

ÉTUDE D'UNE AILE A FLECHE VARIABLE EN ÉCOULEMENT SUB OU TRANSSONIQUE

par Francis MANIE, Colmar REHBACH et Volker SCHMITT

Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales (ONERA)
92320 Châtillon (France)

RESUME

Des études expérimentales très détaillées ont été effectuées sur des maquettes d'une aile à flèche variable. Aux basses vitesses elles concernent plus spécialement le décrochage et l'apparition des écoulements tourbillonnaires, en transsonique la formation des ondes de choc.

Les résultats de ces mesures sont comparés à ceux obtenus par des méthodes de calcul disponibles. Ainsi les écoulements non décollés sont traités par une méthode de singularités et les écoulements décollés par une méthode instationnaire basée sur une discrétisation volumique du vecteur tourbillon.

Pour les calculs des écoulements transsoniques des méthodes de relaxation sont utilisées : la première est basée sur la théorie des petites perturbations tandis que la seconde résout l'équation complète du potentiel.

STUDY OF A VARIABLE SWEEP WING IN SUB OR TRANSONIC FLOW

ABSTRACT

Detailed experiments were performed on models of a variable sweep wing emphasizing in particular flow separation and appearance of vortex structures at low speeds and the formation of shock waves at transonic speeds.

The results of these tests have been compared with those of calculations made by available processes such as a panel method for unseparated flows and an unsteady method based on a volume discretization of the vortex vector for separated flows.

Transonic flows were calculated using different relaxation methods ; one based on the perturbation theory, the other on the full potential equation.

1 - INTRODUCTION

Une aile à flèche variable a été choisie à l'ONERA pour servir de support à l'étude des écoulements tridimensionnels jusqu'aux vitesses transsoniques, l'idée directrice étant d'obtenir des données expérimentales aussi précises et détaillées que possible pour répondre au double objectif suivant :

- d'une part, améliorer la compréhension de certains phénomènes complexes comme par exemple aux basses vitesses les mécanismes d'un décollement tridimen-

sionnel organisé ou non et en transsonique les problèmes d'interaction du type onde de choc-couche limite ou tourbillon d'apex-onde de choc ;

- d'autre part, appliquer les méthodes de calcul tridimensionnel dont on dispose et déterminer leur domaine de validité.

L'objet de la communication est de présenter sous ce double aspect quelques résultats significatifs. Dans ce contexte il ne s'agit donc pas d'exposer d'une façon détaillée les méthodes de calcul mises en oeuvre ni de préciser leurs développements envisagés mais plutôt de montrer succinctement quelles sont leurs possibilités et leurs limitations actuelles du point de vue de l'utilisateur.

2 - MOYENS ET METHODES D'ESSAI -

2.1 - Caractéristiques des maquettes d'ailes à flèche variable -

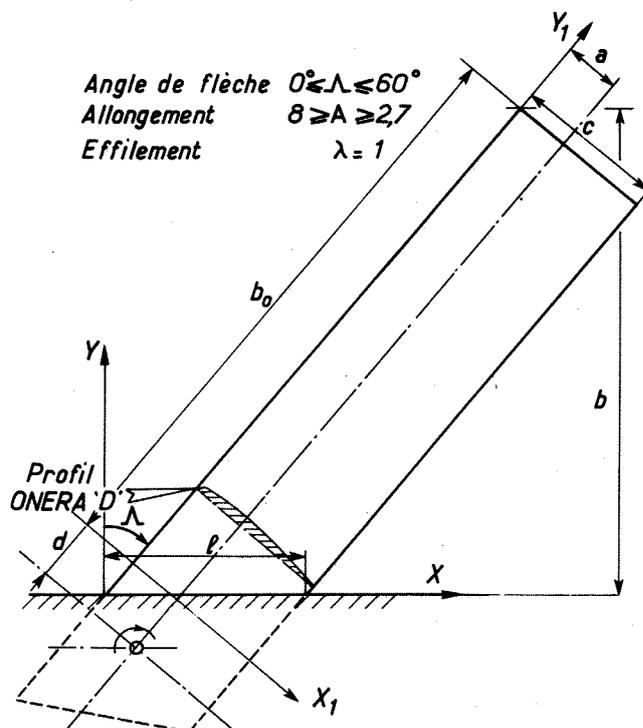


Fig. 1 - Aile à flèche variable AFV-D.

Comme le montre le schéma présenté figure 1 l'aile à flèche variable dite AFV-D est une aile rectangulaire munie du profil symétrique ONERA "D" ($e/c = 0,105$) à caractère "peaky" dont la mise en flèche est obtenue par rotation autour d'un axe.

Tableau 1 - Géométrie des maquettes AFV-D.

MS: Maquette subsonique (1) $a=0,150$ m $d=0,060$ m
 MT: Maquette transsonique (2) $a=0,075$ m $d=0,070$ m

Λ°	corde d'emplanture l(m)		demi envergure b(m)		allongement A		surface mouillée $S_0(m^2)$	
	1	2	1	2	1	2	1	2
0	0,300	0,200	1,200	0,800	8,00	8,00	0,3600	0,1600
30	0,346	0,231	1,107	0,721	6,86	6,71	0,3573	0,1550
40	0,392	0,261	1,002	0,645	5,66	5,49	0,3546	0,1515
50	0,467	0,311	0,865	0,547	4,28	4,09	0,3500	0,1463
60	0,600	0,400	0,700	0,430	2,87	2,69	0,3420	0,1373

Tableau 2 - Cotes du profil « D ».

x_1/c	z_1/c	x_1/c	z_1/c
.000000	.000000	.072500	-.035193
.000050	-.001342	.077500	-.035912
.000100	-.002685	.082500	-.036604
.000200	-.004245	.087500	-.037269
.000500	-.006002	.092500	-.037908
.001000	-.007820	.105000	-.039405
.001700	-.009658	.120000	-.041028
.002600	-.011494	.135000	-.042486
.003700	-.013310	.155000	-.044213
.005000	-.015091	.195000	-.047057
.006500	-.016913	.235000	-.049242
.008300	-.018639	.275000	-.050853
.010300	-.020259	.315000	-.051902
.012500	-.021821	.355000	-.052369
.015000	-.023144	.395000	-.052230
.017500	-.024277	.435000	-.051476
.020000	-.025254	.475000	-.050125
.022500	-.026106	.520000	-.047942
.025000	-.026857	.580000	-.044120
.027500	-.027528	.640000	-.039509
.030000	-.028134	.690000	-.035239
.032500	-.028696	.730000	-.031601
.035000	-.029221	.770000	-.027763
.037500	-.029719	.810000	-.023691
.040000	-.030191	.850000	-.019335
.042500	-.030643	.890000	-.014658
.045000	-.031119	.930000	-.009698
.047500	-.032003	.970000	-.004621
.052500	-.032850	.990000	-.002090
.057500	-.033663	1.000000	-.000780
.062500	-.034444		
.067500			

Tableau 3 - Position des sections de prises de pression.

MAQUETTE MS:

Sections	1	2	3	4	5	6	
y_1/b_0	A	0,05	0,10	0,20	0,30	0,40	0,50
	B	0,075	0,15	0,25	0,35	0,45	0,55
Sections	7	8	9	10	11		
y_1/b_0	A	0,60	0,70	0,80	0,90	0,975	
	B	0,65	0,75	0,85	0,95	0,99	

MAQUETTE MT:

Sections	1	2	3	4	5	6
y_1/b_0	0,30	0,45	0,60	0,75	0,85	0,95

Cette conception implique une variation importante de l'allongement en fonction de la flèche qui peut atteindre $\Lambda = 60^\circ$. Deux maquettes de cette aile ont été réalisées ; la première (MS) destinée à l'étude aux basses vitesses possède une corde $c = 0,3$ m, la seconde (MT) conçue pour les expériences en transsonique est plus petite ($c = 0,2$ m).

Les principales caractéristiques géométriques de ces maquettes sont consignées dans le tableau 1. Lorsque l'aile est placée en flèche on remarque quelques différences concernant l'allongement entre les deux maquettes dont l'origine réside dans les positions respectives de l'axe de rotation autour duquel pivote l'aile. Les coordonnées du profil ONERA 'D' sont précisées dans le tableau 2.

L'équipement de mesure des deux maquettes comporte un très grand nombre de prises de pression statique. Ainsi la maquette MS dispose de 341 prises de pression réparties en deux fois 11

sections et la maquette MT de 246 prises de pression en 6 sections ; le tableau 3 indique leurs positions en fonction de l'envergure pour chacune des maquettes.

2.2 - Souffleries -

Les essais aux basses vitesses ont été effectués soit dans la soufflerie S1Ca soit dans la soufflerie S2Ch. Dans les deux cas il s'agit de souffleries du type Eiffel à veine circulaire guidée (diamètre $\phi = 3$ m) dont les vitesses maximales sont respectivement de $V_0 = 40$ et 110 m/s et les taux de turbulence modérés ($\epsilon \approx 0,003$). Ces souffleries n'étant pas pressurisées le domaine du nombre de Reynolds (formé avec la corde de l'aile) couvert est modeste : $0,4 \leq Re_c \leq 1,9 \cdot 10^6$

L'étude aux grandes vitesses a été menée dans la veine transsonique de la soufflerie S2MA [1] où un nombre de Mach de $M_0 = 1,3$ peut être

atteint. Tous les essais ont pu être effectués au même nombre de Reynolds $Re_c = 2,5 \cdot 10^6$ grâce à la pressurisation de la soufflerie. La veine est pratiquement de section carrée (1,75 m x 1,77 m). Seules les parois haute et basse sont perforées par des trous de diamètre $\phi = 18$ mm inclinés de 60° et le taux de la perforation globale est de 6 %.

La maquette est montée (figure 2) sur la paroi droite (sens pilote) pleine de la soufflerie par l'intermédiaire d'une tourelle assurant la mise en incidence. Comme la photo le montre, une plaque de garde solidaire de la tourelle soustrait l'aile des effets de la couche limite pariétale. Le montage de la maquette MS dans les souffleries S1Ca et S2Ch est semblable.

