $a > 2$ le phénomène de flutter apparaît.

Nous signalerons simplement que cette influence du paramètre a peut être comparée à celle de la forme en plan de l'aile et, plus particulièrement de sa flèche.

Influence des raideurs de flexion et de torsion.

Les caractéristiques élastiques de la structure, qui dépendent de la nature des matériaux qui la constituent et de

sa géométrie, se réduisent, lorsqu'on se limite comme ici, à l'approximation des modes fondamentaux, aux incidences de flexion et de torsion K_z et K_θ .

L'extrême sensibilité du flutter aux variations de la raideur de torsion K_θ est représentée sur la figure 14. On constate en effet que le flutter, qui apparaît pour $K_\theta < 15$, se développe rapidement pour devenir divergent pour $K_\theta = 12$ soit pour une variation de ce paramètre de 20 %.

La figure 15 montre que le flutter est beaucoup moins sensible à la raideur de flexion. Dans les conditions retenues, l'instabilité se développe lorsque la raideur de flexion augmente.

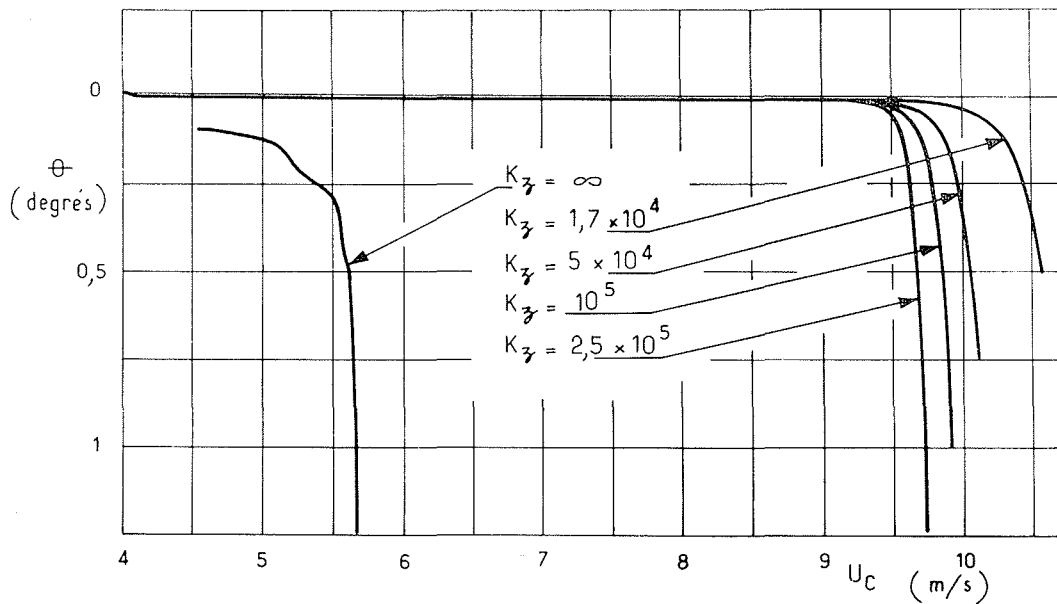
REMARQUE : Si la nette différence de sensibilité aux deux raideurs K_z et K_θ semble systématique, en revanche il convient de signaler que le sens des influences de ces paramètres peut s'inverser pour d'autres conditions (de vitesse, de masse réduite, etc.).

Nous avons constaté que le phénomène de divergence peut être mis en évidence, pour certaines valeurs du paramètre a (position de l'axe élastique par rapport au centre de gravité), pour un couple de raideurs ($K_z - K_\theta$) donné. On sait, d'autre part que la divergence est, du point de vue théorique, considérée comme une instabilité de torsion lorsque la raideur de flexion est infinie.

La figure 16 permet de discuter la validité de ce point de vue.

Elle montre en effet que la vitesse d'apparition de la divergence dépend de manière très sensible de la raideur de flexion et que, si ce phénomène peut effectivement exister pour $K_z = \infty$, c'est à une vitesse très inférieure à celle correspondant à des valeurs de K_z réalistes.

Ce fait, que nous nous efforçons de contrôler d'une manière systématique, pourrait mettre en question les méthodes de prévision théorique de la divergence en torsion seule.



16/ Influence de la raideur de flexion sur le phénomène de divergence.

3. — Conclusion

Les méthodes expérimentales, de calcul et de simulation, mises au point par le Bassin d'Essais des Carènes pour l'étude des comportements hydro-élastiques des ailes d'hydroptères, et dont l'exploitation vient juste de commencer, ont déjà permis de contrôler certains résultats antérieurs, d'en sonder les limitations, de les compléter de quelques observations nouvelles et de définir l'orientation à donner aux investigations qu'il convient de poursuivre dans ce domaine, encore mal connu, de l'hydro-élasticité.

Des études de caractère plus systématique, voire fondamental, sont en cours; des moyens nouveaux, dont une balance de flutter, vont être mis en place.

