

ÉTUDE THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE D'UNE GRILLE D'AUBES SUPERSONIQUE ANNULAIRE MOBILE

par Jean PAULON et Jean-Pierre VEUILLOT

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

RÉSUMÉ

L'étude de l'écoulement dans les grilles d'aubes mobiles supersoniques pour diverses valeurs de la contre-pression, c'est-à-dire en régime amorcé ou en régime mixte, est effectuée à l'aide d'une méthode de calcul de type instationnaire.

L'expérimentation de ces grilles sur boucle à fréon a permis d'obtenir les répartitions de pression dans les canaux interaubes et de les comparer aux résultats du calcul numérique.

THEORETICAL AND EXPERIMENTAL STUDY OF A SUPERSONIC, ANNULAR, MOBILE CASCADE

SUMMARY

The study of the flow in supersonic mobile cascades for various values of counterpressure, i.e. in started regime or in mixed regime, is carried out by a calculation method of unsteady type.

Experiments on these cascades in the ONERA freon loop test set-up yielded pressure distributions in the interblade channels, that were compared to numerical calculation results.

1 - INTRODUCTION

L'effet des ondes de choc dans un compresseur axial supersonique ou transsonique est double :

- elles assurent d'une part l'accroissement rapide de pression statique, ce qui permet d'obtenir des taux de compression élevés dans un compresseur très compact ;
- elles induisent d'autre part des décollements de couche limite à leur point d'impact avec les parois voisines : extradados des aubes ou carter externe.

Ces ondes de choc et les décollements qui leur sont associés sont d'autant plus intenses que la contrepression est plus élevée. Ainsi dans le cas d'une faible contrepression l'écoulement dans les canaux interaubes, supersonique à l'entrée, s'accroît progressivement et l'on peut parfois obtenir un canal complètement amorcé jusqu'au plan de sortie. Ce type de fonctionnement sur lequel est basé le compresseur supersonique à action ou à impulsion [1] se prête spécialement bien au calcul numérique de l'écoulement au moyen d'une méthode de caractéristiques.

C'est pourquoi dans cette note, présentons-nous une comparaison de relevés expérimentaux de configurations d'ondes et de pressions obtenus dans ce régime amorcé aux résultats de ce calcul simple aussi bien qu'à ceux d'un calcul utilisant une méthode pseudo instationnaire.

En effet, cette dernière méthode est la seule qui s'applique encore lorsque, la contrepression augmentant, une onde de choc pénètre dans le canal interaubes et que l'écoulement devient mixte en aval de cette onde de choc. Cette dernière ne crée généralement qu'un épaissement du sillage et on peut s'attendre à une bonne confrontation entre relevés expérimentaux et résultats du calcul.

Il n'en est plus de même lorsque, la contrepression croissant, des décollements intenses apparaissent sur l'extrados des aubes. Le calcul, effectué en fluide parfait, ne tient pas compte de ces décollements et le but de la comparaison théorie-expérience est de rechercher et de déterminer la limite de validité de ces calculs et d'évaluer les corrections à introduire pour les fonctionnements à contrepression élevée.

2 - MONTAGE EXPÉRIMENTAL

Le dispositif expérimental utilisé [2] est une grille d'aubes annulaire mobile à grand rapport de moyeu (0,957) dont les aubes, non vrillées, représentent une coupe de tête de compresseur supersonique. Le tableau I donne les principales caractéristiques de l'installation qui fonctionne en circuit fermé et en continu dans du fréon 114 de façon à obtenir des nombres de Mach élevés avec une faible puissance.

TABLEAU I

Caractéristiques de la grille annulaire mobile

Débit	$\dot{m} = 1 \text{ kg/s}$
Pression génératrice	$P_{i_0} = 0,1 \text{ à } 0,2 \text{ bar}$
Température génératrice	$T_{i_0} = 320^\circ\text{K}$
Rapport des chaleurs spécifiques	$\gamma = 1,08$
Diamètre extérieur	$D_e = 465 \text{ mm}$
Diamètre intérieur	$D_i = 445 \text{ mm}$
Vitesse de rotation	$N \leq 1200 \text{ t/mn}$
Nombre de Mach relatif	$M_R \leq 2,5$
Nombre de Reynolds	$Re \sim 10^6$
Nombre d'aubes	46
Corde	$C = 57 \text{ mm}$
Puissance électrique	$P = 40 \text{ kW}$

La figure 1 montre une vue de l'installation tandis que la figure 2 présente une coupe longitudinale au niveau de la roue mobile. Sur cette coupe on note tout d'abord un hublot à travers lequel une visualisation strioscopique de l'écoulement peut être effectuée. Cette visualisation par réflexion sur le moyeu poli de la grille [3] a nécessité d'implanter quelques aubes par électro-érosion de façon à polir parfaitement les canaux interaubes et à définir exactement le contour des profils. Du point de vue strioscopie, un laser permet la synchronisation entre le passage des canaux polis devant le hublot et la prise de vues. Cette dernière pouvant être photographique, cinématographique ou une visualisation en direct sur écran de télévision avec évidemment la possibilité d'un enregistrement sur magnétoscope.

