

DETERMINATION DE L'EFFICACITE D'UN VOLET DE BORD DE FUITE
EN ECOULEMENT TRIDIMENSIONNEL INSTATIONNAIRE**

H. CONSIGNY***

Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales (ONERA)
92320 CHATILLON (FRANCE)

RESUME

Une étude approfondie a été entreprise afin d'améliorer la connaissance des effets instationnaires produits par l'oscillation d'un volet de bord de fuite en écoulement tridimensionnel.

Les essais ont eu lieu dans la soufflerie transsonique S2 de Modane sur une maquette constituée d'une demi-aile cylindrique à la paroi équipée d'un profil supercritique de 16 % d'épaisseur relative. La maquette était pourvue de quelques 238 prises de pression statique et 136 capteurs de pression instationnaire répartis en diverses sections de l'aile. Les mesures effectuées dans diverses configurations géométriques ont permis d'étudier l'influence de nombreux paramètres sur les répartitions de pression en ces sections ainsi que sur les coefficients aérodynamiques stationnaires et instationnaires.

Les mesures obtenues en régime transsonique ont été comparées aux résultats fournis, en stationnaire, par un programme de calcul résolvant l'équation du potentiel des vitesses et en instationnaire à ceux fournis par un programme de calcul résolvant l'équation des petites perturbations. Dans le cadre de l'approximation quasi-stationnaire, le résultat d'une première tentative de prise en compte des effets visqueux est également présenté.

EXPERIMENTAL AND THEORETICAL
PRESSURE DISTRIBUTIONS ON A WING
WITH AN OSCILLATING TRAILING EDGE FLAP

SUMMARY

An important study was carried out in order to improve the knowledge of the three-dimensional unsteady effects of an oscillating part-span trailing-edge flap.

The experiments were performed on a constant chord and constant thickness supercritical wing mounted on the side-wall of the transonic wind tunnel S2 at Modane. The model was fitted with some 238 static pressure taps and 136 small unsteady pressure transducers located on several spanwise stations. The measurements made for different geometric configurations provided extensive informations on the influence of various parameters on both steady and unsteady chordwise pressure distributions and aerodynamic coefficients.

The experimental results were compared to those obtained by theoretical methods based on the solution of the full potential equation in steady flow and on the classical transonic small disturbances equation in unsteady flow ; quasi-steady pressure distributions were also compared to preliminary computational results including viscous effects.

NOTATIONS

b	demi-envergure
c	corde normale au bord d'attaque
f	fréquence des oscillations
k	fréquence réduite ($\omega c / 2U_{\infty}$)
x	position en corde, comptée depuis le bord d'attaque
y	position en envergure
C_p	coefficient de pression instationnaire
C_z	coefficient de portance stationnaire
$C_{m\delta}$	coefficient de moment de tangage instationnaire (par rapport au quart de la corde)
$C_{m\delta}$	coefficient de moment de charnière instationnaire
C_z	coefficient de portance instationnaire
K_p	coefficient de pression stationnaire
k_p^*	valeur critique de k_p
M	nombre de Mach
U	vitesse de l'écoulement
α	incidence du profil
γ	rapport des chaleurs spécifiques
δ	braquage du volet stationnaire ou épaisseur relative du profil
δ_i	amplitude des oscillations du volet
δ_m	braquage moyen du volet
λ	allongement aérodynamique
φ	angle de phase
ϕ	flèche de l'aile
ω	fréquence circulaire

** Ce travail a été effectué avec le soutien financier de la Direction des Recherches, Etudes et Techniques (DRET) et du Service Technique des Programmes Aéronautiques (STPA) du Ministère Français de la Défense.

*** Ingénieur de Recherches, Direction de l'Aérodynamique

Indices :

- 1 relatif au premier harmonique du coefficient de pression instationnaire
- n relatif à la composante normale au bord d'attaque
- ∞ relatif aux valeurs à l'infini amont

Les angles α , δ , δ_m sont comptés positifs pour une tendance à cabrer.

INTRODUCTION

La conception des avions modernes repose sur l'emploi de techniques très élaborées et passe en particulier par une étude approfondie des performances aérodynamiques des profils qui équipent les voilures.

Les études, jusqu'à présent menées principalement en régime stationnaire, ont déjà permis d'aboutir à de remarquables améliorations, comme par exemple la définition puis la généralisation de l'emploi d'ailes dites supercritiques.

Cependant, la conception d'une aile dépend aussi de la connaissance des forces aérodynamiques instationnaires auxquelles elle est soumise. Ces paramètres interviennent notamment lors de l'étude de l'effet des rafales, de la fatigue des structures, et du flottement. D'autre part, l'apparition des commandes de vol électriques et de leur corollaire, les Commandes Automatiques Généralisées (C.A.G.) débouchent sur l'utilisation des régimes instationnaires et mettent en oeuvre des gouvernes rapides telles que aileron, flaperon ou spoiler. Ces dispositifs permettent de contrôler les forces aérodynamiques, d'améliorer le pilotage des avions dans les domaines classiques et d'ouvrir de nouveaux domaines de pilotage, [1].

Ainsi, il ne fait aucun doute que les études d'aérodynamique instationnaire verront leur importance croître dans les nouveaux projets d'avions, qu'ils soient civils ou militaires.

Pour cette raison, et dès 1976, l'ONERA a entrepris des recherches dans ce domaine, aussi bien sur le plan expérimental que sur le plan théorique. Cet effort, d'abord consacré à l'étude d'un profil en écoulement bidimensionnel, avait pour objectif de déterminer la réponse aérodynamique instationnaire à une excitation sinusoïdale d'un volet de bord de fuite ([2], [3]).

Cette étude a été poursuivie en tridimensionnel et l'objet de cet article est de présenter les principaux résultats obtenus jusqu'à présent.

La première partie de l'article est consacrée à une description succincte des moyens d'essais et des techniques expérimentales. L'analyse de quelques résultats expérimentaux est effectuée dans la seconde partie. Enfin, dans la troisième partie, on présente divers exemples de comparaisons calcul-expérience.

1 - DESCRIPTION DES MOYENS D'ESSAIS ET PROGRAMME D'ESSAIS

Les essais ont eu lieu dans la veine transsonique de la soufflerie S2 de Modane ; il s'agit

d'une veine de 1,76 m de haut sur 1,75 m de large dont les parois haute et basse sont perforées, le nombre de Mach pouvant varier de 0,2 à 1,3 en continu.

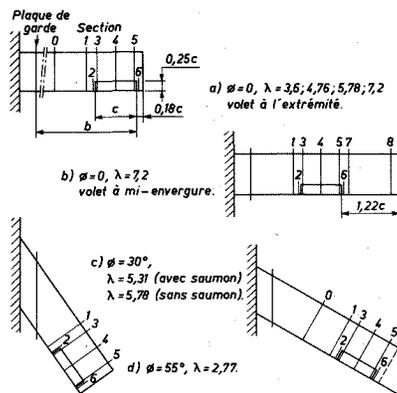
Ces mesures sont, dans leur principe, assez similaires aux mesures effectuées dans le cadre des études d'aéroélasticité. Pour cette raison, les essais ont été réalisés en étroite collaboration avec la Direction des Résistance des Structures de l'ONERA qui s'est chargée notamment de la mise au point du système d'excitation du volet et de l'acquisition des données en régime dynamique.

1.1 - Description de la maquette -

La maquette est une demi-aile de forme en plan rectangulaire à profil constant SNIAS RA 16 SCl de 16 % d'épaisseur relative. Elle est montée à la paroi de la soufflerie ; le montage est tel que, à flèche nulle, quatre valeurs de l'allongement peuvent être obtenues : 7,2 ; 5,78 ; 4,76 ; 3,6 (fig. 1-a). Au plus grand allongement, l'aile a une demi-envergure de 1080 mm (comptée depuis la plaque de garde) pour une corde de 300 mm.

L'aile est équipée à son extrémité d'un aileron de bord de fuite de 25 % de profondeur dont l'envergure est égale à la corde de l'aile. Lorsque l'aile est à l'allongement 4,76 (à flèche nulle), l'adjonction d'un tronçon supplémentaire à l'extrémité permet d'obtenir une aile d'allongement 7,2 avec l'aileron placé au milieu de la demi-envergure (fig. 1-b).

D'autre part, à l'allongement maximal, l'aile peut être mise en flèche en pivotant autour d'un point situé à l'intersection du bord d'attaque avec la paroi de la soufflerie. Deux valeurs de la flèche peuvent être choisies : 30° (fig. 1-c) ou 55° (fig. 1-d).



y/b	0	1	2	3	4	5	6	7	8	Prises statiques	Prises dynamiques
Volet à l'extrémité ($\lambda = 7,2$)	0,43	0,627	0,668	0,676	0,811	0,946	0,954	—	—	40	0
Volet à mi-envergure	—	0,288	0,329	0,337	0,472	0,607	0,615	0,656	0,946	40	13
Prises statiques	40	40	14	40	40	40	14	40	25	10	303
Prises dynamiques	0	13	8	32	32	32	8	12	0	8	145

Fig. 1 - Configurations géométriques disponibles.

Une vue du montage en soufflerie est fournie fig. 2 (configuration de la fig. 1-a, $\lambda = 7,2$).