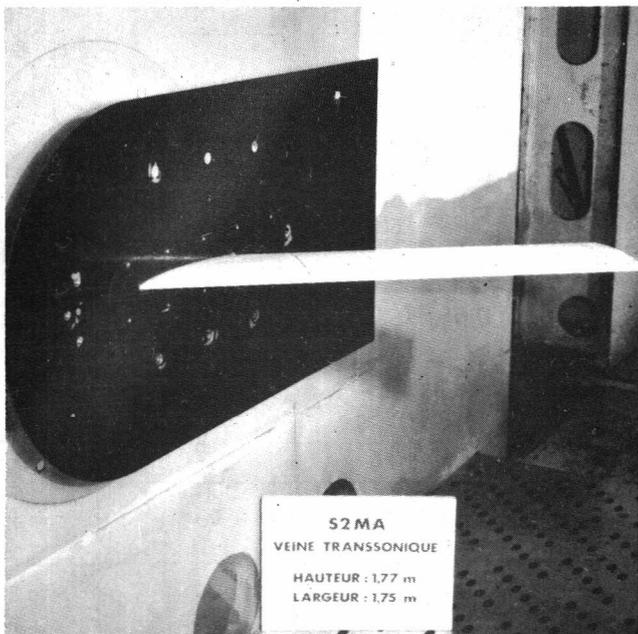


Fig. 2 - Montage en veine transsonique de la maquette.

2.3 - Techniques d'essai -

Les mesures effectuées concernent d'abord les efforts globaux déterminés aussi bien aux basses vitesses qu'en transsonique au moyen de balances à la paroi à 3, 5 ou 6 composantes.

Le mode d'acquisition des champs de pression statique sur l'aile dépend de la conception même de chacune des deux maquettes. C'est ainsi que les mesures de pression effectuées à l'aide des scanivalves sont limitées, au cas de la maquette MS, à deux sections par essai. Par contre, la maquette MT permet la mesure complète de toutes les pressions statiques sur l'aile en quelques secondes.

Deux techniques de visualisations des lignes de courant pariétales ont été mises en oeuvre. La première, utilisée lors des essais aux basses vitesses, est basée sur l'emploi d'un enduit visqueux de fluidité quasi-permanente qui est un mélange d'huile de paraffine et d'oxyde de titane. La seconde, pratiquée surtout à cause de sa réversibilité en soufflerie transsonique, consiste en l'émission, par des orifices spécialement aménagés dans la maquette, de liquides colorés et très fluides à base de kérosène.

Enfin, pour connaître la nature de la couche limite aux basses vitesses des visualisations de la transition ont été réalisées. Elles sont basées sur une technique de sublimation d'une couche mince de cristaux de paradichlorobenzène et de naphthalène projetée au pistolet sur la surface de l'aile.

3 - L'AILE A FLECHE VARIABLE AUX BASSES VITESSES -

Dans ce domaine de vitesses on peut distinguer très schématiquement trois types d'écoulements qui apparaissent à l'extrados de cette aile en fonction de l'incidence et de la flèche :

- un écoulement non décollé aux incidences faibles et modérées dans toute la gamme des flèches mises en jeu ;
- un écoulement décollé et non organisé dès les incidences modérées à faible flèche ou à très fortes incidences à forte flèche ;
- un écoulement décollé mais organisé grâce à la formation d'un tourbillon en cornet aux flèches élevées ($\Lambda \geq 40^\circ$) et aux incidences modérées et fortes.

Les courbes de portance de la figure 3 illustrent bien cette situation et montrent que l'aile se comporte aux faibles incidences comme une aile infinie en attaque oblique.

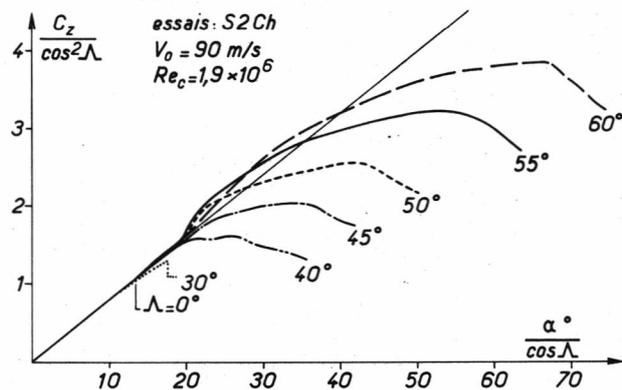


Fig. 3 - Portance et décrochage.

La partie linéaire des courbes de portance correspond à des écoulements de premier type. Le décrochage au nombre de Reynolds considéré est brutal pour $\Lambda = 0^\circ$ et 30° puis plus doux pour les flèches plus élevées ; les écoulements du second type se situent au-delà des points de décrochage. Enfin, pour les flèches $\Lambda \geq 40^\circ$ la partie non linéaire des courbes de portance qui précède le décrochage est caractéristique des écoulements du troisième type.

Ce sont surtout les écoulements présents avant décrochage (types 1 et 3) qui feront l'objet d'une analyse détaillée.

3.1 - Ecoulements aux faibles incidences -

Il a été indiqué déjà que ces écoulements s'apparentent à ceux de la théorie de l'aile infinie en attaque oblique. Les répartitions de pression mesurées dans une section médiane de

l'aile permettent de justifier cette affirmation. Un exemple en est donné, figure 4, présentant pour cinq flèches les coefficients de pression k_p rapportés à $\cos^2 \Lambda$ en fonction de la corde réduite $(x_1/c)^{1/2}$ à la même incidence normale $\alpha_n \approx \alpha / \cos \Lambda$. Les courbes se regroupent assez bien même à l'extrados près du bord d'attaque qui est siège d'un bulbe de décollement laminaire (avec recollement turbulent). Aux nombres de Reynolds étudiés ce bulbe de décollement provoqué par le caractère "peaky" du profil détermine la position de la transition à partir des incidences très faibles ($\alpha_n \approx 2^\circ$). De ce fait l'expérience ne révèle pas sur l'extrados un effet notable de l'écoulement transversal sur la position de la transition.

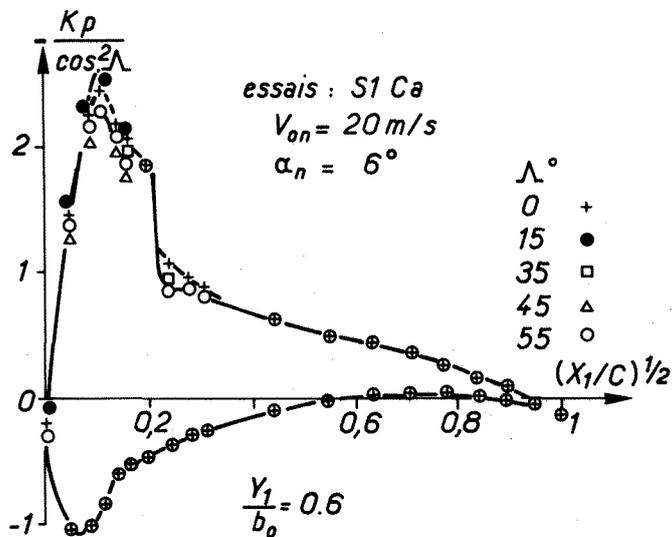


Fig. 4 - Répartitions de pression expérimentales.

En revanche, celui-ci apparaît de façon assez marquée à l'intrados spécialement lorsque les nombres de Reynolds sont plus élevés. Ceci est montré, figure 5, qui rassemble l'ensemble des positions de transition sur l'intrados à l'incidence $\alpha_n \approx 6^\circ$ en fonction de la flèche. Il convient de souligner le caractère quasi-bidimensionnel de ces positions de transition. La technique d'essai employée ne permettant pas de déceler des décollements éventuels la figure porte une indication sur le point de décollement laminaire obtenu par un calcul effectué dans l'hypothèse de l'aile en flèche d'envergure infinie.

3.2 - Méthodes de prévision et exemple de calcul

La prévision des écoulements non décollés autour de l'aile à flèche variable est abordée, de façon assez classique, par une méthode de singularités mise au point à l'ONERA depuis quelques années. Elle utilise pour représenter les effets d'épaisseur [2] et portant [3] une répartition surfacique de sources sur l'aile et un réseau de tourbillons concentrés situés dans le plan moyen de l'aile. Le réseau de tourbillons se prolonge au-delà du bord de fuite de l'aile, la position d'équilibre de la nappe tourbillonnaire ainsi schématisée étant fixée a priori.

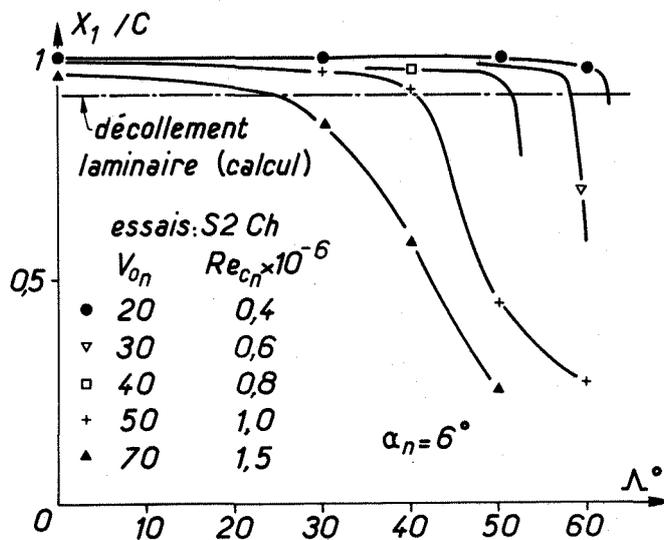


Fig. 5 - Positions de transition à l'intrados.

Le traitement numérique exige une discrétisation géométrique de l'aile qui est représenté par un polyèdre de 460 facettes formées par un réseau longitudinal de 10 sections parallèles à la section d'emplanture, et par un réseau cylindrique parallèle au bord d'attaque s'appuyant sur les arêtes d'un polynôme de 46 segments décrivant le profil longitudinal.

Ce découpage de l'aile est également utilisé pour le calcul des couches limites tridimensionnelles. Il s'agit de méthodes intégrales qui ont été développées suivant des principes analogues et en s'appuyant sur des techniques numériques identiques pour les cas laminaire et turbulent. Elles sont basées sur la résolution des équations globales de quantité de mouvement écrites suivant deux directions et de l'équation globale d'énergie cinétique (cas laminaire) ou de continuité [4] (cas turbulent). On peut encore signaler que ces méthodes ont été établies dans le cas général d'un système d'axes quelconque.