Sur cette même figure 2, une rangée de prises de pression, disposées longitudinalement sur le carter externe, permet la mesure de la pression

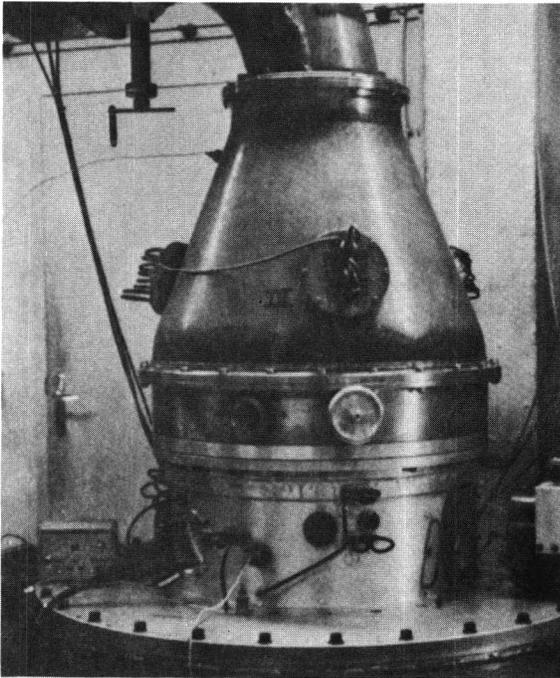


Fig. 1 - Vue de l'installation (veine d'expérience).

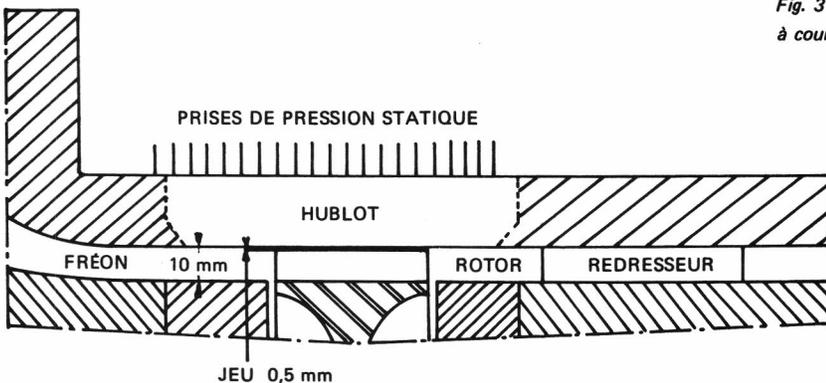


Fig. 2 - Coupe longitudinale de la veine d'essais

moyenne \bar{p} au niveau du rotor. Parallèlement, des capteurs piézoélectriques miniatures à court temps de réponse, disposés selon le schéma de la figure 3 permettent la mesure des fluctuations de pression Δp autour de la valeur moyenne \bar{p} [4]. Ces fluctuations de pression sont mesurées environ 1000 fois au droit du même canal interaubes puis moyennées.

D'où la valeur de la pression locale instantanée

$$p = \bar{p} + \Delta p$$

Un programme de calcul permet cette opération, effectuée pour chaque capteur, sur 100 points régulièrement répartis sur un pas.

On en déduit un champ d'isobares pariétales que l'on peut comparer aux résultats de la visualisation strioscopique et à ceux de calculs théoriques.