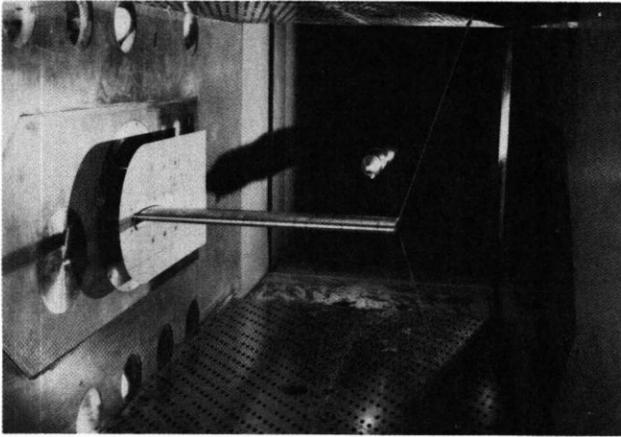


Fig. 2 - Vue du montage dans la soufflerie S2MA.

1.2 - Mécanisme d'excitation du volet -

L'axe du volet est lié du côté emplanture à celui d'un petit vérin hydraulique rotatif suffisamment plat pour être logé dans l'aile. Ce vérin est commandé par une servo-valve pilotée par un générateur de signaux sinusoïdaux. Le braquage du volet est mesuré par un potentiomètre monté sur l'axe ; en statique, la course du vérin autorise des braquages compris entre -9° et $+9^\circ$ environ ; en dynamique, on peut faire osciller le volet jusqu'à une fréquence de 60 Hz environ avec une amplitude de 1° .

Le montage a été rigidifié à l'aide d'un câble fixé à l'extrémité de l'aile et relié aux parois hautes et basses de la soufflerie. Ainsi monté et correctement tendu, ce câble repousse la première fréquence de flexion de l'aile à une valeur suffisamment élevée pour permettre de réaliser les mesures instationnaires dans de bonnes conditions.

1.3 - Equipement de l'aile et acquisition des données -

L'équipement de l'aile, dans sa version avec volet à l'extrémité (fig. 1-a) comprend 238 prises de pression statiques branchées pneumatiquement sur 6 commutateurs, 6 accéléromètres et un pont de jauges de torsion collées sur l'axe de commande du volet.

Les trois cordes principales (n° 3, 4 et 5) situées à hauteur du volet comportent chacune 40 prises de pression statique (18 à l'intrados, 22 à l'extrados) et 32 capteurs de pression instationnaire miniatures "Kulite" (14 à l'intrados, 18 à l'extrados).

L'acquisition des pressions statiques a été réalisée avec la chaîne de mesure de la soufflerie S2 de Modane. L'acquisition des pressions instationnaires a été effectuée avec une chaîne de mesure numérique de grande capacité, spécialement développée pour ce type d'essais par la Direction de Résistance des Structures de l'ONERA. Le principe de fonctionnement de cet ensemble d'acquisition de données est décrit en détail dans [4].

1.4 - Programme d'essais -

Outre les paramètres géométriques (allongement, position du volet, flèche), l'étude expérimentale avait pour objectif de mettre en évidence l'influence des paramètres suivants :

- le nombre de Mach ;
- l'incidence de l'aile ;
- le braquage moyen du volet (limité par les efforts qu'il subit) ;
- l'amplitude des oscillations ;
- la fréquence réduite de ces oscillations (dans les limites permises par les performances du groupe hydraulique).

La plupart des essais ont été effectués en transition naturelle avec la porosité maximale des parois et à une pression génératrice d'environ 1 bar. Cependant, à titre de comparaison, quelques essais ont été repris en transition déclenchée ou avec la porosité minimale de la veine. De même, l'influence du nombre de Reynolds a pu être examinée pour quelques cas particuliers dans les limites permises par la soufflerie.

Le programme d'essais réalisé comprend quelques 600 points de mesure en stationnaire et 470 points de mesure en instationnaire, aussi, seuls quelques résultats parmi les plus représentatifs peuvent être présentés ci-après.

2 - ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

2.1 - Caractéristiques stationnaires de l'aile -

Les figures 3-a à 3-c montrent les répartitions de pression stationnaire en diverses sections de l'aile pour des nombres de Mach de 0,60, 0,73 et 0,76, dans la configuration où l'allongement est maximal et où la flèche, l'incidence et le braquage du volet sont nuls.

D'une façon générale, ces résultats illustrent bien le caractère supercritique du profil qui équipe l'aile. On note ainsi que l'accélération de l'écoulement est très rapide au voisinage du bord d'attaque et que la partie arrière de l'aile est très chargée. L'écoulement à l'extrados subit ainsi une forte décélération avant d'atteindre le bord de fuite ; l'analyse des résultats instationnaires montrera l'importance de cette caractéristique.

Pour $M_{\infty} = 0,60$, l'écoulement est partout subsonique. Les premiers points soniques apparaissent, comme en bidimensionnel [2], pour un nombre de Mach de l'ordre de 0,70 mais on constate que pour $M_{\infty} = 0,73$ l'intensité des chocs demeure faible. Pour $M_{\infty} = 0,76$ et pour les sections les plus proches de l'emplanture (0 et 1), on observe à l'extrados une région où les répartitions de pression sont en forme de plateau qui est suivie d'un choc supersonique-subsonique ; ce choc s'estompe au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'emplanture de l'aile et réapparaît à la section 5 vers 15 % de la corde. A l'intrados, l'écoulement est progressivement accéléré jusqu'au choc.

La figure 3-d montre l'évolution du coefficient de portance locale en fonction du braquage du volet dans le cas $M_{\infty} = 0,73$ et pour la confi-

guration de base, à l'allongement 7,2 (fig. 1-a). L'efficacité du volet définie comme la pente des courbes $C_z(\delta)$ est maximum à la section 4 située au milieu du volet mais demeure significative à la section 0 (approximativement située à la mi-envergure) ; aux sections 3 et 5 on obtient des valeurs comparables entre elles. On constate également que l'influence du braquage du volet sur l'état de la couche limite fait que la pente $dC_z/d\delta$ diminue assez nettement quand δ augmente.

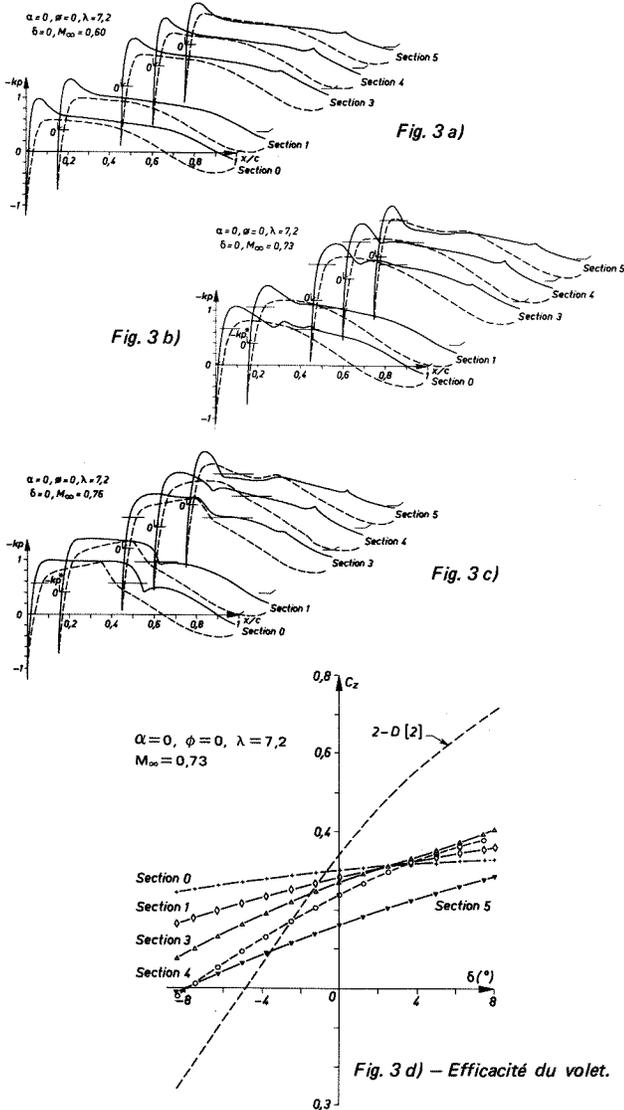


Fig. 3 - Caractéristiques stationnaires de l'aile RA 16SC1 à flèche nulle.

2.2 - Influence des principaux paramètres sur les répartitions de pression instationnaire -

Dans le cadre de cet article, on ne présentera que les résultats expérimentaux les plus représentatifs de l'influence de chacun des plus importants paramètres. Des résultats complémentaires pourront être trouvés dans [5].

Ces résultats seront présentés pour les sections 3, 4 et 5 (voir figure 1) sous la forme classique de répartitions du premier harmonique du coefficient de pression instationnaire dont on note respectivement $|C_{p1}|$ et φ_1 le module et la

phase par rapport au mouvement du volet. L'expérience a en effet mis en évidence la prépondérance du premier harmonique sur les harmoniques d'ordre supérieur dans les situations concernées.