La maîtrise du comportement hydro-élastique des véhicules marins de demain, que sont les hydroptères, est au prix de cet effort.

4. — Références

- [1] ABRAMSON (N.), WEN-HWA-CHU and IRICK (J.-I.). — Hydroelasticity with special reference to hydrofoil craft. *South West Research Institute*, San Antonio (1967).
- [2] THEODORSEN (T.). — General theory of aerodynamic instability and the mechanism of flutter. *NACA Report*, 496 (1935).
- [3] VON KARMAN (T.) and SEARS (W.-R.). — Airfoil theory for non uniform motion. *J. Aeron. Sci.*, n° 10 (August 1938).
- [4] BISPLINGHOFF (R.-L.), ASHLEY (A.) and HALMAN (R.-L.). — Aeroelasticity. *Addison Wesley Publishing Cy Inc.*, Massachusetts (1957).
- [5] BRARD (R.). — Mouvements plans non permanents d'un profil déformable. *Bulletin A.T.M.A.*, Paris (1963).
- [6] REISSNER (E.). — Effect of finite span on the airload distribution for oscillating wings. *NACA T.N.*, 1 194/1 195 (1947).
- [7] ALBANO (E.) and RODDEN (W.-P.). — A doublet-lattice method for calculating lift distributions on oscillating surfaces in subsonic flows. *A.I.A.A. Journal*, vol. 7 n° 2 (February 1969).
- [8] BALQUET (R.-J.). — Théorie des hydrofoils subcavitants d'envergure infinie. *Ecole nationale supérieure des Techniques avancées*, Paris (1970).
- [9] RANSLEREN (G.-E.), KISHOR (D.-D.) and IRICK (J.-T.). — Vibration characteristics of three representative hydrofoil configurations. *J. Ship. Res.* (March 1965).
- [10] CAPORALI (R.-L.) and BRUNELLE (E.-J.). — Hydrofoil instability at low mass density ratios. Rep. n° 670. *Aerospace and Mechanical Sciences*, Princeton University (March 1964).
- [11] BALQUET (R.-J.). — Modèles d'aile respectant la similitude des déformations de flexion. *Bassin d'Essais des Carènes*, Paris (1967), non publié.
- [12] RANSLEREN (G.-E.) and ABRAMSON (N.-H.). — Experimental determination of oscillating lift and moment distributions on fully submerged flexible hydrofoils. *J. Ship. Res.*, 72 (October 1963).
- [13] BAUBEAU (R.), BALQUET (R.-J.) et MOREAU (P.). — Principe et méthode d'exploitation des essais harmoniques d'ailes flexibles. *Bassin d'Essais des Carènes*, Paris (avril 1970), non publié.
- [14] BRARD (R.). — A vortex theory for the manoeuvring ship. 5th Symposium of Naval Hydrodynamics, Bergen (1964).
- [15] HERNANDEZ (P.) et BALQUET (R.-J.). — Programme de dépouillement des essais harmoniques d'ailes flexibles. *Bassin d'Essais des Carènes*, Paris (1969), non publié.
- [16] BALQUET (R.-J.), NOIR (G.) et DROUINEAU (M.). — Simulation analogique du flutter et de la divergence des ailes d'hydroptères. Approximation bidimensionnelle sans surface libre. *Bassin d'Essais des Carènes*, Paris (1970), non publié.

Voir la discussion à la page suivante

M. le Président remercie très vivement M. BALQUET pour son exposé brillant et très vivant. Il ouvre la discussion en posant la question ci-après :

Vous avez dit que lorsque μ était inférieur à 1 les travaux théoriques ne permettaient pas de prévoir l'apparition du flottement alors qu'ils mettent bien celui-ci en évidence lorsque μ est supérieur à 1. Comment expliquez-vous que les travaux théoriques publiés n'arrivent pas à montrer l'existence de flottement pour des valeurs de μ très faibles.

M. BALQUET répond :

Certains travaux théoriques récents montrent effectivement l'existence de flottements pour des valeurs de μ faibles. Mais la prévision des limites de flottement par le calcul se ramène à la résolution d'un système de deux équations transcendantes : en effet, la fréquence ω_F et la vitesse U_F d'apparition d'un flottement, sous la forme de la fréquence réduite

$$\frac{\omega_F \cdot c}{U_F}$$

(c étant la corde de l'aile), interviennent comme variables de fonctions transcendantes (fonctions de Théodorsen, ou fonctions de Bessel modifiées de seconde espèce). La résolution digitale de ce système d'équation est bien entendu possible, mais les travaux classiques auxquels je me réfère, antérieurs à l'exploitation systématique du calcul digital, ont tourné la difficulté en linéarisant le problème mathématique, soit dans le cadre des méthodes quasi-stationnaires (la fonction de Théodorsen est alors prise égale à 1), soit de méthodes quasi-instationnaires (la fonction de Théodorsen est alors prise égale à 1/2).