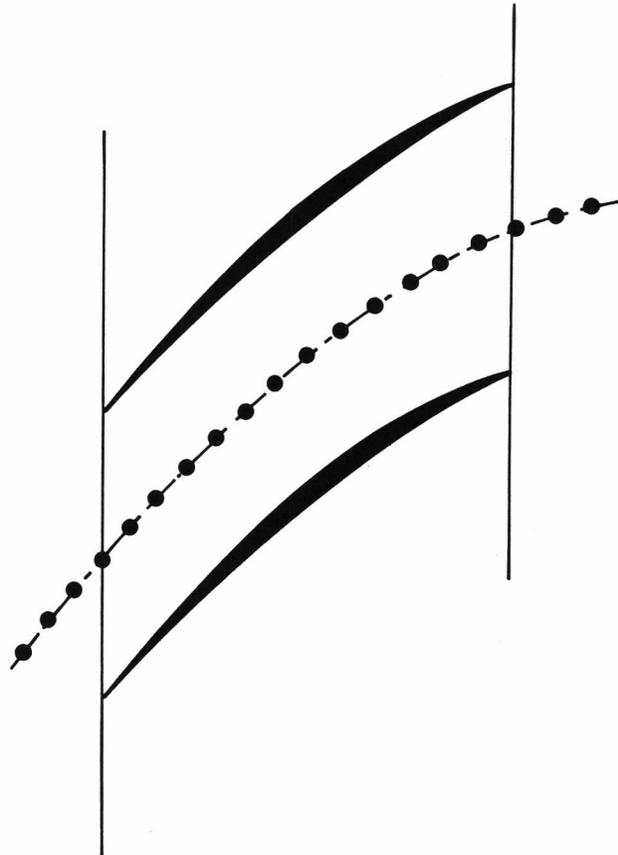


Fig. 3 - Schéma d'implantation des capteurs à court temps de réponse.

3 - METHODE DE CALCUL NUMERIQUE

3.1 - Principe, equations et conditions aux limites

Les diverses configurations d'écoulements étudiées pouvant présenter des ondes de choc de forte intensité notamment pour des valeurs élevées de la contre-pression, la méthode utilisée pour le calcul numérique de l'écoulement est de type instationnaire ; l'emploi de méthodes plus rapides telles que les méthodes de relaxation est actuellement limité aux écoulements irrotationnels, c'est-à-dire, dans la pratique, ne présentant que des ondes de choc de faible intensité. Rappelons que le principe des méthodes stationnaires consiste à obtenir l'écoulement stationnaire comme limite, pour des temps grands, de la solution des équations d'Euler instationnaires qui, étant de type hyperbolique dans tout le champ de l'écoulement quel que soit le nombre de Mach local, sont discrétisées par un schéma unique dans tout le domaine de calcul.

Dans le cadre de l'approximation de fluide parfait et pour un écoulement bidimensionnel, on intègre le système d'équations suivant :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{F}(\bar{u})}{\partial x} + \frac{\partial \bar{G}(\bar{u})}{\partial y} = \bar{0} \quad (1)$$

où les vecteurs \bar{u} , \bar{F} et \bar{G} ont pour composantes :

$$\bar{u} \begin{cases} \rho \\ \rho u \\ \rho v \end{cases}, \quad \bar{F} \begin{cases} \rho u \\ \rho + \rho u^2 \\ \rho uv \end{cases} \quad \text{et} \quad \bar{G} \begin{cases} \rho v \\ \rho uv \\ \rho + \rho v^2 \end{cases}$$

où ρ , ρ , u et v désignent respectivement la masse volumique du fluide, sa pression statique et les composantes de la vitesse (V) dans le système d'axes cartésiens (Ox , Oy).

Dans le but de réduire les temps de calcul l'équation de l'énergie n'est pas utilisée, le calcul de la pression est alors effectué à partir de l'équation de Bernouilli stationnaire :

$$H_i = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{\rho}{\rho} + \frac{1}{2} \bar{V}^2 \quad (2)$$

Admettant que l'enthalpie totale H_i est constante, cette simplification est en effet consistante dans le cas d'un écoulement stationnaire de fluide parfait dont l'enthalpie totale est uniforme à l'infini amont. On notera que cette simplification a pour effet de modifier la géométrie du cône caractéristique déduit du système instationnaire (1).

La formulation de conditions initiales et de conditions aux limites permettant d'assurer l'existence et l'unicité de la solution du système (1) constitue un problème mathématique d'une grande difficulté. Certains résultats peuvent toutefois être énoncés en considérant le caractère hyperbolique du système (1).

Conditions initiales

A l'instant $t = 0$, les composantes du vecteur

\bar{u} sont données arbitrairement dans tout le champ de l'écoulement.

Conditions aux limites

- a) - condition de glissement du fluide parfait sur la surface des aubes ;
- b) - condition de périodicité en amont et en aval du canal interaubes: la solution stationnaire étant périodique, de période égale au pas h de la grille, cette condition sera imposée durant le régime transitoire, soit :

$$\bar{u}(x, y, t) = \bar{u}(x, y+h, t)$$

- c) - condition de Kutta-Joukowski au bord de fuite des aubes si l'écoulement y est subsonique : on impose à l'écoulement confluent d'avoir la direction de la bissectrice du dièdre formé par le bord de fuite ;
- d) - conditions amont et aval à grande distance de la grille. Le domaine de calcul qui, théoriquement, s'étend de l'infini amont à l'infini aval est, pratiquement, limité par deux plans perpendiculaires à l'axe (Ox) de la machine situés à distances finies mais suffisamment loin de la grille (Fig. 4).