On rappelle également qu'il est de coutume d'ajouter 180° aux phases d'extrados ; de cette façon, pour un profil symétrique sans incidence ayant un volet oscillant autour du braquage nul on obtient des phases confondues pour l'extrados et l'intrados.

Influence du nombre de Mach :

L'allure des répartitions de pression instationnaire est très différente selon que l'on se trouve en régime subcritique ou en régime supercritique. La figure 4, qui concerne la configuration de base (fig. 1-a) dans le cas d'une fréquence réduite $k = 0,170$ et d'une amplitude des oscillations δ_i de 1° , en fournit une illustration.

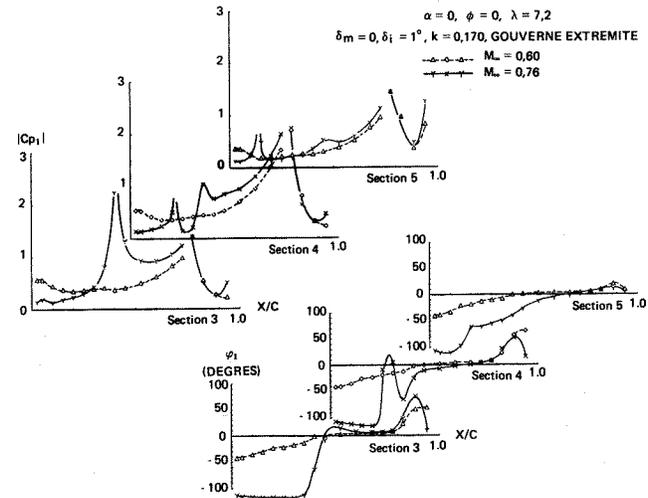


Fig. 4 - Influence du nombre de Mach (pressions instationnaires rados).

Pour $M_{\infty} = 0,60$, les répartitions sont assez semblables d'une section à l'autre et les courbes de module présentent, comme en bidimensionnel, un premier maximum dans la région de bord d'attaque, et surtout un second maximum très prononcé à la charnière du volet. Le retard de phase qui est enregistré au bord d'attaque diminue régulièrement et s'annule dans la région de la charnière. Sur le volet la phase varie très rapidement dans le sens d'une avance et atteint des valeurs allant jusqu'à 50° .

Pour $M_{\infty} = 0,76$, les répartitions de pression instationnaire sont considérablement modifiées par la présence de l'onde de choc. Les oscillations de celle-ci se traduisent sur les courbes de module par un pic très localisé (dont l'intensité exacte demeure cependant difficile à apprécier malgré la présence de 18 capteurs à l'extrados de chaque section) et sur les courbes de phase, par un brusque saut, en général situé légèrement à l'aval du pic de pression. En amont du choc, c'est-à-dire dans la zone d'écoulement supersonique, le niveau des fluctuations de pression est faible et le retard de phase important (voisin de 100°).

Il a cependant été montré que ces différences importantes sur les résultats locaux ne se répercutaient que faiblement sur les résultats intégrés [5].

Influence de la fréquence réduite -

La figure 5 montre les répartitions de pression instationnaire d'extrados qui ont été mesurées à $M_{\infty} = 0,73$ pour deux valeurs particulières de la fréquence réduite et une amplitude d'oscillation de 1° . En ce qui concerne le dernier paramètre, il a d'ailleurs été montré que, hormis dans la région du choc, le module du premier harmonique de la fluctuation de pression en chaque point de l'aile était proportionnel à l'amplitude δ_i , tout au moins pour des valeurs allant jusqu'à 3° , dans ce cas, à $M_{\infty} = 0,73$ (jusqu'à 5° en incompressible).

La figure 5 indique que l'influence de la fréquence réduite sur les modules, surtout localisée dans la région du choc et au voisinage du bord de fuite demeure modérée. L'influence sur les phases est en revanche beaucoup plus significative: les courbes semblent pivoter autour d'un point voisin de la charnière, ainsi passer de $k = 0,085$ à $k = 0,235$ entraîne très approximativement un doublement du retard de phase dans la région du bord d'attaque.

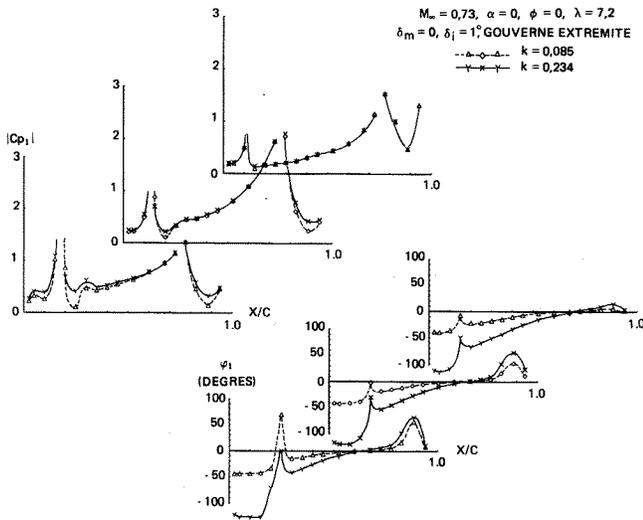


Fig. 5 - Influence de la fréquence réduite (pressions instationnaires d'extrados).

Influence du braquage moyen -

La figure 6 indique que l'augmentation de δ_m (qui correspond à une augmentation de la portance moyenne) entraîne une diminution significative des modules de pression instationnaire. Sur le volet, apparaissent des différences importantes pour les modules comme pour les phases (principalement à la section 4) imputables au fait que dans cette région, l'état de la couche limite dépend dans une large mesure de la valeur de δ_m .

Dans cet exemple, c'est-à-dire en régime supercritique, à ces tendances il vient s'ajouter le résultat du déplacement de la position moyenne de l'onde de choc et de la variation de son intensité.

A l'inverse de la fréquence réduite, le braquage moyen affecte donc principalement les modules de pression instationnaire.

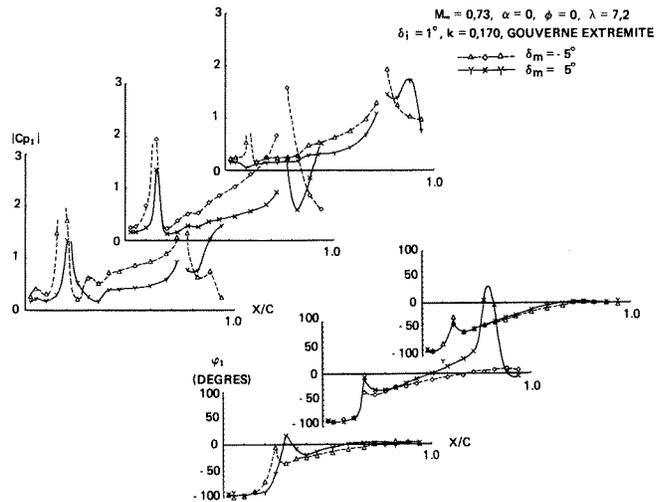


Fig. 6 - Influence du braquage moyen (pressions instationnaires d'extrados).

Influence de la flèche -

L'étude des configurations à flèche 30° et 55° a été faite pour des nombres de Mach normaux M_n reproduisant les valeurs de M_{∞} étudiées dans le cas $\phi = 0$ et des valeurs identiques de la fréquence réduite (ce dernier paramètre étant indifféremment défini parallèlement au vent ou perpendiculairement au bord d'attaque puisque $k = \omega c / 2U_{\infty} = \omega c_n / 2U_n$). Dans ces conditions, il faut comparer les modules du coefficient de pression calculés avec la vitesse normale au bord d'attaque, soit $|C_{p1}| / \cos^2 \phi$.

Il a été constaté que dans les cas subcritiques, les répartitions de pression d'extrados obtenues pour $\phi = 0$ et $\phi = 30^\circ$ étaient à beaucoup d'égards très comparables. Dans les cas supercritiques en revanche, la configuration des chocs qui est très différente d'une situation à l'autre fait que le critère du même nombre de Mach normal est en défaut. La figure 7 en fournit un exemple dans le cas $M_{\infty} = 0,73$. A ces différences, viennent également s'ajouter des écarts sur les résultats dans la région du volet qui sont dus à des comportements différents de la couche limite qui se développe dans chacune des configurations.

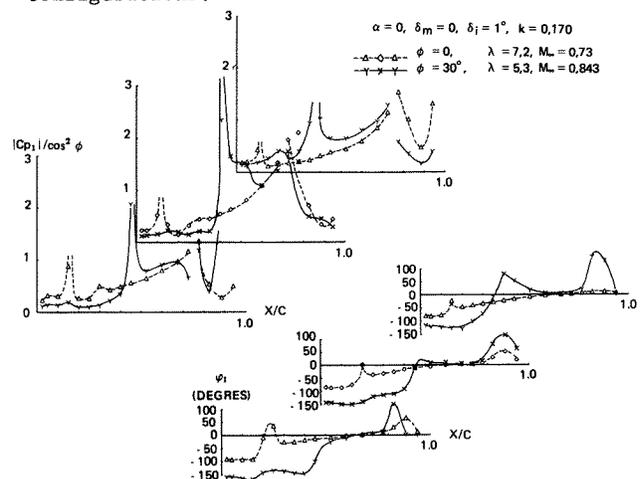


Fig. 7 - Influence de la flèche (pressions instationnaires d'extrados).