Du point de vue pratique, on utilise le champ de pression calculé par la méthode de singularités comme donnée des calculs de couche limite. L'accord est en général assez satisfaisant lorsque l'on compare le champ de pression calculé à l'expérience même pour des incidences au voisinage du décrochage comme en témoigne l'exemple de la figure 6. La prévision correcte du pic de survitesse dépend essentiellement de la discrétisation de l'aile qui, dans l'exemple traité, ne respecte pas la forme tronquée de l'extrémité de l'aile. Dans cette zone les répartitions de pression calculées sont fortement influencées par la forme de la nappe tourbillonnaire.

En l'absence de sondages appropriés il n'est pas aisé de vérifier la qualité des calculs de couche limite. Cependant on obtient dans le cas de l'exemple traité une prévision satisfaisante du décollement de la couche limite laminaire puis, moyennant un recalage convenable pour tenir compte du passage du bulbe, des lignes de courant pariétales à l'aval du bulbe. Ceci est montré figure 7 où est présentée l'évolution de l'angle limite β_0 des lignes de courant pariétales par

* La représentation en $(x_1/c)^{1/2}$ permet une meilleure représentation de la région du bord d'attaque

rapport aux lignes de courant de l'écoulement potentiel.

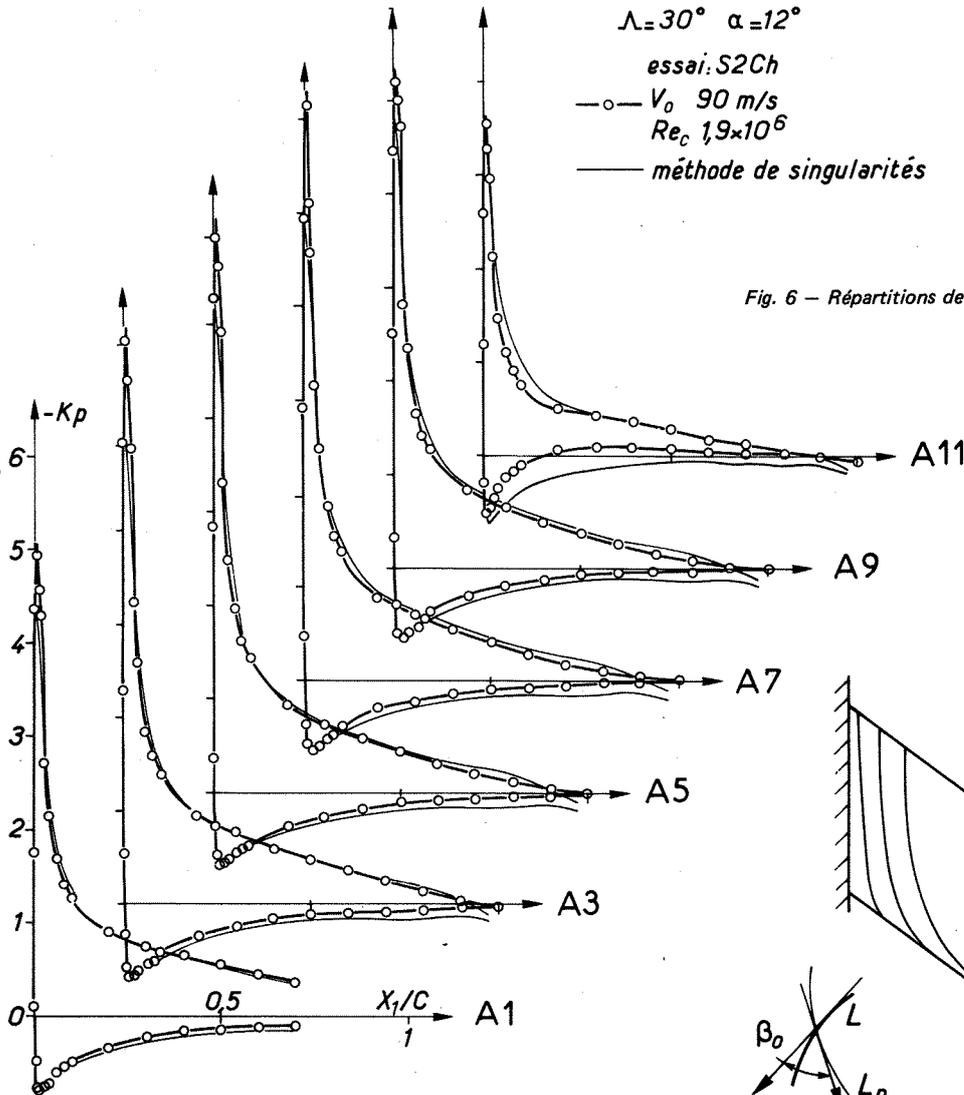


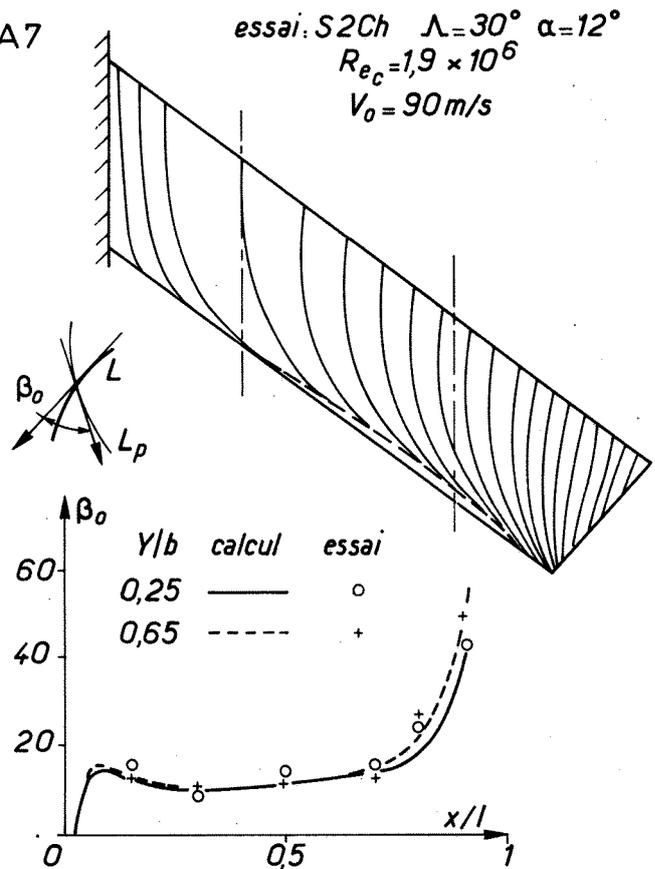
Fig. 6 - Répartitions de pression théorique et expérimentale.

Fig. 7 - Lignes de courant pariétales - Calcul et expérience.

3.3 - Ecoulements tourbillonnaires aux flèches élevées -

Lorsque la flèche atteint ou dépasse une valeur de $\Lambda = 40^\circ$ on observe des courbes de portance présentant une évolution non linéaire à partir de quelques degrés d'incidence. En outre, l'incidence de décrochage peut se situer au-delà de $\alpha = 30^\circ$. Ce comportement est la conséquence de la présence, dans un domaine d'incidence et de flèche bien délimité, d'un autre type d'écoulement à l'extrados de l'aile. Il s'agit là d'un écoulement décollé depuis le bord d'attaque qui s'organise par la formation d'un tourbillon en cornet générateur d'un gain appréciable en portance.

La figure 8 montre, pour deux nombres de Reynolds, les domaines respectifs d'existence de ces écoulements tourbillonnaires sur l'aile AFV-D. Leur apparition est déterminée par une valeur d'un Δc_2 tourbillonnaire de $\approx 0,02$ compte tenu de la précision des mesures. La limite supérieure est



définie par les valeurs $\alpha_{c_2 \max}$ du décrochage et peut, de ce fait, être assimilée à l'éclatement du tourbillon à proximité de l'apex. Enfin, la limite latérale du domaine n'est pas connue avec une grande précision car l'étude de la flèche s'est effectuée par pas de 5° . On remarque au passage que l'apparition des écoulements tourbillonnaires aux fortes flèches tend vers la valeur d'incidence observée [15] pour les ailes élancées ($\alpha \approx 6^\circ$).

Par ailleurs, ces résultats fournissent quelques informations relatives à l'effet du nombre de Reynolds. Une augmentation du nombre de Reynolds par

variation de la vitesse V_0 s'est traduite par une réduction du domaine d'existence des écoulements tourbillonnaires sur l'aile AFV-D. En effet, pour une flèche donnée, l'incidence d'apparition de ce type d'écoulement augmente lorsque le nombre de Reynolds croît alors que l'incidence de la portance maximale diminue légèrement.

Ceci est encore illustré par les courbes de portance à $\Lambda = 50^\circ$ de la figure 9. L'examen des courbes relatives au moment de tangage sur la même figure permet de relever, indépendamment du nombre de Reynolds, une tendance à piquer lors de l'apparition de l'écoulement tourbillonnaire suivie d'un long engagement à cabrer ; ceci traduit évidemment l'évolution du centre de poussée sous l'effet du tourbillon en cornet.

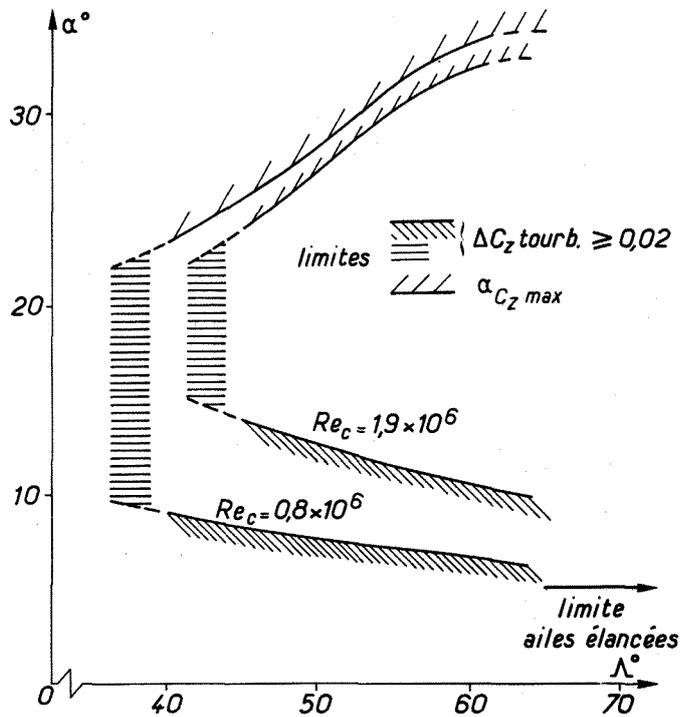


Fig. 8 - Domaine d'existence des écoulements tourbillonnaires.