Sur la frontière amont où nous admettrons que l'écoulement est uniforme dans la direction transversale (Oy), la pression génératrice, la température génératrice et le nombre de Mach (M_R) sont imposés. Le nombre de Mach axial étant inférieur à l'unité, la direction de la vitesse qui détermine alors le débit passant dans la grille n'est pas fixée mais résulte du calcul ce qui est consistant avec la notion "d'incidence unique".

Sur la frontière aval où nous admettrons que l'écoulement est isobare mais non nécessairement uniforme puisqu'il peut subsister des gradients transversaux d'entropie en particulier dans le cas où des chocs intenses existent dans le canal interaubes, la pression statique est fixée par la donnée du rapport de pression statique de la grille ($\bar{w}_s \text{ th}$).

3.2 - Schéma numérique

L'intégration numérique du système instationnaire (1) est effectuée par une méthode de différences finies utilisant un schéma explicite, de type prédicteur correcteur, analogue à celui mis en oeuvre par McCormack dans [5] et dont les propriétés dissipatives permettent, par une méthode de "shock capturing", la détermination des ondes de choc dont la localisation n'est pas connue a priori. On notera que les résultats numériques obtenus font apparaître un certain étalement des ondes de choc provenant du fait que dans les méthodes de "shock capturing", les ondes de choc ne sont pas traitées comme de véritables discontinuités comme cela est fait dans les méthodes de "shock fitting" au prix d'une complexité accrue des programmes de calcul.

La formulation des schémas aux différences finies se trouvant notablement simplifiée notamment en ce qui concerne le traitement des conditions aux limites lorsqu'on dispose d'un maillage rectangulaire et de frontières parallèles aux axes de coordonnées, le domaine d'intégration du plan physique (Ox , Oy) (Fig. 4) est transformé en un domaine rectangulaire du plan de calcul (Ox , OY).