Influence des autres paramètres -

La plupart des essais ont été effectués avec la porosité maximale des parois, en transition naturelle et pour une pression génératrice de 1 bar, valeur qui a permis de limiter les efforts s'exerçant sur le volet à une valeur acceptable, quelle que soit la configuration.

Il a été vérifié que la porosité de la veine n'influait pas les résultats de façon notable. En revanche, l'effet du nombre de Reynolds (fig.8) paraît être plus significatif et concerner à la fois le module et la phase des pressions instationnaires sur l'ensemble de chaque section. Il est à remarquer que le fait de déclencher la transition, en entraînant sans doute un épaississement de la couche limite joue en sens inverse de l'effet du nombre de Reynolds (fig.9).

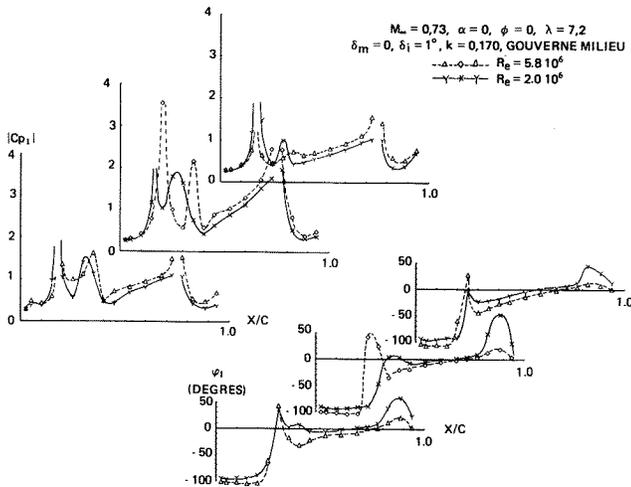


Fig. 8 - Influence du nombre de Reynolds (pressions instationnaires d'extrados).

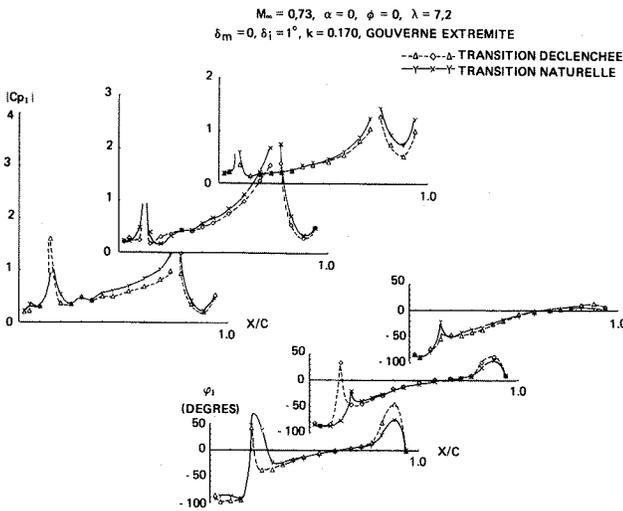


Fig. 9 - Influence du déclenchement de la transition (pressions instationnaires d'extrados).

Ces mesures indiquent que la transposition des résultats de soufflerie au domaine de vol doit, tout comme en stationnaire, être effectuée avec prudence et démontrent l'intérêt qu'il y aurait à compléter ce type d'étude dans des souffleries à grand nombre de Reynolds.

2.3 - Exemples de résultats concernant les coefficients aérodynamiques instationnaires

L'intégration numérique des répartitions de pression instationnaire a permis de déterminer, dans chaque situation étudiée, le module et la phase du premier harmonique du coefficient de portance ($C_z \delta$) du coefficient de moment de tangage ($C_m \delta$) et du coefficient de moment de charnière ($C_{mc} \delta$). L'accent sera mis toutefois sur l'étude du coefficient de portance dont les évolutions en fonction des divers paramètres suffisent, dans la plupart des cas, à déduire les principales conclusions.

Il est à souligner que la réalisation de ces intégrations présente quelques difficultés notamment au niveau de la charnière et aussi au voisinage du bord de fuite lorsque la tendance au décollement est marquée. En subsonique, il est malgré tout possible d'obtenir une bonne précision mais en transsonique les difficultés supplémentaires qui apparaissent dans la région du choc font que les résultats sont parfois dispersés.

Influence du braquage moyen -

La figure 10 regroupe en fonction du braquage moyen, les valeurs de la portance instationnaire qui ont été obtenues pour les nombres de Mach $M_{00} = 0,30$ et $M_{00} = 0,73$ et les deux configurations géométriques des figures 1-a et 1-b dans le cas $\alpha = 0$, $k = 0,170$, $\delta_i = 1^\circ$.

Sur cette figure sont également reportés les résultats obtenus dans la soufflerie S3MA en bidimensionnel sur le même profil de base ([2], [3]), ainsi que les résultats de l'approximation quasi-stationnaire, obtenus à partir des courbes $C_z(\delta)$ analogues à celles de la figure 3-d. On rappelle que cette approximation est habituellement définie de la façon suivante :

$$(C_z \delta)_{p.s} = \frac{C_z(\delta_m + \delta_i) - C_z(\delta_m - \delta_i)}{2 \delta_i}$$

Dans le cas présent, cette relation a été appliquée après avoir effectué un lissage des résultats expérimentaux pour atténuer les effets de la dispersion naturelle des mesures.

L'examen des figures 10-a et 10-b permet de faire les observations suivantes :

- pour une valeur donnée de δ_m , l'écart entre les résultats correspondant aux deux configurations géométriques est assez faible en comparaison de la différence entre l'un ou l'autre de ces résultats et le résultat bidimensionnel équivalent ;
- en tridimensionnel, tout comme en bidimensionnel, le module $|C_z \delta|$ et le retard de phase φ diminuent quand le braquage moyen augmente. Cette évolution apparaît plus marquée en bidimensionnel qu'en tridimensionnel et dans ce dernier cas, dans la configuration volet à mi-envergure que dans la configuration volet à l'extrémité. Cette perte d'efficacité du volet avec l'augmentation de δ_m est liée à l'importance des effets visqueux sur l'extrados du volet, eux-mêmes étant fonction de l'intensité du gradient de vitesse défavorable existant dans cette région donc dans une certaine mesure de la portance de la section considérée. Le comportement observé apparaît donc naturel ;

- l'approximation "quasi-stationnaire" permet de prévoir assez correctement, non seulement l'ordre de grandeur du module des efforts instationnaires mais aussi l'écart relatif entre les résultats pour les deux configurations géométriques ainsi que dans une large mesure d'influence de δ_m . Bien que cette approximation, par définition, ne fournisse aucune information sur les déphasages, ce résultat a un intérêt pratique certain.

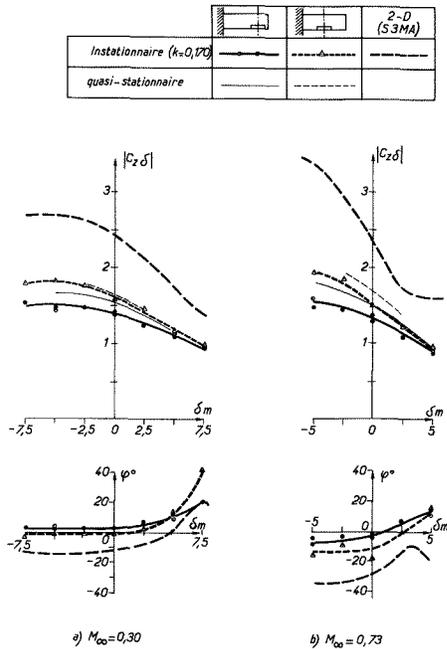


Fig. 10 - Influence du braquage moyen sur la portance instationnaire.

Influence de la fréquence réduite -

La figure 11-a montre l'évolution du module et de la phase de la portance instationnaire en fonction de la fréquence réduite pour un braquage moyen du volet nul. Sur cette figure, on a également reporté les résultats obtenus en bidimensionnel pour les mêmes valeurs des divers paramètres.

On observe que, conformément aux résultats théoriques, les effets instationnaires sont sensiblement plus marqués en régime transsonique qu'aux basses vitesses.

De même, il apparaît que l'influence de la fréquence réduite est moins importante en tridimensionnel qu'en bidimensionnel. Par exemple, dans ce dernier cas, pour $M_{\infty} = 0,30$ et $\delta_m = 0$ le module de la portance instationnaire varie d'environ 40 % lorsque k passe de 0 à 0,6 alors que dans la situation équivalente en tridimensionnel on n'observe qu'une variation de l'ordre de 15 %.

La figure 11-b permet d'apprécier l'influence combinée du braquage moyen du volet et de la fréquence réduite des oscillations. Cet exemple, relatif au cas $M_{\infty} = 0,30$ et à la configuration volet à mi-envergure, montre bien que l'importance des effets instationnaires est très variable suivant la valeur de δ_m . Ainsi, pour $\delta_m = +5^\circ$, c'est-à-dire lorsque la tendance au décollement de la couche limite d'extrados est

très prononcée, on constate que la fréquence réduite agit à l'inverse de ce qui est le plus souvent observé (augmentation du module de et avance de phase).