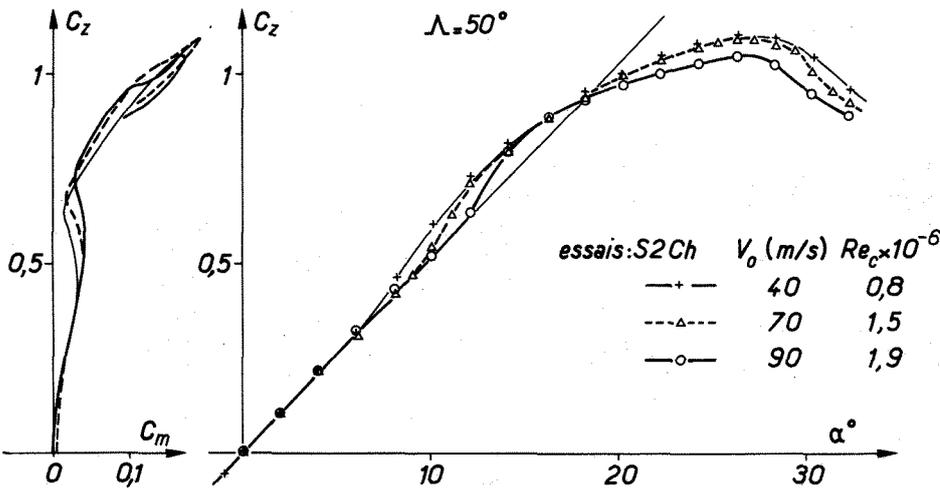


Fig. 9 - Portance et moment de tangage - Effet du nombre de Reynolds.

La répercussion de l'apparition de ce tourbillon sur l'écoulement d'extrados est montrée par les figures 10 et 11 qui présentent respectivement les champs de pression et les visualisations pariétales obtenues par l'enduit dans le cas $\Lambda = 50^\circ$ et $\alpha = 12^\circ$ pour deux nombres de Reynolds différents. Au nombre de Reynolds le plus élevé, les répartitions de pression indiquent un écoulement essentiellement non décollé avec un fort pic de survitesse au bord d'attaque. On remarque (figure 10) que la méthode de singularités citée plus haut prévoit encore assez correctement ce type d'écoulement. En revanche, au nombre de Reynolds plus faible un décollement plus général est intervenu. Il s'organise parfaitement pour former le tourbillon en cornet dont la trace traversant l'aile apparaît aussi bien sur les répartitions de pression que sur les visualisations pariétales.

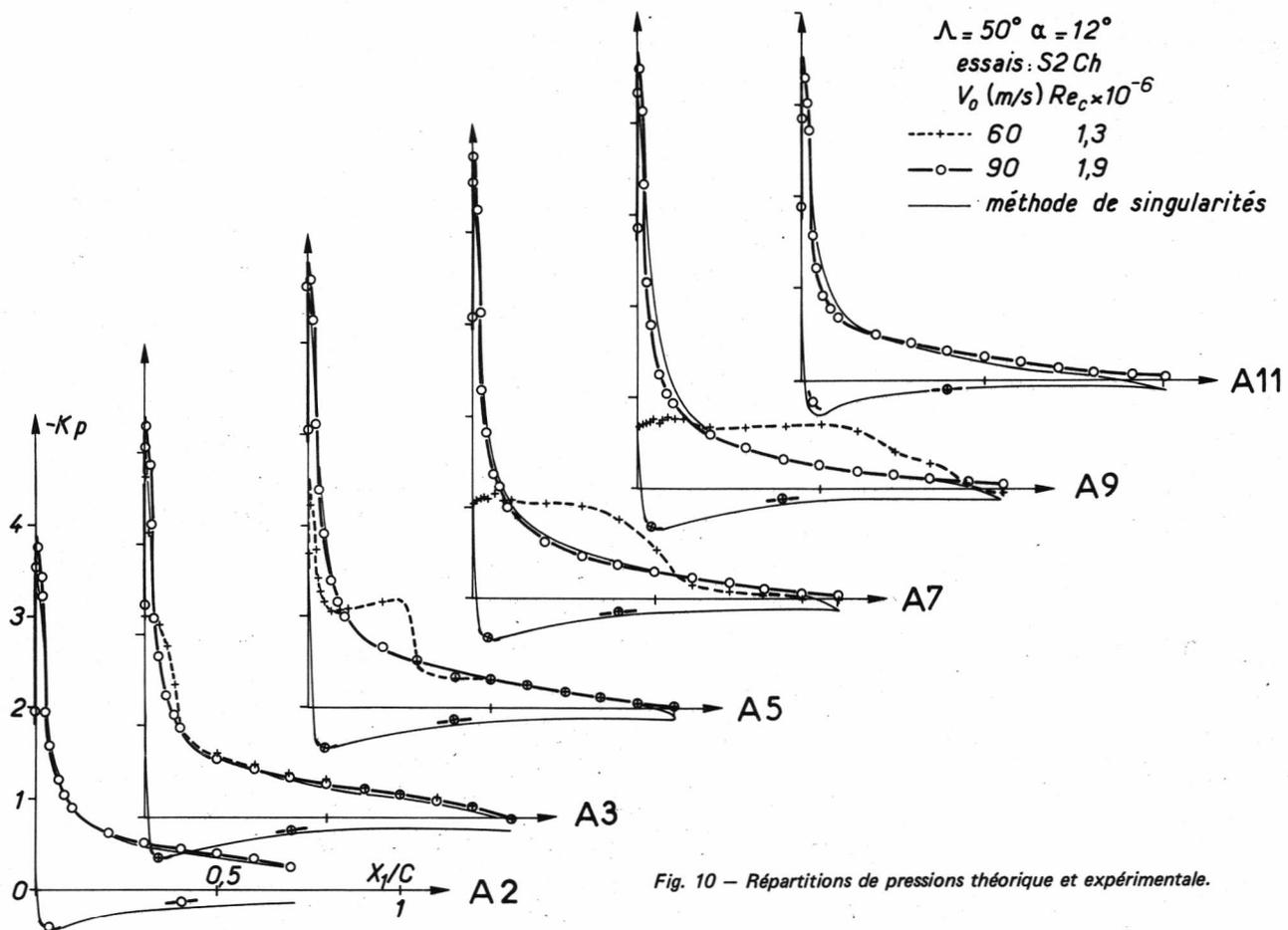
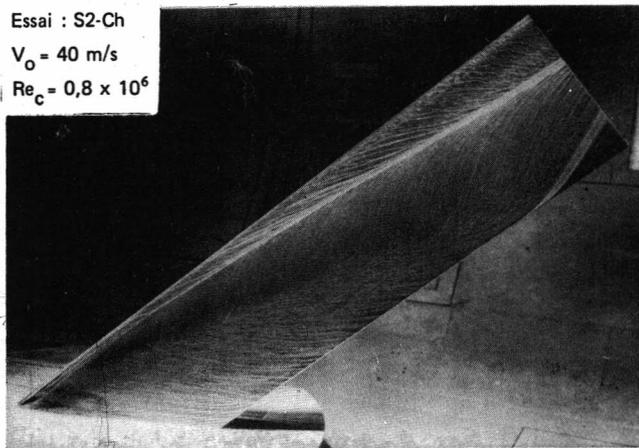


Fig. 10 - Répartitions de pressions théorique et expérimentale.

Essai : S2-Ch
 $V_0 = 40$ m/s
 $Re_c = 0,8 \times 10^6$



Essai : S2-Ch
 $V_0 = 90$ m/s
 $Re_c = 1,9 \times 10^6$

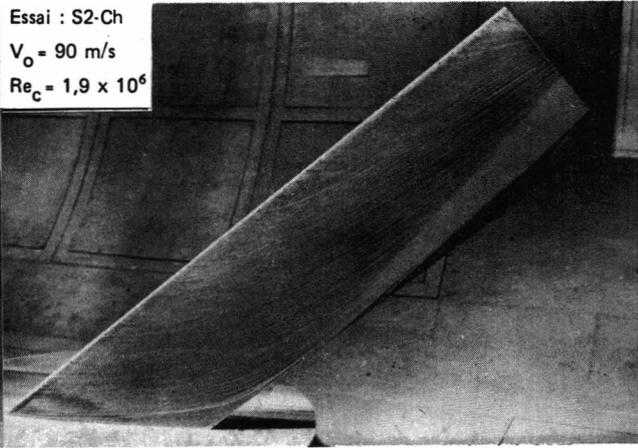


Fig. 11 - Visualisations des lignes de courant pariétales.
 $\Lambda = 50^\circ \quad \alpha = 12^\circ$

3.4 - Approche théorique et comparaison à l'expérience -

Devant l'intérêt grandissant porté aux écoulements décollés du type tourbillonnaire des efforts particuliers ont été entrepris en vue de leur prévision. Ainsi une méthode de calcul tridimensionnel instationnaire des nappes tourbillonnaires en fluide parfait est en cours de développement à l'ONERA [5], [6], [7].

Cette méthode fondée sur l'application des variables de Lagrange à un système intégral-différentiel discrétisé à l'aide de singularités ponctuelles permet de suivre en fonction du temps des

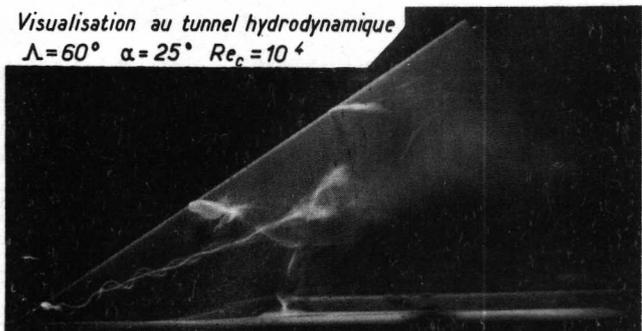
particules tourbillonnaires émises au bord de fuite, à l'extrémité et au bord d'attaque de l'aile. Actuellement elle ne s'applique qu'aux ailes infiniment minces.

Afin de poursuivre l'évaluation de cette méthode, une application à l'aile à flèche variable a été effectuée. Elle concerne le cas $\Lambda = 60^\circ$ et $\alpha = 24^\circ$ choisi en raison de la stabilité du tourbillon en cornet observée expérimentalement aussi bien en soufflerie qu'au tunnel hydrodynamique où sont réalisées des visualisations spatiales remarquables en ce qui concerne les écoulements tourbillonnaires. En vue du calcul l'aile est discrétisée par 75 facettes de doublet comportant chacune un point de

contrôle pour satisfaire la condition de glissement. En outre, 30 points sont définis sur le contour de l'aile (dont 15 situés sur le bord d'attaque) où sont émises les particules tourbillonnaires.