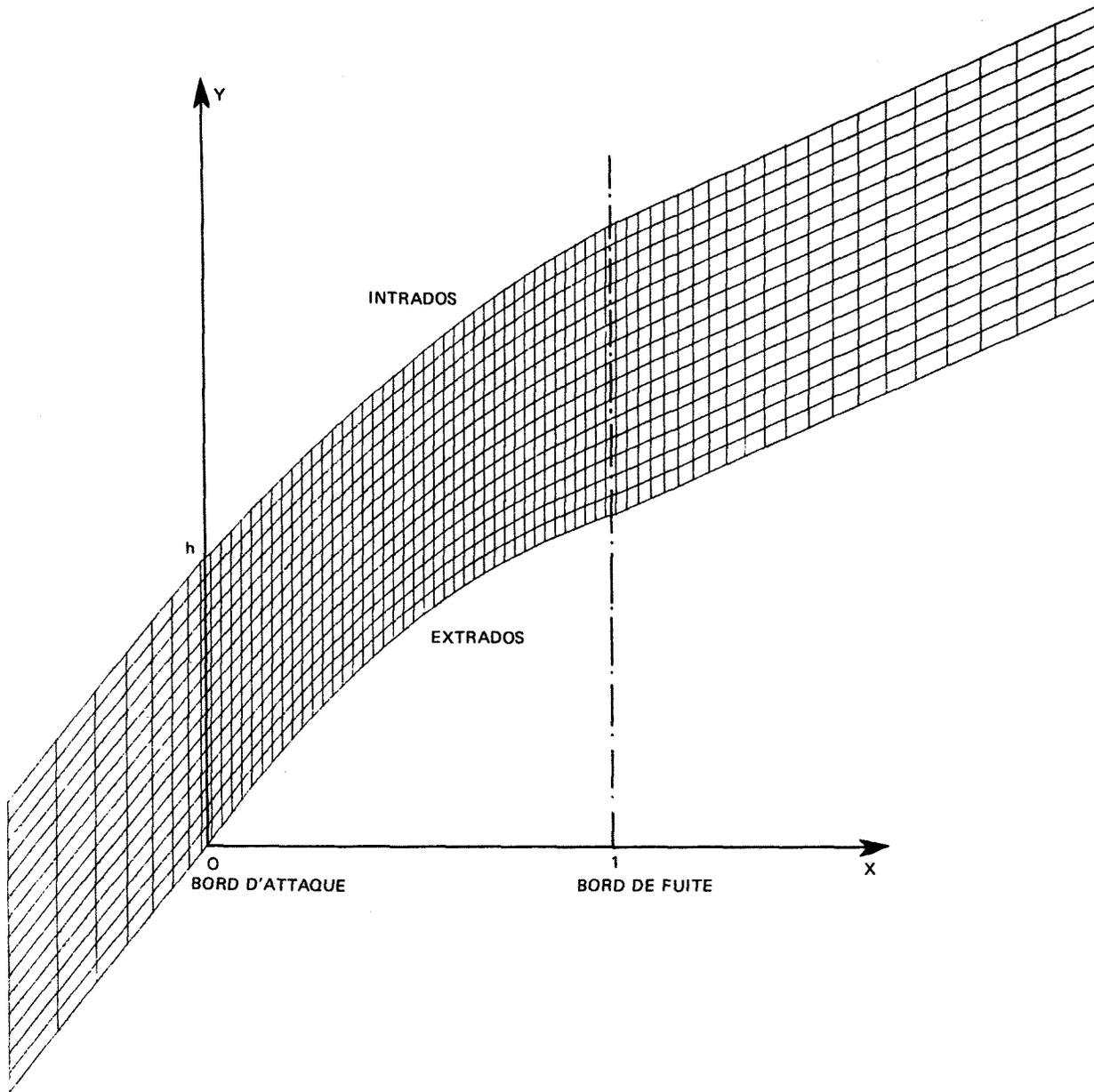


Fig. 4 - Définition du domaine de calcul et du maillage.

Par application de la transformation ponctuelle définie par :

$$x = x(X, Y) \quad , \quad y = y(X, Y)$$

l'équation vectorielle (1) est mise sous la forme conservative suivante :

$$\mathbf{J} \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial y}{\partial y} \cdot \bar{F} - \frac{\partial x}{\partial y} \cdot \bar{G} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial x}{\partial x} \cdot \bar{G} - \frac{\partial y}{\partial x} \cdot \bar{F} \right) = 0 \quad (3)$$

où \mathbf{J} désigne le Jacobien de la transformation. Le lecteur trouvera dans la référence [6] la description de la transformation utilisée pour le calcul de l'écoulement dans une grille d'aubes.

Le schéma de MacCormack utilisé pour la discrétisation de l'équation (2) est maintenant classique. Rappelons que pour chaque itération dans le

temps, il comporte, tout d'abord, le calcul d'un prédicteur en chaque point du domaine de calcul en utilisant par exemple des différences avancées pour approcher les dérivées d'espace. Les résultats ainsi obtenus sont ensuite corrigés en utilisant, cette fois, des différences retardées pour approcher les dérivées d'espace. Les points situés sur la frontière du domaine de calcul font l'objet d'un traitement particulier de façon à satisfaire aux conditions aux limites évoquées au paragraphe 3.1 et dont on trouvera les détails dans [6].

Le schéma ainsi limité à ces deux premières étapes est précis au second ordre et conditionnellement stable. L'expérience a montré que la condition de stabilité déterminée par la règle de Courant-Friedrichs-Lewy est bien souvent insuffisante pour assurer le bon déroulement des calculs, des oscillations parasites apparaissant notamment dans les régions à forts gradients.

L'amortissement de ces oscillations est réalisé par l'adjonction à chaque équation scalaire du système (2) d'un terme non linéaire, de nature dissipative, de la forme :

$$\begin{aligned} \varepsilon_x \cdot \frac{\Delta x^3}{\Delta t} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left(\left| \frac{\partial u_i}{\partial x} \right| \cdot \frac{\partial u_i}{\partial x} \right) \\ + \varepsilon_y \cdot \frac{\Delta y^3}{\Delta t} \cdot \frac{\partial}{\partial y} \left(\left| \frac{\partial u_i}{\partial y} \right| \cdot \frac{\partial u_i}{\partial y} \right) \quad (i=1,2,3) \end{aligned} \quad (4)$$

où ε_x et ε_y sont des coefficients déterminés empiriquement.

Notons, enfin, qu'à la différence de la méthode exposée dans [6], les présents calculs ont été menés en utilisant les équations sous la forme strictement conservative (2), les dérivées partielles de la transformation ponctuelle étant évaluées numériquement par des différences avancées à l'étape du prédicteur et par des différences retardées à l'étape du correcteur. Cette modification se traduit par une amélioration de la répartition d'entropie calculée sur la surface des aubes et qui ne subit de variation notable qu'à la traversée des ondes de choc.

Tous les calculs dont les résultats sont présentés et discutés au paragraphe suivant ont été réalisés avec un maillage (Fig. 4) comprenant 1120 points de calcul répartis de la façon suivante : 8 x 16 points dans la région amont, 40 x 16 points dans le canal interaubes et 22 x 16 points dans la région aval.

Le temps de calcul nécessaire pour accomplir une itération dans le temps est de 1,8 seconde (CPU) sur ordinateur CII/IRIS 80.