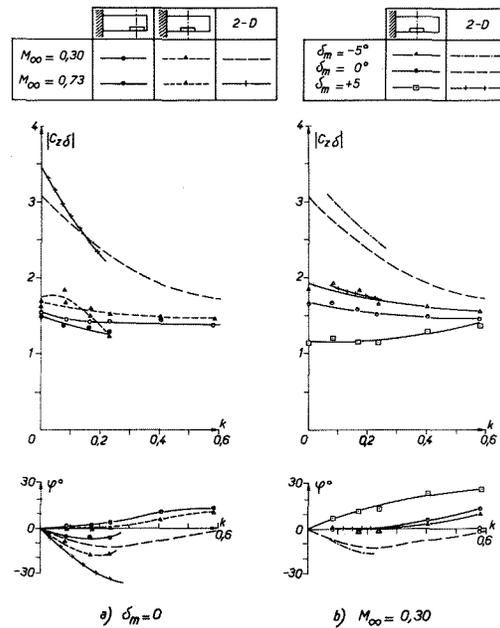


Fig. 11 - Influence de la fréquence réduite sur la portance instationnaire.

De telles différences dans les évolutions en fonction de la fréquence réduite permet de montrer que l'utilité et les limites de l'approximation quasi-stationnaire peuvent être très variables suivant la situation envisagée.

3 - COMPARAISONS CALCUL-EXPERIENCE

3.1 - Méthodes mises en oeuvre en fluide parfait-

Compte tenu des moyens de calcul existants et des performances des méthodes de résolution, la prévision par le calcul des phénomènes d'aérodynamique instationnaire en régime tridimensionnel, pour peu qu'elle soit systématique, est pour l'instant limitée au cadre du fluide parfait et plus précisément à la résolution de l'équation du potentiel des petites perturbations.

Dans l'hypothèse des faibles fréquences réduites, cette équation s'écrit, sous sa forme traditionnelle :

$$\frac{4kM_{\infty}^2}{\delta^{2/3}} \varphi_{xt} = \left\{ \frac{1-M_{\infty}^2}{\delta^{2/3}} \varphi_x - \frac{(k+1)M_{\infty}^2}{2} \varphi_x^2 \right\} x + \frac{4}{\lambda^2 \delta^{2/3}} \varphi_{yy} + \varphi_{zz}$$

dans laquelle les variables x, y, z, t et φ (potentiel de perturbation) ont été respectivement normalisées par $c, b, c\delta^{-1/3}, c/2kU_{\infty}, cU_{\infty}\delta^{2/3}$.

Cette équation est dérivée de l'équation exacte du potentiel moyennant les hypothèses suivantes :

$$k \sim \lambda^{-2} \sim \delta^{2/3} \sim 1-M_{\infty}^2 \ll 1$$

La condition de glissement associée à cette équation est la suivante :

$$\varphi_z(x, y, 0, t) = h_x(x, y, t) \text{ pour } 0 \leq x \leq 1 \text{ et } 0 \leq y \leq 1$$

où $\delta k_x(x, y, t)$ est la pente locale instantanée de l'aile.

Suivant les mêmes approximations, on détermine le coefficient de pression K_p par la relation :

$$K_p \approx -2\delta^{2/3} \varphi_x$$

Cette équation des petites perturbations est résolue à l'aide d'un programme de calcul développé à l'origine pour traiter le cas des pales d'hélicoptères. Des modifications mineures ont permis son application au cas d'une demi-aile à la paroi équipée d'un volet oscillant. On trouvera dans [6] et [7] les détails de la méthode numérique.

Les calculs présentés dans cet article ont été effectués en imposant les conditions suivantes aux frontières du domaine de calcul :

- à l'infini amont et à l'infini latéral, $\varphi = 0$;
- à l'infini aval, $\varphi_x = 0$;
- à l'infini haut et à l'infini bas, $\varphi_z = 0$;
- à l'emplanture, $\varphi_y = 0$

Ces calculs ont été effectués avec un maillage grossier de $64 \times 16 \times 32$ points, l'aile étant définie par 32×11 points dans le plan (x, y) . Le domaine de calcul a été fixé de façon que l'on ait : $-8 \leq x \leq 10, 0 \leq y \leq 2, -5 \leq z \leq 5$.

On conçoit bien que la qualité des résultats que fournit un programme traitant un problème aussi complexe dépend de nombreux facteurs. On peut citer entre autres problèmes :

- le choix des termes à retenir et de ceux à négliger dans l'équation des petites perturbations, dans l'expression de la condition de glissement ou du calcul de K_p ; la formulation du terme non linéaire ;
- l'éloignement des frontières du domaine de calcul, le type de condition limite sur ces frontières (problème de la réflexion des perturbations, de la simulation des effets de paroi).

L'objectif du travail reporté ici vise, non pas à étudier en détail l'un de ces points, mais plutôt à opter pour un choix raisonnable des différents paramètres dont il vient d'être question et à essayer de juger de l'aptitude de la méthode à reproduire les tendances que l'expérience a permis d'observer.

3.2 - Analyse des résultats obtenus -

a) Validation de la méthode - Résultats stationnaires et quasi-stationnaires :

L'hypothèse des petites perturbations est a priori peu réaliste pour une aile de type supercritique épais comportant des zones supersoniques parfois étendues pour un nombre de Mach amont de l'ordre de 0,73 à 0,76.

De façon à évaluer la qualité des résultats obtenus par cette méthode, on a effectué, dans quelques cas typiques stationnaires, des comparaisons avec les résultats fournis par le programme de résolution de l'équation complète du poten-

tiel qui est habituellement utilisé à l'ONERA [8], [9].

L'exemple de la figure 12 met en évidence la faiblesse de la formulation petites perturbations dans ces situations sévères en ce qui concerne la prévision exacte du champ de pression stationnaire. On constate notamment des écarts importants au voisinage du bord d'attaque et sur une grande partie de l'extrados où la vitesse est assez nettement sous-estimée aussi bien par rapport aux résultats de l'expérience que du calcul potentiel complet. Sur la première partie de l'intrados, les résultats des deux méthodes sont en assez bon accord entre elles mais demeurent assez différents des expériences, en particulier pour les sections les plus proches de l'emplanture. Sur la seconde partie de l'intrados, la comparaison calcul-expérience semble être en faveur de la méthode petites perturbations mais il sera montré ultérieurement que ce résultat est illusoire.

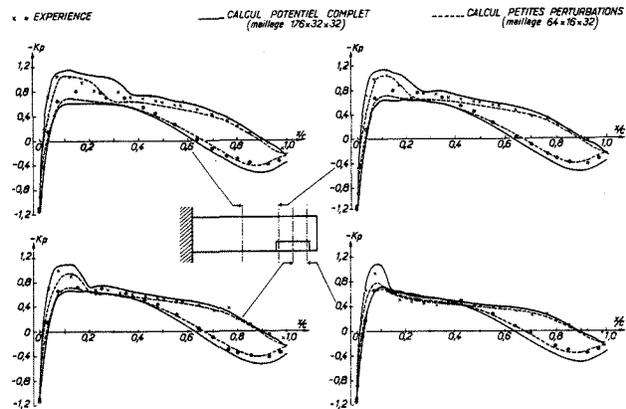


Fig. 12 - Comparaison calcul-expérience - répartitions de pressions stationnaires ($M_\infty = 0,73 \delta - 0$).

Des calculs ont également été effectués à l'aide des deux méthodes pour des braquages du volet de $+1^\circ$ et -1° afin de déterminer le champ de pression quasi-stationnaire suivant la relation explicitée au paragraphe 2.3.

Les résultats qui sont portés sur la figure 13 font apparaître des écarts sensibles en particulier sur la position du choc d'extrados, et dans la région du bord de fuite où les effets visqueux ignorés par ces calculs ont un rôle prépondérant. (Les médiocres résultats obtenus à l'intrados par la méthode potentiel complet sont probablement dus à une convergence insuffisante des calculs).

Il est d'ailleurs probable qu'en augmentant le nombre de points du maillage et en modifiant l'expression du terme non linéaire ainsi que cela est préconisé dans la littérature (voir par exemple [10]), la méthode "petites perturbations" puisse donner de meilleurs résultats. En tout état de cause, et compte tenu de ce qui a été indiqué au paragraphe 3.1 sur les buts de cette étude, la figure 13 indique que la méthode est apte à fournir une estimation convenable du champ de pression pour la limite $k \rightarrow 0$ et renforce la crédibilité des résultats instationnaires qui seront présentés ultérieurement.