La figure 12 montre les lignes d'émission calculées à l'instant $\tau = 1,2$ ($\tau = 1$ correspond au temps nécessaire à une particule animée de la vitesse de référence V_0 pour parcourir la distance de la corde l) et comparées à une visualisation réalisée au tunnel hydrodynamique pour une incidence très voisine. Un schéma aux différences précis à 0 ($\Delta\tau^2$) a été utilisé dans ce calcul. Les lignes d'émission issues du bord d'attaque font apparaître la tendance à la forma-

Visualisation au tunnel hydrodynamique
 $\Lambda = 60^\circ$ $\alpha = 25^\circ$ $Re_c = 10^4$



Calcul instationnaire
 $\Lambda = 60^\circ$ $\alpha = 24^\circ$
 $\tau = 1.2$

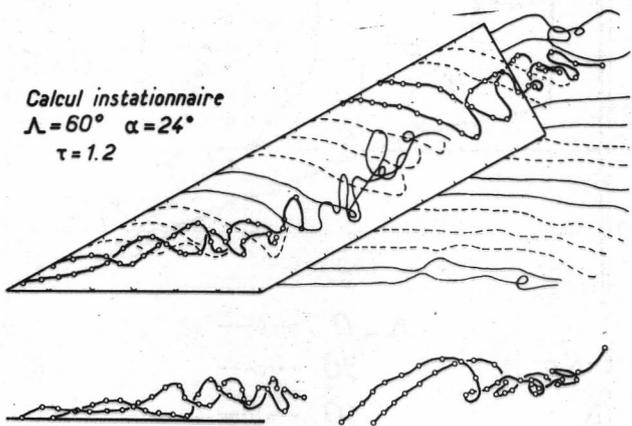


Fig. 12 - Lignes d'émission - Analogie entre l'observation au tunnel hydrodynamique et le calcul instationnaire.

tion de la nappe tourbillonnaire en cornet, observée sur la visualisation. Cependant des difficultés numériques dues entre autres au rapprochement excessif d'éléments tourbillonnaires interdisent actuellement l'obtention d'une solution stationnaire ($\tau \rightarrow \infty$) comme l'indique la figure 13.

Celle-ci présente, en fonction du temps τ , l'évolution de la force normale C_N calculée. Avec le résultat du cas de calcul déjà discuté sont portés deux autres résultats correspondant à des calculs de contrôle effectués à $\alpha = 12^\circ$ et 24° dans lesquels l'émission des particules tourbillonnaires est limitée au bord de fuite et à l'extrémité. Dans ces cas relativement académiques parce que inadaptés à la prévision des écoulements décollés la méthode de calcul donne des résultats tendant sans problème vers une limite qui est la solution stationnaire. Dans le cas de la faible incidence ($\alpha = 12^\circ$) on obtient alors une valeur de la force normale C_N assez proche de la valeur expérimentale.

L'absence, à cette incidence, d'un effet tourbillonnaire sensible (figure 14) explique ce résultat. Cette dernière figure illustre alors que la différence entre les résultats théoriques et expérimentaux, pour les deux cas, correspond à la portance tourbillonnaire faible pour $\alpha = 12^\circ$ et importante pour $\alpha = 24^\circ$.

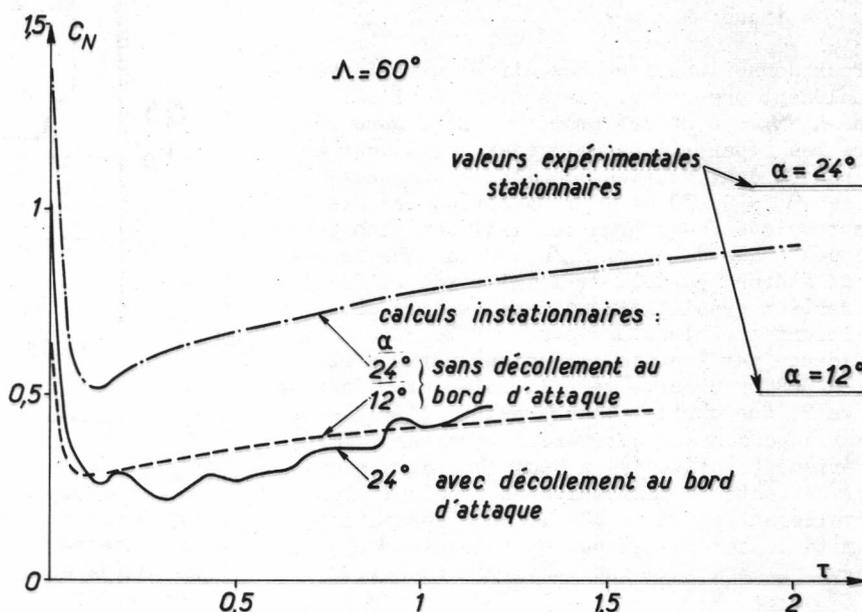


Fig. 13 - Evolution en fonction du temps de la force normale théorique.

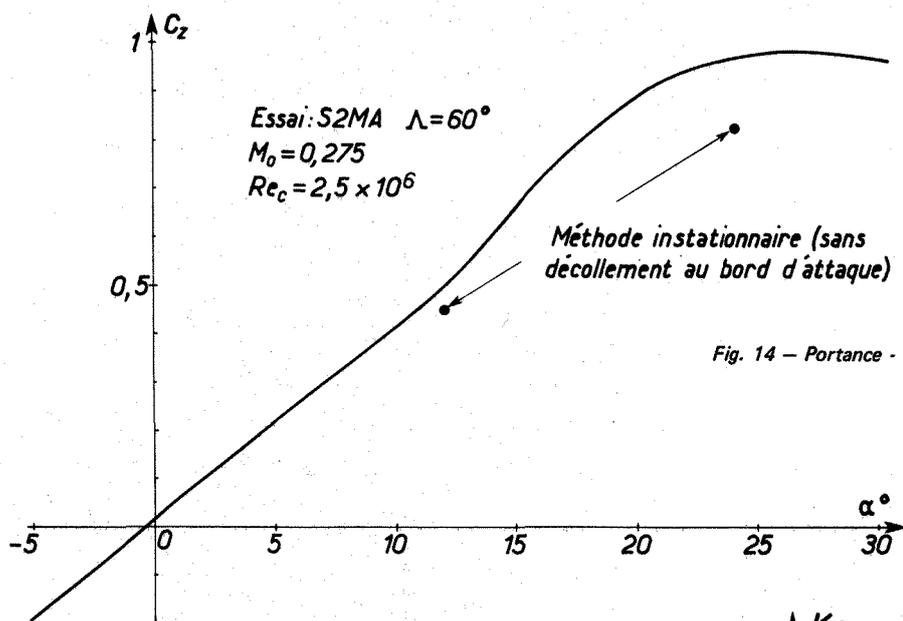


Fig. 14 - Portance - Calcul et expérience.

4 - L'AILLE A FLECHE VARIABLE EN ECOULEMENT TRANSSONIQUE -

Il n'est pas possible, dans le cadre de cette communication, de décrire de façon complète les écoulements souvent fort complexes qui ont été mis en évidence en fonction de la flèche, du nombre de Mach et de l'incidence dans la soufflerie S2MA.

Un ensemble de ces résultats a cependant été sélectionné [8] par un groupe de travail constitué au sein de AGARD-FDP qui s'est proposé de constituer un recueil de données expérimentales très complètes et sûres en vue de leur confrontation avec des résultats de calcul. A ce propos il faut signaler le faible taux d'obstruction de la maquette en veine qui ne dépasse pas 0,5 % dans le cas le plus défavorable. De ce fait, aucune correction n'est effectuée sur les résultats expérimentaux.

4.1 - Effet de flèche en écoulement supercritique -

Pour donner une idée des différentes formes d'écoulement observées, une analyse de l'effet de flèche à $M_0 = 0,84$ est proposée. La figure 15 montre les répartitions de pression statique à $\alpha = 4^\circ$ en deux sections de l'aile pour les flèches $\Lambda = 0, 30$ et 40° . Dans tous les cas les recompressions assez brutales indiquent les positions des ondes de choc. A $\Lambda = 0$ la zone supersonique s'étend au-delà de la mi-corde, l'écoulement restant quasi-bidimensionnel malgré un décollement turbulent provoqué par le choc et mis en évidence par les visualisations pariétales. A $\Lambda = 30^\circ$ on observe vers l'emplanture, dans la section 2, une double recompression, l'écoulement restant supersonique derrière la première. Vers l'extérieur (section 4) un seul choc existe et les visualisations pariétales ne révèlent plus de décollement. A $\Lambda = 40^\circ$ le choc apparaît à proximité du bord d'attaque et l'écoulement conserve un caractère quasi-bidimensionnel.

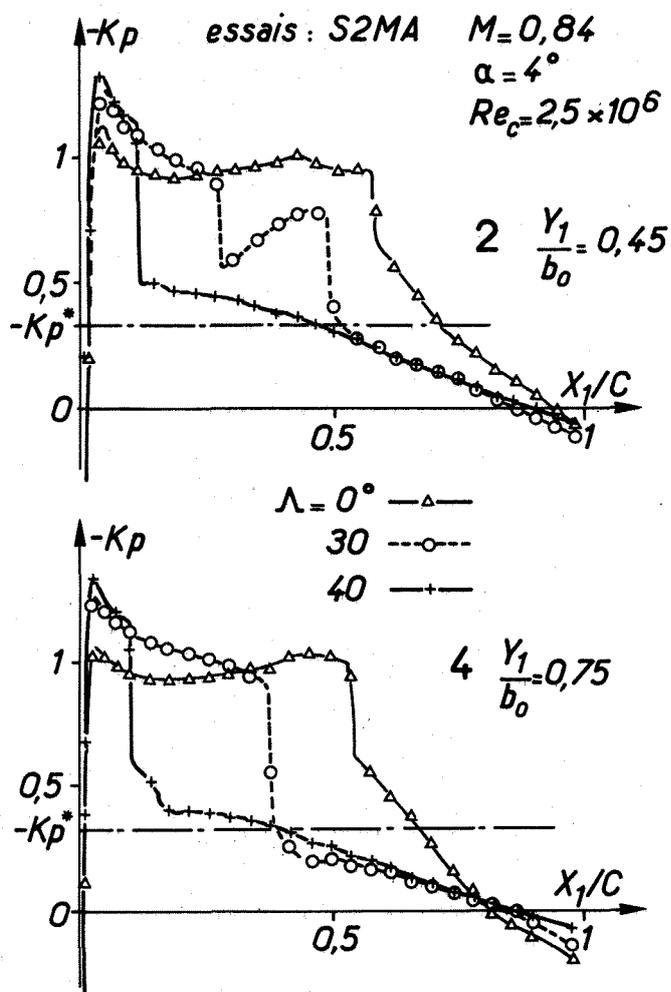


Fig. 15 - Répartitions de pression expérimentales.