Il est évident que, du fait de ces approximations, on ne peut retrouver les résultats que nous avons obtenus en simulation analogique (et que l'on pourrait probablement obtenir de la même manière par le calcul digital).

M. le Président s'étonne de la présence dans les graphiques présentés par M. BALQUET de courts segments correspondant à des flottements stables et séparés des zones de flottement « explosif » par des zones de fonctionnement sans flottement.

Une discussion entre MM. BALQUET, CASACCI et LECLERC s'instaure sur ce point. M. BALQUET conclut :

Dans les méthodes analogiques que nous avons mis en œuvre, les domaines de stabilité et d'instabilité sont déduits de l'étude du comportement hydroélastique de l'aile, en fonction du temps, sous l'effet d'une variation continue d'un paramètre d'exploration (vitesse, raideurs, rapport de masse μ , position de l'axe élastique par rapport au centre de gravité, etc.).

On peut ainsi étudier le développement d'une instabilité au-delà de ce seuil d'apparition.

L'intérêt que nous voyons à l'utilisation du calcul analogique est ainsi essentiellement d'ordre pratique.

Mais, observe M. LECLERC, si la résolution par la méthode analogique des équations aérodynamiques permet de tenir compte des non-linéarités, les seules envisagées ici sont d'ordre aérodynamique.

Quels sont l'échelle et le mode de construction du modèle? demande M. LEVIN.

Le modèle est à l'échelle du 1/6 répond M. BALQUET, et son envergure totale est de 80 centimètres. Il est constitué par une aile métal-

lique en acier de structure complexe (multicouche) enrobée dans un matériau plastique; ces éléments ont été choisis de façon que l'ensemble composite soit en similitude élastique avec le prototype.

M. le Président remercie vivement les auteurs du mémoire et les personnes qui sont intervenues dans la discussion.

LE CHANT DES HÉLICES

Avant de passer à l'exposé suivant, M. le Président fait écouter un enregistrement sur magnétophone d'un phénomène propre à la construction navale : *le chant des hélices*.

Nous sommes, à la fois, dit-il, dans le domaine des turbo-machines et dans celui de la construction navale.

Ceci mérite quelques mots d'explication. Le chant des hélices a été constaté après la guerre surtout sur des hélices aux formes très courbées et réalisées en alliages courants qui avaient des propriétés « assez sonores ». On ignore pendant longtemps, la cause de ce phénomène, un peu gênant dans le cas d'un paquebot pour les passagers des cabines proches des hélices, très dangereux dans le cas d'un navire de guerre, car un chant comme celui que vous venez d'écouter peut être repéré par les moyens modernes de détection sous-marine à des distances de l'ordre de 50 km.

On a donc beaucoup travaillé sur cette question. Différentes hypothèses ont été proposées. Finalement, celle qui paraît être la bonne est qu'il y a émission de tourbillons de Bénard-Karman sur le bord des pales; si on prend comme référence le nombre de Strouhal $S = fD/v$, où f est la fréquence, v la vitesse et D un diamètre caractéristique égal à deux fois le rayon de courbure du bord de fuite majoré d'une certaine fraction de l'épaisseur de la couche limite, on trouve que ce nombre de Strouhal est constant et voisin de 0,2.

On peut se demander s'il s'agit bien là d'un phénomène d'hydro-élasticité; y-a-t-il réaction de la vibration de la pale d'hélice sur l'écoulement? A cette question, on peut répondre affirmativement, car des expériences faites en laboratoire (sur des profils), il y a dix ou quinze ans ont montré que les tourbillons alternés de Bénard-Karman ne sont pas émis à une fréquence exactement proportionnelle à la vitesse, mais qu'ils s'accrochent toujours sur une des fréquences propres des ailes; par conséquent, la vibration de l'hélice réagit sur l'émission des tourbillons en question. Une fois mise en évidence la cause excitatrice, on a réussi à la supprimer dans la plupart des cas, sinon dans la quasi-totalité des cas, la solution la plus simple consistant à chanfreiner le bord de fuite des hélices, c'est-à-dire à rendre l'écoulement pris du bord de fuite dissymétrique. On constatait d'ailleurs déjà que lorsque l'hélice était attaquée sous un angle important, soit dans un sens, soit dans l'autre, le « chant » n'existait pas; pour qu'il y ait chant, il faut qu'il y ait symétrie de l'écoulement par rapport aux hélices.

Voilà un phénomène tout à fait caractéristique, tout à fait curieux d'hydroélasticité dans le domaine naval. Peut-être, existe-t-il aussi dans le cas des turbines?

Dans les turbo-machines, indique M. CASACCI, certains constructeurs ont eu des ennuis de vibrations d'aubes. Ils ont pratiqué à la sortie des aubes un chanfreinage et les vibrations ont disparu, sans qu'ils sachent exactement pourquoi d'ailleurs.

Après cet intermède musical, annonce M. le Président, nous allons écouter la dernière communication de cette Session.