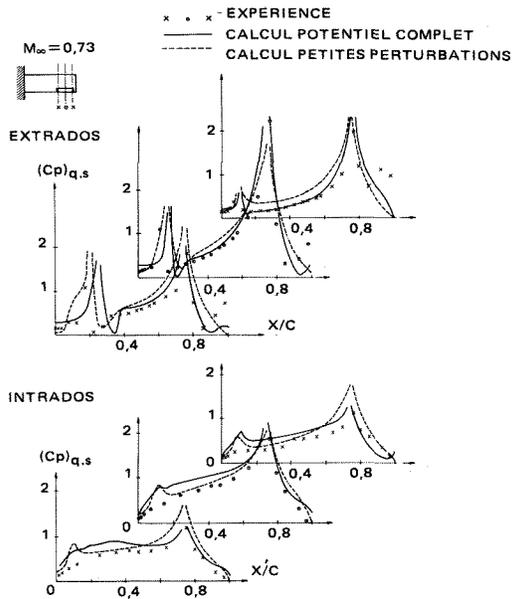


Fig. 13 - Comparaison calcul expérience en quasi-stationnaire.

b) Répartitions de pression instationnaire

Des calculs préliminaires ont été effectués afin d'examiner la linéarité des effets instationnaires produits par l'oscillation du volet. Ces calculs concernent la configuration de base (fig. 1-a), différentes valeurs de l'amplitude δ_i comprises entre $0,5^\circ$ et 4° et une valeur de la fréquence réduite suffisamment faible pour favoriser l'existence de non-linéarités [11].

$M_\infty = 0,73, \alpha = 0, \phi = 0, \lambda = 7,2$
 $\delta_m = 0, k = 0,075, \text{GOUVERNE EXTREMITÉ}$

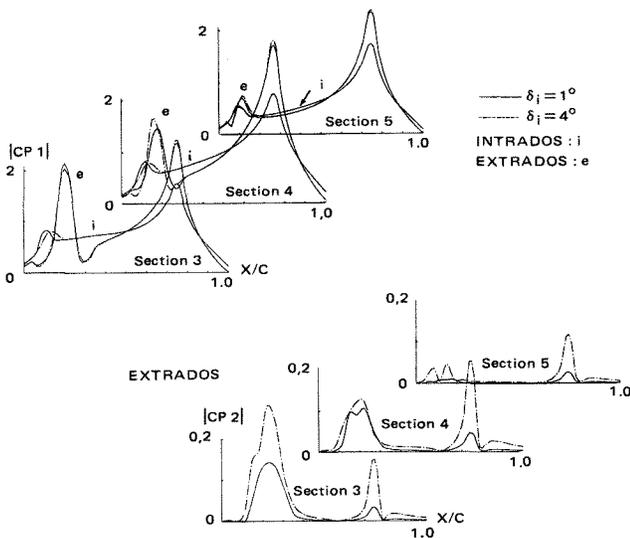


Fig. 14 - Calcul "petites perturbations". Influence de δ_i sur les modules du premier et second harmonique.

La figure 14-a montre que le calcul prévoit que la valeur de l'amplitude δ_i n'affecte pratiquement pas le module du premier harmonique du coefficient de pression instationnaire. Ce résultat est conforme à l'expérience.

La figure 14-b indique par ailleurs que le second harmonique est présent uniquement dans la région du choc et de la charnière du volet et que son module, même dans le cas défavorable $\delta_i = 4^\circ$, ne dépasse pas 15 % du module du premier harmonique ; sa contribution sur la valeur des coefficients aérodynamiques est de ce fait négligeable.

Le fait que, dans le cadre de cette recherche, l'intérêt principal ait été porté à l'étude du premier harmonique apparaît donc justifié.

Sur la figure 15-a, on présente une comparaison entre les répartitions de pression instationnaire mesurées et calculées (module et phase du premier harmonique) qui ont été obtenues pour une oscillation du volet de fréquence réduite 0,235 dans le cas $M_\infty = 0,73$ et $\alpha = \delta_m = 0$.

Comme en stationnaire, il apparaît ainsi que le pic de pression correspondant au choc se situe légèrement trop en aval. On observe également que, d'une façon générale, le calcul tend à surestimer les modules et à sous-estimer les déphasages et qu'il existe systématiquement un désaccord important sur l'évolution du module comme sur l'évolution de la phase au voisinage du bord de fuite. L'expérience qui a été acquise sur les calculs couplés fluide parfait-fluide visqueux en bidimensionnel [12] permet d'affirmer que ces désaccords sont en partie dus aux effets de couche limite (la comparaison de cette figure avec la figure 8 montrant l'effet du nombre de Reynolds est à cet égard, également instructive).

Les figures 15-b à 15-d indiquent par ailleurs que l'effet du nombre de Mach, de l'incidence et de l'allongement de l'aile sur les répartitions de pression instationnaire est, compte tenu des remarques précédentes, assez bien prévu par le calcul. Il semble ainsi que les restrictions d'ordre théorique qui limitent la validité de la méthode de calcul soient assez peu sévères dans la pratique.

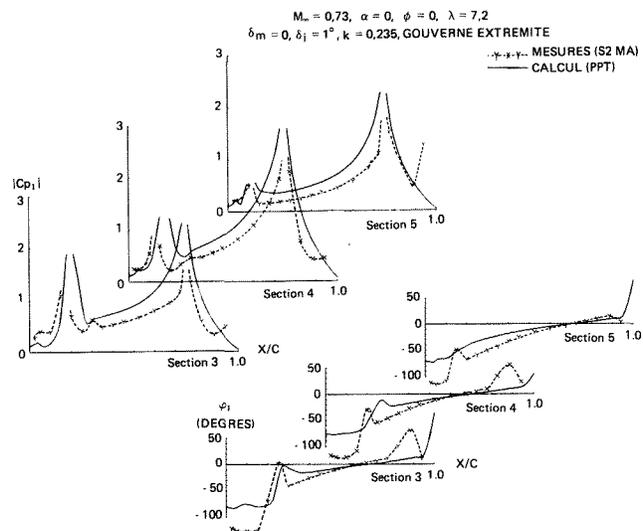


Fig. 15 a). -

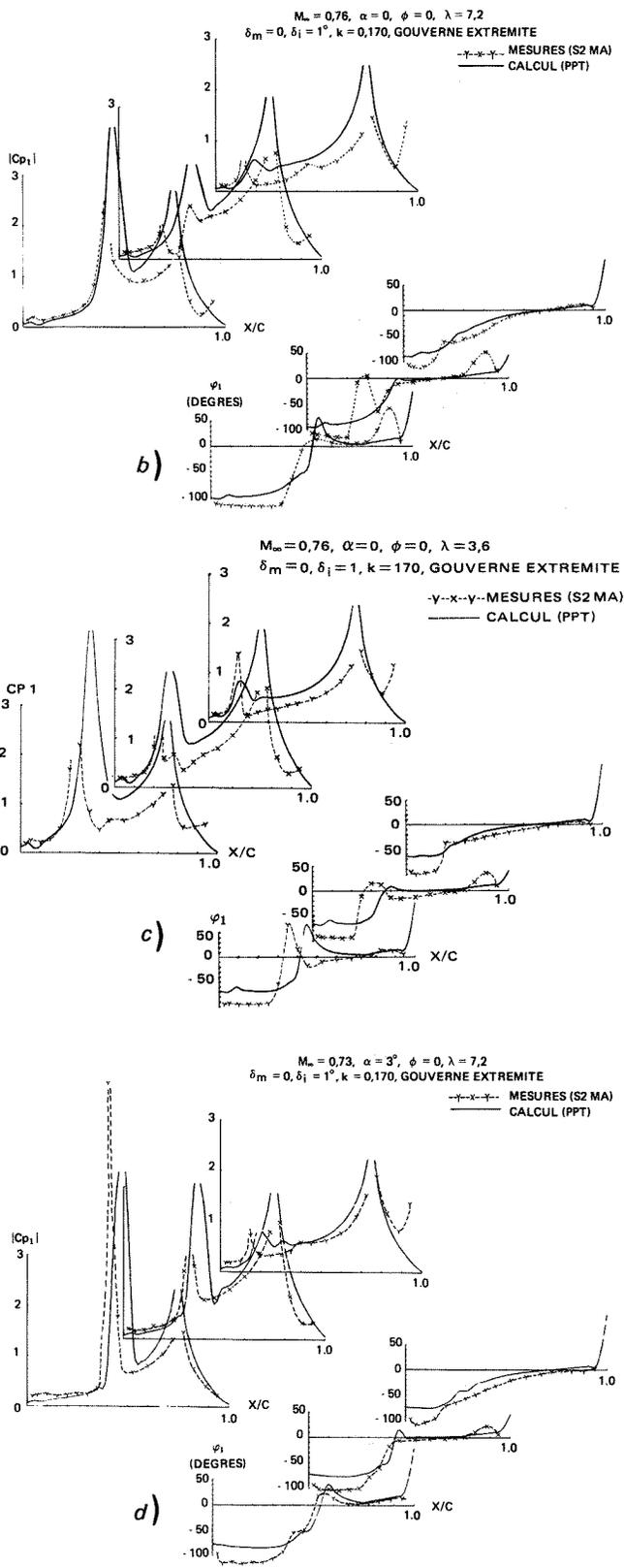


Fig. 15 - Comparaison calcul-expérience (pression instationnaires d'extrados).

c) Coefficients aérodynamiques instationnaires

La figure 16-a montre que malgré le nombre assez réduit de plans de calcul dont on dispose, l'évolution de la portance instationnaire suivant l'envergure est qualitativement bien reproduite par le calcul. On remarque également que la répartition de portance quasi-stationnaire (correspondant aux répartitions de pression de la figure 13) est très proche de la répartition de portance instationnaire. Sur ce point, on observe ainsi une très bonne correspondance calcul-expérience.