La convergence vers la solution stationnaire est jugée satisfaisante après environ 1000 itérations, les valeurs maxima des dérivées dans le temps des composantes du vecteur \underline{u} sont alors de l'ordre de $5 \cdot 10^{-3}$ - les valeurs quadratiques moyennes de ces mêmes dérivées étant inférieures à $5 \cdot 10^{-5}$. La valeur des coefficients de dissipation numérique (ε_x , ε_y) figurant dans l'expression (4) est fixée à 0.7.

4 - COMPARAISON THÉORIE-EXPÉRIENCE

Afin d'obtenir la comparaison la plus large possible entre la théorie et l'expérience, les calculs et les mesures correspondantes ont été effectués pour diverses vitesses de rotation du rotor, c'est-à-dire pour plusieurs valeurs du nombre de Mach relatif M_R et pour diverses valeurs de la contrepression, c'est-à-dire pour des régimes de fonctionnement pour lesquels l'écoulement est entièrement supersonique dans les canaux interaubes et pour des régimes mixtes pour lesquels une onde de choc de recompression apparaît dans ces canaux.

4.1 - Comparaison en régime amorcé

La figure 5a montre, sous forme de lignes isobares, le champ d'écoulement obtenu à partir de la méthode de calcul présentée au n° 3 ; on observe la présence de la branche interne du choc de bord d'attaque caractérisé par un infléchissement assez

étalé des lignes isobares sensiblement parallèles au front de grille de part et d'autre de ce choc dans la première moitié des canaux interaubes. Cet infléchissement s'atténue progressivement au fur et à mesure que l'on avance dans un canal et vers le bord de fuite, où les isobares présentent une inclinaison voisine de quarante cinq degrés. Il faut aussi noter, au voisinage du bord de fuite à l'extrados comme à l'intrados, la fermeture de certaines lignes isobares, fermeture indispensable pour tenir compte de la périodicité entre les canaux interaubes successifs. Au point de vue niveau de pression, celle-ci décroît de l'amont vers l'aval, l'écoulement s'accélégrant dans ces canaux divergents.

Une comparaison de ce calcul d'écoulement en régime amorcé peut être effectuée avec le résultat d'une autre méthode théorique basée sur les caractéristiques [7] [8]. Bien que mince, le bord d'attaque des aubes est néanmoins arrondi et de ce fait le champ d'écoulement ne peut être complètement analysé théoriquement. Cependant, un calcul est possible en prenant comme base de départ la caractéristique partant d'un point situé sur l'extrados d'une aube pour atteindre le point le plus voisin possible du bord d'attaque de l'aube suivante avec comme conditions en A :

- a) - la vitesse est parallèle à la surface ;
- b) - le nombre de Mach est déterminé expérimentalement à partir des mesures pariétales lorsque les orifices des capteurs sont tangents à l'extrados de l'aube en ce point.

La figure 5b montre le champ d'écoulement correspondant et l'on note un excellent accord avec le résultat voisin du calcul instationnaire en dehors de la zone d'étalement de la branche interne du choc de bord d'attaque.

Dans l'optique de la méthode des caractéristiques ce choc se traduit par une discontinuité brutale alors que dans le cas du calcul instationnaire le passage de l'amont du choc à l'aval s'effectue progressivement à travers une zone assez étalée. Il est à noter que l'étalement des ondes de choc peut être réduit par l'utilisation, dans les méthodes de "shock capturing", d'un sous maillage au voisinage des chocs et ce au prix d'un accroissement de la durée des calculs, ou bien encore par l'utilisation d'une méthode de "mesh fitting" mettant en oeuvre une transformation du domaine physique de telle sorte que l'onde de choc soit sensiblement parallèle à une ligne coordonnée.

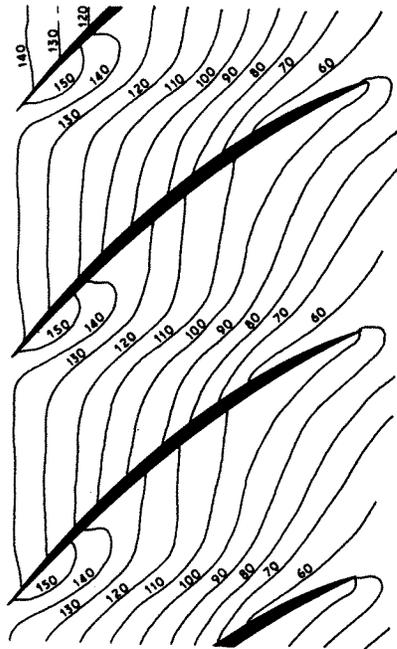
Il faut enfin remarquer que certaines lignes isobares de cette figure 5b ne se referment plus au voisinage du bord de fuite des aubes, mais cela provient simplement du fait que ce calcul basé sur la méthode des caractéristiques est un calcul d'écoulement entre parois et ne tient pas compte de la périodicité.