L'examen de toutes les sections conduit à la représentation des chocs de la figure 16 mettant en évidence par exemple pour $\Lambda = 30^\circ$ une forme en lambda du système de choc qui s'étend, à $\alpha = 4^\circ$ jusqu'à la mi-envergure. Un système de choc semblable mais moins étendu apparaît pour la flèche $\Lambda = 40^\circ$ seulement à $\alpha = 6^\circ$.

A cette incidence on note surtout par rapport à $\alpha = 4^\circ$ le recul général des ondes de choc dont l'intensité a augmenté et avec elle la tendance aux décollements.

Lorsque, toujours à la flèche $\Lambda = 40^\circ$, l'incidence atteint une valeur de $\alpha = 8^\circ$ le système de choc à l'emplanture persiste au vu des répartitions de pression, figure 17, mais vers l'extrémité on observe une zone d'écoulement décollé et non organisé.

La figure 18 montre qu'une telle organisation du décollement commence à se dessiner en augmentant à la même incidence la flèche à $\Lambda = 60^\circ$.

On arrive finalement pour l'incidence $\alpha = 10^\circ$ à un écoulement tourbillonnaire cette fois bien établi, figure 19, qui est caractérisé par les valeurs élevées du coefficient de pression $K_{p_{min}}$, le lieu des minima de pression indiquant en première approximation l'axe du tourbillon en cornet maintenant formé.

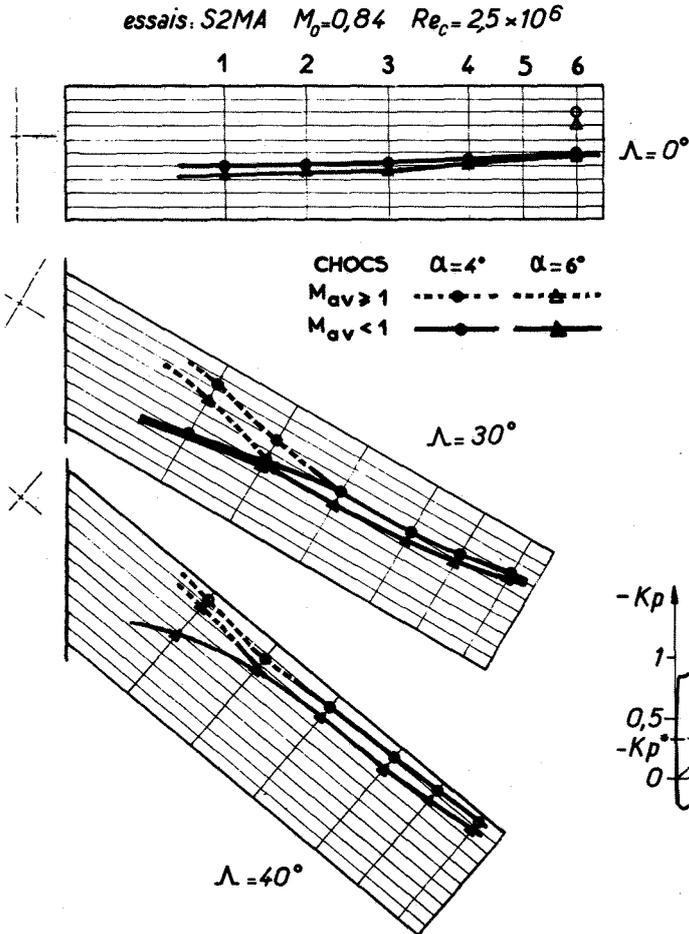


Fig. 16 - Positions des ondes de choc.

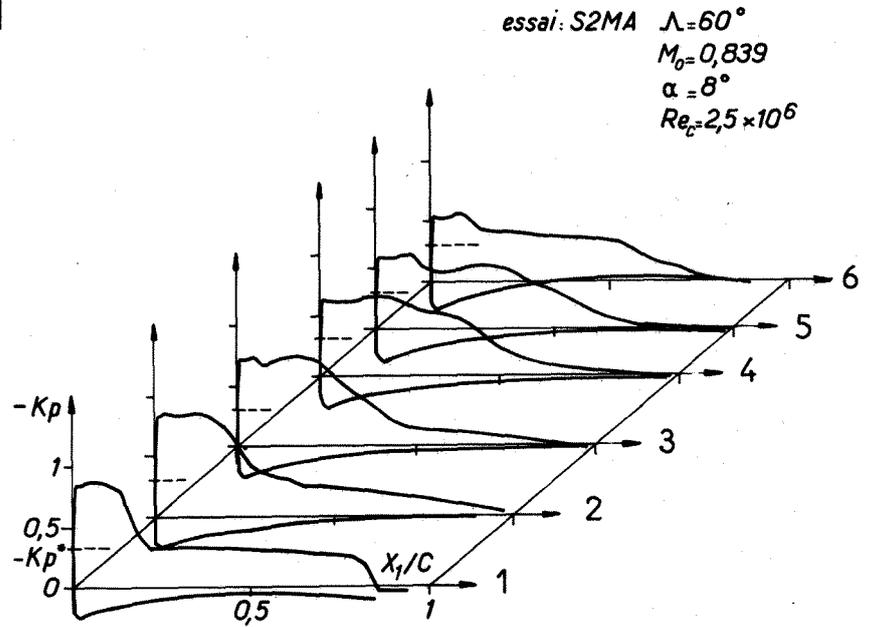


Fig. 18 - Evolution des décollements - Effet de flèche (2).

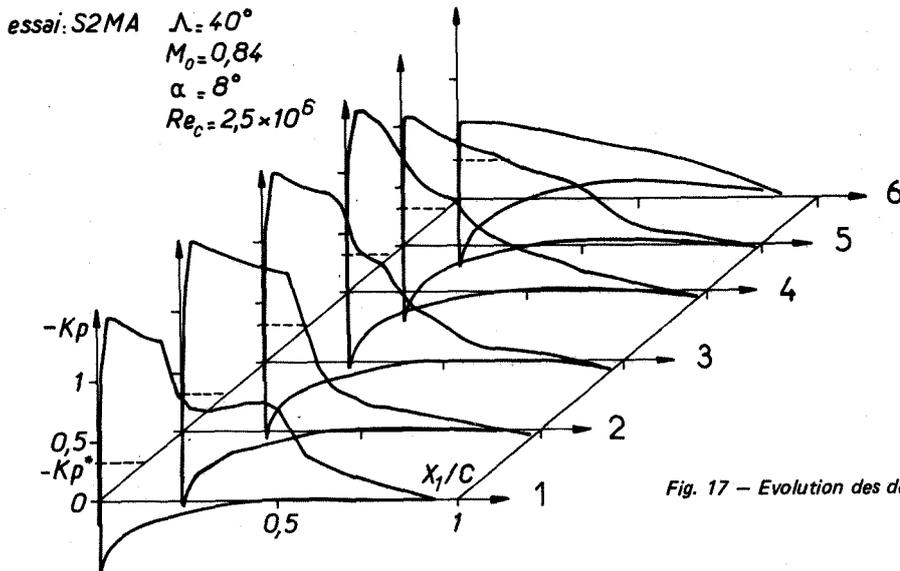


Fig. 17 - Evolution des décollements - Effet de flèche (1).

essai: S2MA $\Lambda = 60^\circ$
 $M_0 = 0,839$
 $\alpha = 10^\circ$
 $Re_c = 25 \times 10^6$

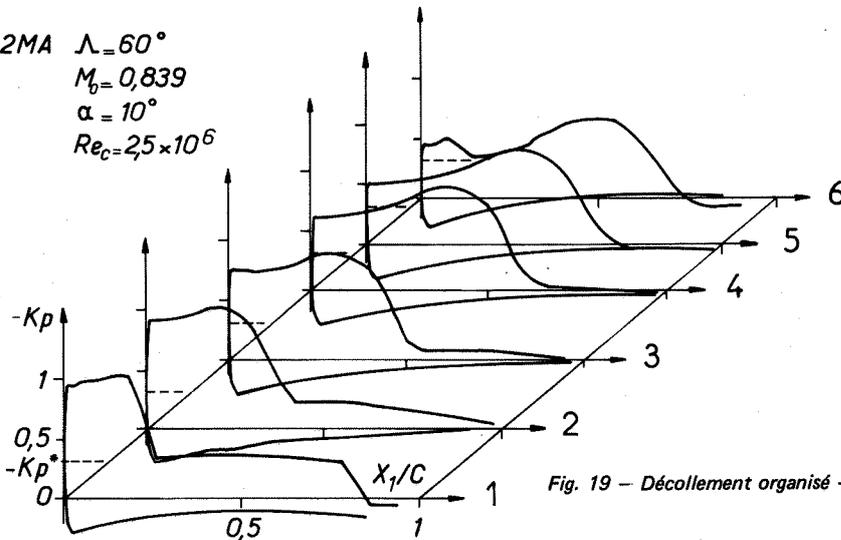


Fig. 19 - Décollement organisé - Ecoulement tourbillonnaire établi.

4.2 - Méthodes de calcul et discussion des résultats -

A l'échelle mondiale un effort important a été consacré, ces dernières années, à la mise au point de méthodes de calcul en fluide parfait pour les écoulements transsoniques tridimensionnels autour d'ailes. A l'ONERA le choix s'est porté sur des méthodes de relaxation en vue de la résolution de l'équation complète du potentiel [9] [10].

Dans un premier temps l'équation a été utilisée sous forme quasi-linéaire et discrétisée au moyen d'un schéma mixte [11]. Plus récemment l'équation a été écrite sous forme conservative, y compris dans l'expression de la viscosité artificielle [12]. Les schémas de discrétisation utilisés sont centrés et la méthode de résolution s'apparente à une méthode de factorisation approchée. Par ailleurs, en vertu d'un accord de coopération avec la Société DORNIER on dispose d'une troisième méthode de relaxation [13] [14], basée sur l'approche a priori plus restrictive que constitue l'équation des petites perturbations résolue à l'aide d'un schéma mixte.