Cette figure met cependant en relief l'importance des effets visqueux qui font que les modules mesurés sont nettement plus faibles que les modules calculés.

L'évolution en fonction de la fréquence réduite des divers coefficients aérodynamiques instationnaires est présentée figure 16-b pour la situation $M_{\infty} = 0,73, \alpha = 0, \phi = 0, \lambda = 7,2$, volet à l'extrémité de l'aile. L'influence de ce paramètre sur le module de la portance et du moment de tangage est assez bien reproduite. L'accord sur la phase du moment de tangage est par contre moins satisfaisant, mais on peut observer que l'écart demeure faible en valeur absolue. Aucune conclusion ne peut être avancée pour le moment de charnière ; celui-ci n'est pas déterminé de façon précise par l'expérience (on dispose seulement de 4 capteurs à l'intrados et 4 capteurs à l'extrados) et de surcroît il dépend essentiellement de l'état de la couche limite sur le volet.

La figure 16-c confirme ce qui avait été observé en bidimensionnel [3], à savoir que le calcul de l'écoulement de fluide parfait seul ne permet pas de prévoir une quelconque influence du braquage moyen du volet sur les coefficients aérodynamiques instationnaires.

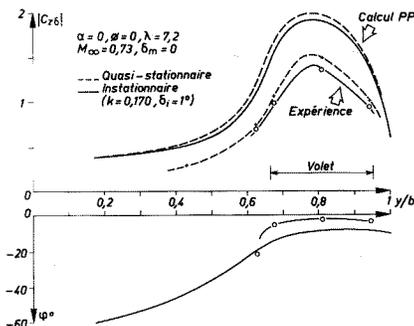


Fig. 16 a) Comparaison calcul-expérience - Evolution de la portance instationnaire en envergure.

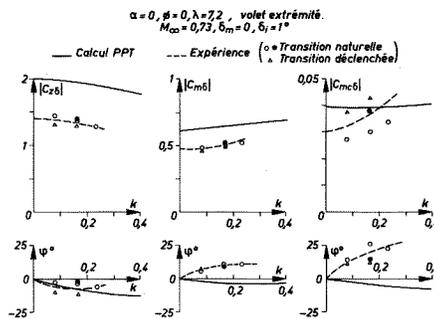


Fig. 16 b) - Comparaison calcul-expérience. Influence de la fréquence réduite.

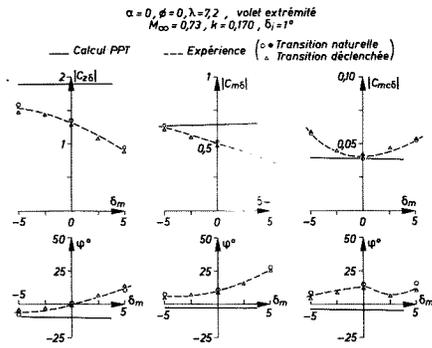


Fig. 16 c) - Comparaison calcul-expérience. Influence du braquage moyen.

3.3 - Prise en compte des effets visqueux en quasi-stationnaire -

Les diverses comparaisons expériences-calculs fluide parfait effectuées, aussi bien pour le quasi-stationnaire (fig. 13) que pour l'instationnaire (fig. 15 et 16) ont mis en évidence des différences systématiques que l'on a attribué à l'existence d'effets visqueux significatifs : choc calculé placé trop à l'aval, surestimation des modules de pression, sous-estimation des déphasages, comportements très différents au voisinage du bord de fuite.

Dans le cadre de l'approximation quasi-stationnaire, on s'est efforcé d'effectuer une première tentative de prise en compte de ces effets visqueux. On a pour cela utilisé une méthode intégrale de couche limite turbulente tridimensionnelle développée à l'ONERA/CERT [13]. Ce programme résout les équations globales de continuité et de quantité de mouvement dans un repère quelconque lié à la paroi. Les détails des hypothèses simplificatrices qui sont nécessaires à la résolution d'un problème aussi complexe, et des hypothèses de fermeture des équations sont indiqués dans [14].

Le raccord entre le fluide parfait (obtenu par la résolution de l'équation des petites perturbations) et la couche limite est réalisé par une technique de type "couplage à la paroi". Elle consiste à effectuer le calcul potentiel en prenant en compte, dans la condition limite, la déviation du vecteur vitesse par rapport à cette paroi qui est due à la présence de la couche visqueuse. Cette relation de couplage à la paroi s'écrit, en tridimensionnel dans un repère orthogonal lié à l'aile [15] :

$$\frac{v_{y=0}}{\mu_e} = \frac{1}{\rho_e \mu_e} \left[\frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{\rho_e \mu_e \Delta_1}{\mu_1} \right) + \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\frac{\rho_e \mu_e \Delta_2}{\mu_2} \right) \right]$$

μ_1 et μ_2 étant les éléments métriques suivant x_1 et x_2 , l'indice e étant relatif aux variables à l'extérieur de la couche limite (μ_e a pour composante u_1 et w_1 dans le repère x_1, x_2) et Δ_1 et Δ_2 étant les épaisseurs de déplacement suivant respectivement la direction x_1 et x_2 :

$$\Delta_1 = \int_0^\delta \left(\frac{u_1}{\mu_e} - \frac{u}{\mu_e} \right) dy \quad \Delta_2 = \int_0^\delta \left(\frac{w_1}{\mu_e} - \frac{w}{\mu_e} \right) dy$$

La méthode consiste à effectuer itérativement le calcul de fluide parfait et le calcul de couche limite jusqu'à la convergence. Dans la pratique, on imbrique les itérations de couplage et les itérations de fluide parfait de façon à

limiter la pénalité en temps de calcul qui résulte de la prise en compte des effets visqueux.

Il est évident que la méthode employée est assujettie à diverses limitations qui sont dues aussi bien aux simplifications associées au calcul de couche limite (ignorance des effets de transition, initialisation du calcul, etc...) qu'à celles associées à la technique de couplage (traitement simplifié des ondes de choc, présence éventuelle de décollements, etc...).

La figure 17 montre que malgré tout, la prise en compte de la viscosité par cette méthode très simplifiée fait évoluer les répartitions de pression stationnaire de façon qualitativement convenable : on constate une légère avance du choc, une réduction de la vitesse sur l'extrados, une diminution de l'effet de la cambrure du profil sur le dernier tiers de l'intrados. Ces résultats mettent encore plus en évidence la faiblesse de l'hypothèse des petites perturbations pour ce genre de profil mais sont très encourageants si on imagine que les tendances observées se superposent aux résultats du calcul potentiel complet de la figure 12.

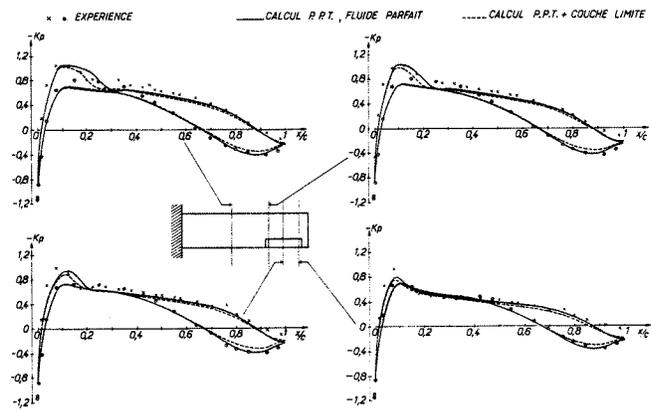


Fig. 17 - Comparaison calcul-expérience (répartitions de pressions stationnaires).

En ce qui concerne la prévision de l'efficacité du volet en quasi-stationnaire, les résultats apparaissent beaucoup plus favorables (fig. 18). On constate ainsi une diminution sensible des pressions d'intrados et d'extrados qui font que les résultats de calcul sont en meilleur accord avec les résultats expérimentaux. Des différences significatives subsistent cependant au voisinage du bord de fuite qui est une zone de forte interaction visqueuse que la méthode ne peut évidemment prendre en compte.

La figure 19 montre le résultat d'un calcul "petites perturbations" effectué en instationnaire sur l'aile dont la pente en chaque point a été corrigée des effets visqueux calculés en stationnaire pour la même configuration.

Le résultat indique de façon très claire que cette méthode qui, sous diverses formes, est souvent proposée dans la littérature est inadaptée au problème et a pour seul effet de modifier la position du choc. La comparaison des figures 18 et 19 montre ainsi que la réduction des modules de pression est essentiellement due au caractère non linéaire de l'évolution des épaisseurs de couche limite avec le braquage du volet qui fait

que l'amplitude d'oscillation effective de ce dernier se trouve réduite.

L'amélioration des prévisions théoriques dans ce domaine passe donc nécessairement par la prise en compte des effets visqueux en instationnaire. L'effet sur le module peut malgré tout être assez convenablement estimé par une approche quasi-stationnaire.