Pour ce régime amorcé auquel correspond un nombre de Mach relatif $M_R = 1,48$ et un rapport de pression statique \overline{w}_s entre la sortie et l'entrée inférieur à l'unité, l'étude expérimentale n'a pu être complètement effectuée car la présence d'un redresseur en aval de la roue mobile crée une contrepression qui empêche l'amorçage complet des canaux interaubes et se traduit par la présence

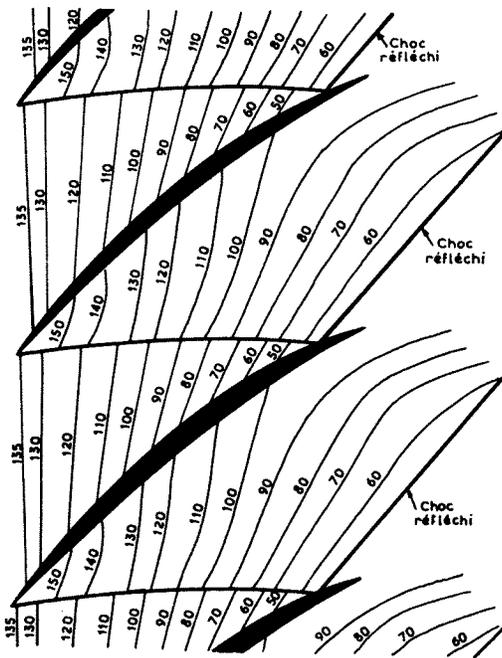
d'un choc de recompression au voisinage du plan de sortie des canaux interaubes.

Une comparaison peut néanmoins être effectuée entre les répartitions de pression à l'extrados et à l'intrados, calculées par l'une et l'autre méthode.

Les résultats correspondants sont présentés sur la figure 5c et on note un bon accord entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus par les deux méthodes de calcul.



a



b

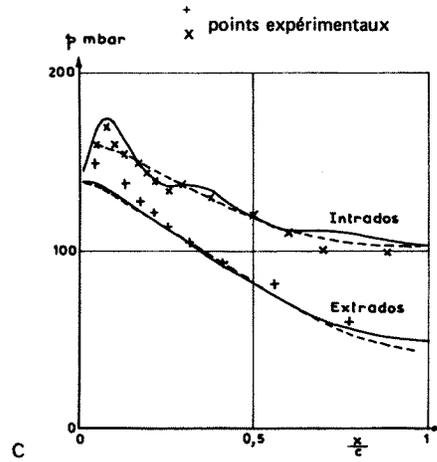


Fig. 5 - Comparaison, en régime amorcé, de deux méthodes de calcul et confrontation avec l'expérience.

— calcul pseudo-stationnaire - - - calcul caractéristique

- a) Champ d'isobares déduit du calcul instationnaire
- b) Champ d'isobares déduit du calcul (méthode des caractéristiques)
- c) Répartitions de pression mesurées et calculées.

$$M_R = 1,48 \quad \bar{\omega}_s < 1$$

4.2 - Comparaison en régime mixte

La première comparaison a été effectuée pour un régime de fonctionnement identique au précédent quant à la vitesse de rotation ($M_R = 1,48$) mais différent quant à la contrepression aval et se traduisant par un taux de pression statique à la traversée du rotor $\bar{\omega}_s > 1$. Précisons que pour tous les régimes mixtes calculés, le taux de pression statique théorique $\bar{\omega}_s \text{ th}$ a été choisi de façon que la position du choc de recompression calculée soit identique à celle du choc visualisé. Ce qui se traduit par :

$$\bar{\omega}_s \text{ th} > \bar{\omega}_s \text{ exp.}$$

cette différence étant due aux phénomènes d'interaction choc-couche limite aussi bien sur les aubes qu'au niveau du carter externe.

La figure 6 présente la confrontation théorie expérience sous trois aspects :

- 6a) - visualisation strioscopique de l'écoulement ;
- 6b) - champ d'isobares déduit des mesures pariétales ;
- 6c) - champ d'isobares déduit du calcul instationnaire.

On note tout d'abord un bon recouplement entre la visualisation et les mesures pariétales qui sont donc bien, tout au moins dans ce cas, un reflet fidèle de l'écoulement au sein du rotor.

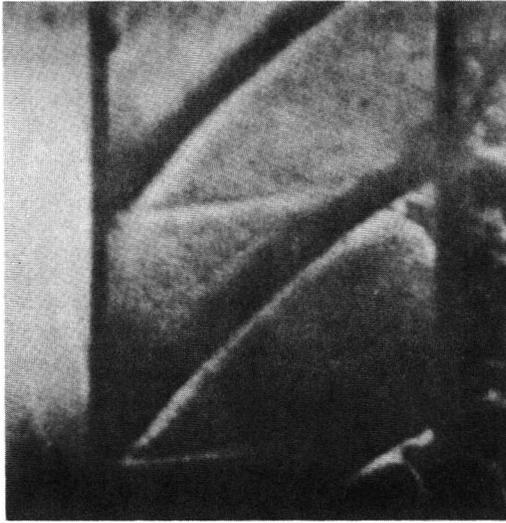


Fig. 6a - Visualisation strioscopique.