L'application de toutes ces méthodes à l'aile à flèche variable qui est représentée avec une extrémité parallèle à l'implanture appelle quelques précisions quant au déroulement des calculs.

Dans le cas de la résolution de l'équation du potentiel complet, le calcul est abordé au moyen de la méthode non conservative dans un maillage grossier ($\approx 16\ 000$ points) avec un nombre N d'itérations variable selon le cas traité ($500 \leq N \leq 800$). Le potentiel est alors interpolé aux noeuds d'une grille fine ($\approx 65\ 000$ points) sur laquelle on fait converger le calcul par $40 \leq N \leq 80$ itérations supplémentaires. Dans le cas de la méthode conservative le maillage fin ne compte que $96 \times 32 \times 16 = 49\ 152$ points en raison de limitations en mémoire centrale de l'ordinateur utilisé. Cette procédure permet d'économiser un certain nombre de cycles en maillage fin représentant la part la plus importante de la dépense de calcul. La convergence est définie à partir de l'examen d'une part du résidu du calcul et d'autre part de l'évolution de la solution.

En ce qui concerne la résolution de l'équation

du potentiel de perturbation, le calcul s'effectue dans un maillage rectangulaire lié à la maquette qui ne subit aucune transformation au cours du calcul. De ce fait le maillage est adapté à chaque angle de flèche mais ne dépasse pas 55 000 points pour les mêmes raisons qui ont déjà été invoquées. Dans ce cas aussi l'obtention d'une solution convergée peut nécessiter un nombre d'itérations assez élevé ($400 \leq N \leq 600$).

Quelques résultats typiques de calculs effectués par ces différentes méthodes vont être présentés ci-après. Ils seront confrontés à des résultats expérimentaux pour lesquels il a été vérifié que les couches limites sur l'extrados et l'intrados de l'aile restent laminaires jusqu'au début des recompressions. Lorsque le gradient de la recompression est suffisamment fort, on observe la formation de petits bulbes de décollement laminaire. Ce phénomène apparaît plus précisément au bord d'attaque à faible incidence lorsque l'écoulement est subcritique ou encore au niveau de l'onde de choc, toujours à l'extrados, en cas d'écoulement supercritique.

Le premier exemple concerne l'aile placée à la flèche $\Lambda = 40^\circ$, au nombre de Mach $M_0 = 0,78$ et à l'incidence $\alpha = 2^\circ$. Exception faite d'une zone supersonique limitée à la région du bord d'attaque où se situe la pointe de survitesse, l'écoulement est quasiment subcritique et sans choc. La figure 20 illustre, pour la section 3, la comparaison entre l'expérience et les résultats de calcul après interpolation. Dans ce cas où toutefois les effets tridimensionnels restent faibles, on peut constater un très bon accord entre les répartitions de pression expérimentale et théorique relative à la solution de l'équation du potentiel complet. La solution due à la méthode de petites perturbations est également très correcte sauf à proximité immédiate du bord d'attaque, ce qui est un défaut classique des méthodes utilisant l'équation des petites perturbations.

Le résultat suivant, présenté figure 21 pour la même section, est relatif à une configuration franchement supercritique avec les paramètres $\Lambda = 0^\circ$, $M_0 = 0,84$ et $\alpha = 0^\circ$. C'est plus spécialement la prévision du choc et de son étalement dans les divers calculs qui suscite un commentaire. Comparant les résultats obtenus à partir de l'équation complète à l'aide des schémas

non conservatif et conservatif on ne note pas une différence très sensible dans la position des chocs calculés, l'étalement observé avec le schéma conservatif étant dû à un maillage trop peu dense dans la partie médiane du profil. Toutefois le saut de pression est assez bien prévu par cette méthode, comme d'ailleurs par la méthode des petites perturbations rendue également conservative au moyen d'un opérateur de choc. On remarque cependant que l'expérience indique une position de choc légèrement plus reculée que l'ensemble des calculs.

Fig. 20 — Répartitions de pression théorique et expérimentale - Cas subcritique.

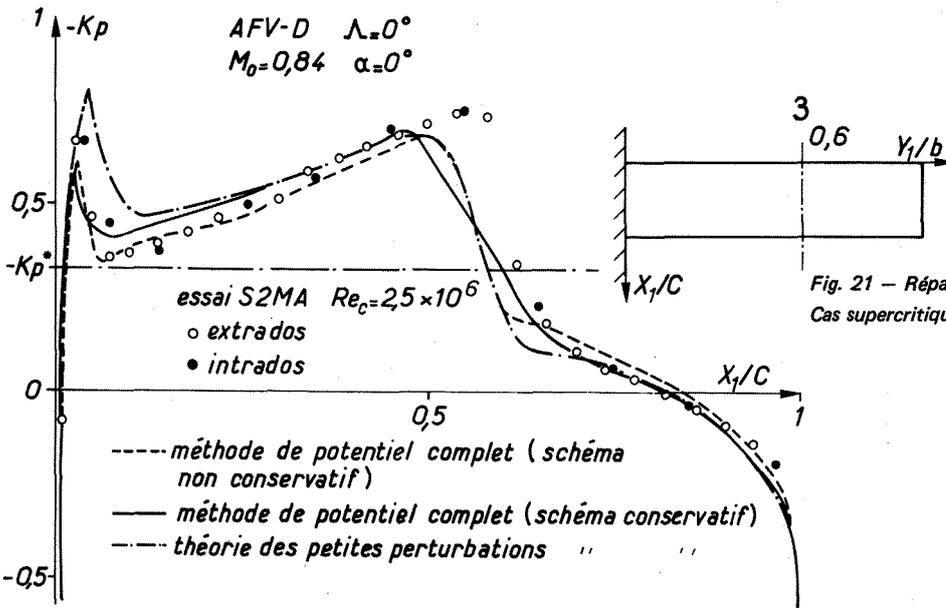
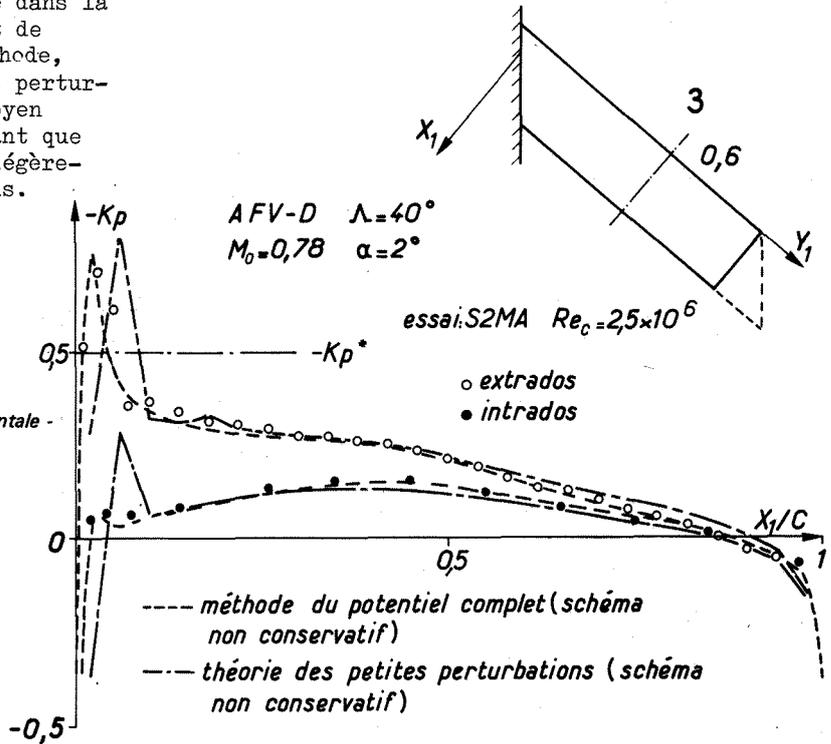


Fig. 21 — Répartitions de pression théorique et expérimentale - Cas supercritique (1).

Ceci reste encore vrai dans l'exemple suivant où l'aile est placée à une flèche $\Lambda = 30^\circ$, toujours au nombre de Mach $M_0 = 0,84$ mais à l'incidence $\alpha = 4^\circ$. Les figures 22 et 23 font apparaître nettement les progrès dus au schéma conservatif sans que toutefois l'accord avec l'expérience soit parfait. Ce cas est caractérisé par un système à deux chocs apparaissant sur l'extrados vers l'emplanture tandis que vers l'extrémité ne subsiste qu'un seul choc.

Cette fois-ci avec le schéma conservatif on obtient un meilleur accord avec l'expérience qu'avec le schéma non conservatif qui prévoit une position du choc beaucoup trop avancée. On remarque cependant que le niveau des coefficients de pression Kp dans la zone supersonique reste

insuffisant par rapport aux mesures. Malgré les apparences (figure 23) le calcul prévoit bien, vers l'emplanture, la réaccélération de l'écoulement en aval du premier choc mais elle n'atteint pas l'étendue observée expérimentalement.

Si aucun problème majeur n'est apparu lors de l'exécution des calculs qui viennent d'être présentés il convient de signaler une tentative visant le traitement d'un cas supercritique à plus forte flèche qui n'a pas encore donné de solution satisfaisante. Ce cas correspond à une configuration de l'aile à flèche $\Lambda = 40^\circ$, au nombre de Mach $M_0 = 0,92$ et à l'incidence $\alpha = 1,53^\circ$. La comparaison entre les résultats de calcul actuels et l'expérience font l'objet de

la figure 24. Par rapport à la répartition de pression expérimentale on remarque surtout l'absence d'une prévision satisfaisante du choc arrière par la méthode résolvant l'équation du potentiel complet et à un degré moindre, par celle de la théorie des petites perturbations.

Fig. 22 — Répartitions de pression théorique et expérimentale - Cas supercritique (2a).