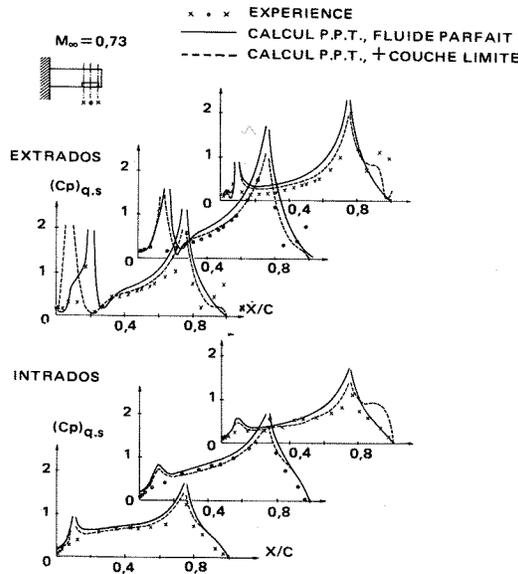


Fig. 18 - Comparaison calcul-expérience en quasi-stationnaire.

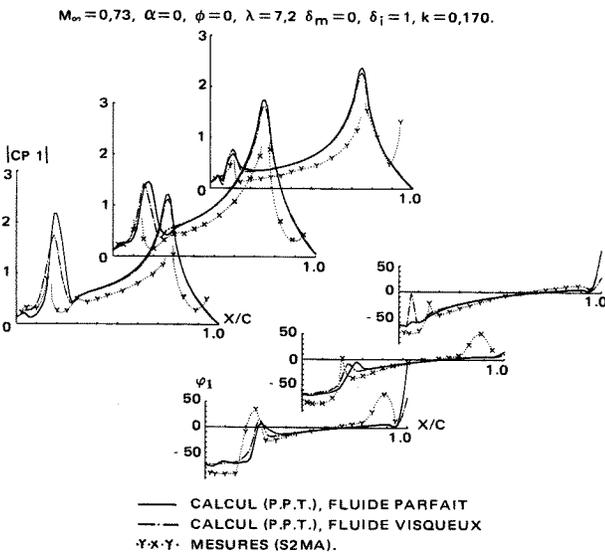


Fig. 19 - Comparaison calcul-expérience (pressions instationnaires d'extrados) avec prise en compte des effets visqueux moyens.

CONCLUSION

L'étude expérimentale qui a été menée sur une aile à profil supercritique équipée d'un volet de bord de fuite a permis d'étudier l'influence de nombreux paramètres sur la réponse aérodynamique instationnaire à une excitation sinusoïdale de ce volet : nombre de Mach, braquage moyen,

amplitude et fréquence des oscillations, flèche, etc...

Ces résultats tridimensionnels ont également été comparés aux résultats bidimensionnels acquis sur le même profil de base lors d'une étude précédente. Ainsi, pour des valeurs identiques des divers paramètres de l'écoulement, on a pu observer qu'en tridimensionnel :

- les modules de pression instationnaire sont moins élevés et les déphasages par rapport au mouvement du volet moins importants ;
- l'influence du braquage moyen du volet est moins marquée ;
- l'influence de la fréquence réduite est, elle aussi, moins importante. De plus, il a été montré que, comme en bidimensionnel, l'influence de ce paramètre dépendait dans une large mesure du braquage moyen du volet, c'est-à-dire que l'état des couches limites d'intrados et d'extrados dans la région du bord de fuite.

Un certain nombre de résultats expérimentaux ont été comparés aux résultats calculés en stationnaire, au moyen d'un programme de résolution de l'équation du potentiel des vitesses et, en instationnaire, à ceux fournis par un programme de résolution de l'équation des petites perturbations en transsonique.

La comparaison des résultats quasi-stationnaires fournis par ces deux programmes a montré que la méthode "petites perturbations" permettait de prévoir convenablement l'efficacité du volet pour des faibles variations de braquage bien que l'aile, en raison de son épaisseur, soit assez peu adaptée aux hypothèses de calcul.

En instationnaire et dans le cas de la flèche nulle, les résultats bien que probablement perfectibles sont également très acceptables et la méthode s'est montrée apte à reproduire l'influence des principaux paramètres. L'application de ce programme de calcul au cas d'une aile à flèche 30° n'a pas, jusqu'à présent, permis d'obtenir des résultats aussi convenables que dans le cas de la flèche nulle. Un effort particulier devra donc être fourni afin de remédier aux difficultés qui sont notamment apparues pour traiter les cas supercritiques avec chocs obliques.

La prise en compte très simplifiée des effets de couche limite a donné, dans le cadre de l'approximation quasi-stationnaire, des premiers résultats très encourageants. L'effort doit cependant être poursuivi aussi bien pour améliorer la présente méthode que pour mettre en oeuvre un traitement similaire en instationnaire.

REMERCIEMENTS

L'auteur tient à remercier toutes les personnes qui ont pris part à cette étude en particulier MM. Destuynder, Thers et Gravelle de la Direction de Résistance des Structures pour l'assistance qu'ils ont fourni lors de l'étude expérimentale, MM. Chattot et Lê pour leurs conseils concernant la mise en oeuvre des programmes de calcul de fluide parfait ainsi que M. Rahaingomanana.

REFERENCES

- [1] P. POISSON-QUINTON, J.C. WANNER - Evolution de la conception des avions grâce aux commandes automatiques généralisées. L'Aéronautique et l'Astronautique, n° 71, 1978
- [2] R. GRENON, J. THERS - Etude d'un profil supercritique avec gouverne oscillante en écoulement subsonique et transsonique. AGARD-CP 227, "Unsteady Aerodynamics", Sept. 1977 (ONERA T.P. 1977-136).
- [3] R. GRENON, A. DESOPPER, J. SIDES - Effets instationnaires de gouvernes en écoulement bidimensionnel subsonique et transsonique. AGARD CP 262 "Aerodynamic characteristics of Controls", mai 1979. (ONERA, TP 1979-96).
- [4] C. CHRISTOUX, A. GRAVELLE - Chaîne de mesure numérique de coefficients de pressions instationnaires - ONERA TP n° 1980-11.
- [5] H. CONSIGNY - Etude des effets instationnaires de gouverne en écoulement tridimensionnel subsonique et transsonique. La Recherche Aérospatiale 1982-2 (ONERA TP 1981-118).
- [6] J.J. CHATTOT - Calculation of three-dimensional unsteady transonic flows past helicopter blades. NASA TP, AVRADCOM TR 80-1-2 (A.M.), 1980.
- [7] J.J. CHATTOT, J.J. PHILIPPE - Calcul des répartitions de pression sur une pale d'hélicoptère symétrique en vol d'avancement à portance nulle - La Recherche Aérospatiale n° 1980-5.
- [8] J.J. CHATTOT, C. COULOMBEIX, F. MANIE, V. SCHMITT - Calculs d'écoulements transsoniques autour d'ailes. - D.G.L.R. Symposium on Transonic Configurations, Bad Hartzburg, Juin 1978 (ONERA TP 1978-67).
- [9] T.H. LÉ - Transonic potential flow calculation about complex bodies by a technique of overlapping subdomains - Eight International Conference on Numerical Methods in Fluid Dynamics. - R.W.T.H. Aachen, Juin 82.
- [10] J. VAN DER VOOREN, J.W. SLOOF, G.H. HUIZING, A. VAN ESSEN - Remarks on the suitability of various transonic small perturbation equation to describe three-dimensional transonic flow. Examples of computations using a fully conservative rotated difference schemes. Symposium Transonicum II, sept. 1975.
- [11] E.H. DOWEL, S.R. BLAND, M.H. WILLIAMS - Linear/non linear behavior in unsteady transonic aerodynamics. Paper 81-643, 22nd Structures, Structural Dynamics and Materials Conference, Atlanta, Georgia, Avril 1981.
- [12] A. DESOPPER, R. GRENON - Couplage fluide parfait - fluide visqueux en écoulement instationnaire bidimensionnel incompressible et transsonique - AGARD CP-291, "Computation of viscous-inviscid interaction", sept. 1980 (ONERA TP 1980-117).
- [13] J. COUSTEIX, R. HOUEVILLE - Etablissement et application d'une méthode intégrale de calcul d'une couche limite turbulente en écoulement tridimensionnel instationnaire incompressible. Rapport ONERA-DERAT n° 12/5004 DN.
- [14] J. COUSTEIX - Analyse théorique et moyens de prévision de la couche limite turbulente tridimensionnelle - ONERA, Publication n° 157 (1974).
- [15] J. COUSTEIX, R. HOUEVILLE - Analogies des singularités dans les méthodes directes de calcul des couches limites tridimensionnelles stationnaire et bidimensionnelle instationnaire. Analyse des modes inverses - AGARD CP 291, "Computation of Viscous-Inviscid Interactions", sept. 1980.
- Références non citées dans le texte mais consultées à divers titres :
- J. TIJDEMAN, R. SEEBASS - Transonic flow past oscillating airfoils - Ann. Rev. Fluid Mec. (1980), p. 181-222.
- W.F. BALLHAUS - Some recent progress in transonic flow computations - Lecture Series on "Numerical Methods in Fluid Dynamics", Von Karman Institute, Rhode St Genèse, Belgium, 1976.
- W.J. McCROSKEY - Unsteady airfoils - Ann. Rev. Fluid Mec. (1982), p. 285-311.