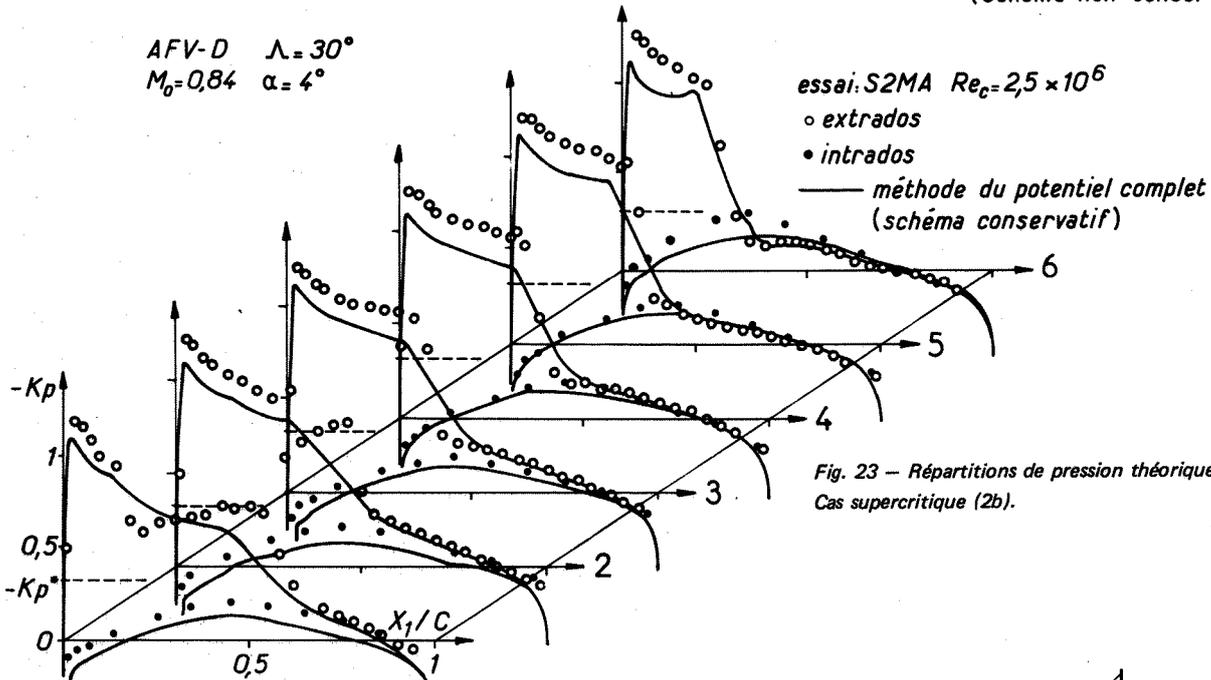
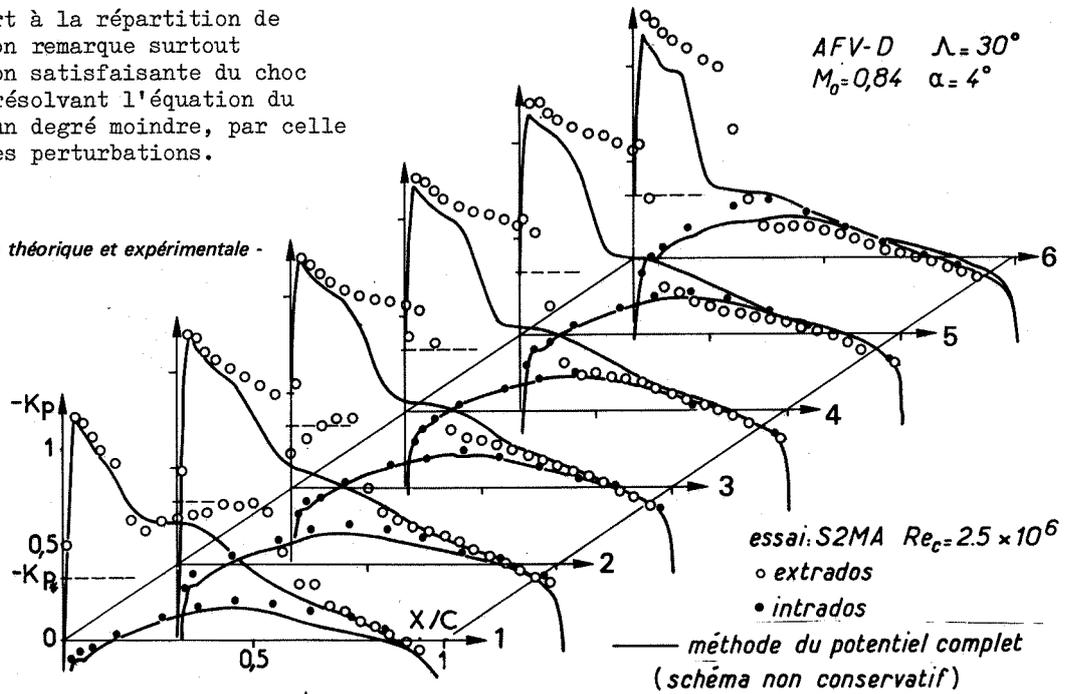
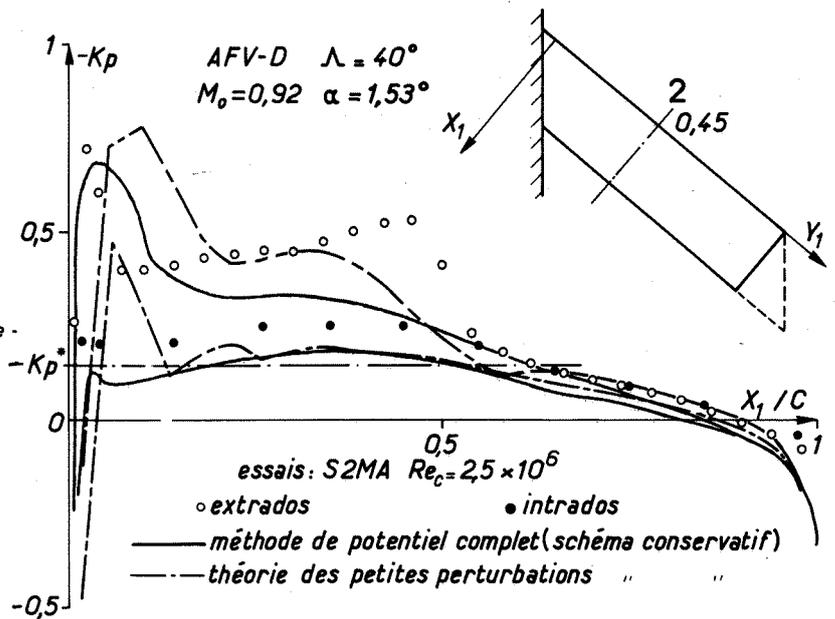


Fig. 23 — Répartitions de pression théorique et expérimentale - Cas supercritique (2b).

Fig. 24 — Répartitions de pression théorique et expérimentale - Cas supercritique (3).



5 - CONCLUSIONS -

Des essais effectués à l'ONERA dans différentes souffleries sub et transsoniques sur des maquettes d'une aile rectangulaire dont il est possible de faire varier la flèche jusqu'à $\Lambda = 60^\circ$ constituent la base expérimentale pour l'étude des écoulements tridimensionnels. Les résultats permettent l'analyse de l'organisation de l'écoulement en fonction de la flèche, de l'incidence et du nombre de Mach. Ils s'avèrent également très utiles pour la mise au point des méthodes de calcul.

Aux basses vitesses, et pour les écoulements non décollés, les prévisions par des méthodes de singularités classiques sont assez satisfaisantes. En revanche, l'effort doit porter sur le développement des méthodes de calcul permettant de prévoir les écoulements décollés qui, aux flèches élevées, s'organisent en formant un tourbillon en cornet. La méthode instationnaire présentée ici semble à cet égard prometteuse.

Dans le domaine transsonique, des progrès considérables ont été accomplis ces dernières années grâce au développement des méthodes de relaxation pour la résolution des équations du potentiel de perturbation ou du potentiel complet. Les limites exactes de leur emploi ne sont pas encore bien connues actuellement.

REFERENCES -

- [1] PIERRE M. - FASSO G.
The aerothermodynamic test center of Modane-Avrieux
ONERA - Technical Note n° 166E (1972)
- [2] HESS J.L. - SMITH A.M.O.
Calculation of non-lifting potential flow about arbitrary three-dimensional bodies
Douglas Aircraft Company, Report n° E.S. 40622 (1962)
- [3] RUBBERT P.E. and al.
A general method for determining the aerodynamic characteristics of fan-in-wing configurations
Volume I : Theory and application
The Boeing Company - Document AD 667 980 (1967)
- [4] COUSTEIX J.
Analyse théorique et moyens de prévision de la couche limite tridimensionnelle
Publication ONERA n° 157 (1974)

- [5] REHBACH C.
Calcul numérique d'écoulements tridimensionnels instationnaires avec nappes tourbillonnaires
Recherche Aérospatiale n° 1977-5, p. 289-298, (1977)
- [6] REHBACH C.
Numerical calculation of three-dimensional unsteady flows with vortex sheets
AIAA Paper n° 78-111 (1978)
- [7] REHBACH C.
Calcul instationnaire de nappes tourbillonnaires émises par des surfaces portantes fortement inclinées
"High Angle of Attack Aerodynamics"
AGARD-CP (à paraître)
- [8] MANIE F. - RAYNAL J.C.
Transonic measurements on the ONERA AFV-D variable sweep wing in the ONERA S2MA wind tunnel
AGARD-AR (à paraître)
- [9] CHATTOT J.J. - COULOMBEIX C. - TOME C.
Calculs d'écoulements transsoniques autour d'ailes
Recherche Aérospatiale, n° 1978-4 (à paraître)
- [10] CHATTOT J.J. - COULOMBEIX C. - MANIE F. - SCHMITT V.
Calculs d'écoulements transsoniques autour d'ailes
Communication présentée au Symposium sur les "Configurations Transsoniques" de la DGLR à Bad Harzburg (RFA), juin 1978
- [11] MURMAN E.M. - COLE J.D.
Calculation of plane steady transonic flows
AIAA Journal, vol. 9, n° 1, p. 114-121 (1971)
- [12] JAMESON A.
Transonic flow calculations
AGARD-LS 87 (1976)
- [13] SCHMIDT W. - VANINO R.
The analysis of arbitrary wingbody combinations in transonic flow using a relaxation method
Symposium Transsonicum II, Göttingen (1975)
- [14] SCHMIDT W.
Progress in transonic flow computations - Analysis and design methods for three-dimensional flows
AGARD-LS 87 (1976)
- [15] REBUFFET P.
Aérodynamique expérimentale
Tome 2 - Dunod, Paris, (1966)