Si maintenant on compare le champ d'isobares mesuré (fig. 6b) à celui calculé (fig. 6c) l'allure générale est sensiblement la même en amont du choc avec des niveaux de pression assez voisins. La position de ce choc est assez bien représentée pour un taux de compression théorique $\bar{\omega}_s th. = 1,65$ alors qu'expérimentalement $\bar{\omega}_s exp. = 1,13$.

Une seconde confrontation a été effectuée à vitesse de rotation plus faible ($M_R = 1,30$) et taux de compression ($\bar{\omega}_s th. = 1,60$) pour lequel le choc de recompression se trouve assez en aval mais entièrement dans le canal interaubes.

La comparaison entre la visualisation strioscopique (fig. 7a) et le champ d'isobares déduit des mesures à la paroi (fig. 7b) est toujours bonne. On retrouve bien les divers chocs visualisés ainsi d'ailleurs que le pied en lambda du choc de recompression au niveau de l'extrados et près du bord de fuite. Quant à la confrontation des champs d'isobares mesuré (fig. 7b) et calculé (fig. 7c) on retrouve aussi une allure générale voisine, la branche interne du choc de bord d'attaque étant toutefois moins marquée par le calcul. La position du choc de recompression est bien représentée au niveau de l'intrados mais le calcul ne fait évidemment pas apparaître le pied en lambda avec le décollement qui lui est associé. Quant au taux de compression choisi pour le calcul ($\bar{\omega}_s th. = 1,60$) il est à nouveau plus élevé que celui mesuré à la paroi externe à la traversée du rotor ($\bar{\omega}_s exp. = 1,24$).

La comparaison suivante a été effectuée pour la même vitesse de rotation que précédemment ($M_R = 1,30$) mais pour un taux de compression plus élevé ($\bar{\omega}_s th. = 1,90$) et cette fois le choc de recompression se trouve sensiblement à mi-canal.

On observe toujours un bon accord entre le cliché strioscopique (fig. 8a) et la cartographie des isobares déduites des mesures (fig. 8b) mais la comparaison de cette dernière avec le champ d'isobares déduit du calcul instationnaire (fig. 8c) devient moins bonne. Certes les niveaux de pression dans la première moitié du canal sont du même ordre de grandeur mais la mesure met plus nettement en évidence la branche interne du choc de bord d'attaque que ne le fait le calcul. A l'impact de ce choc sur l'extrados de l'aube voisine, un important décollement prend naissance dont l'amplitude croît pour atteindre plus de la moitié de la hauteur du canal dans le plan de sortie. Ce décollement interfère avec le choc de recompression que le calcul permet de situer correctement au niveau de l'intrados mais ne peut évidemment représenter entièrement. Quant au taux de compression utilisé pour le calcul ($\bar{\omega}_s th. = 1,90$) il est bien sûr très différent de celui mesuré ($\bar{\omega}_s exp. = 1,44$), le décollement modifiant complètement l'écoulement dans les canaux interaubes.

Pour achever de couvrir un large domaine de fonctionnement, un dernier essai a été effectué en transsonique ($M_R = 1,08$) et pour une contrepression relativement importante ($\bar{\omega}_s th. = 1,50$). Dans ce cas le choc de recompression se trouve sensiblement à mi-canal et à l'origine d'un léger décollement d'extrados (fig. 9a).

Fig. 6b - Champ d'isobares déduit des mesures à la paroi.

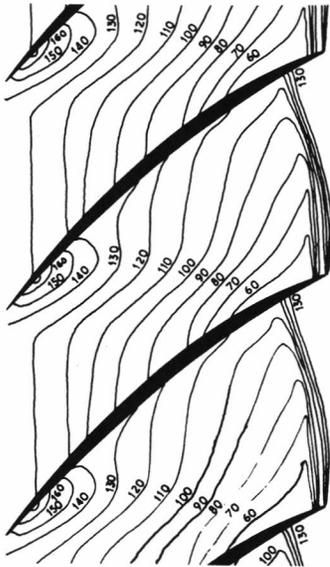


Fig. 6c - Champ d'isobares déduit du calcul instationnaire.

Fig. 6 - Comparaison théorie-expérience. $M_R = 1,48$ $\bar{\omega}_{sth} = 1,65$

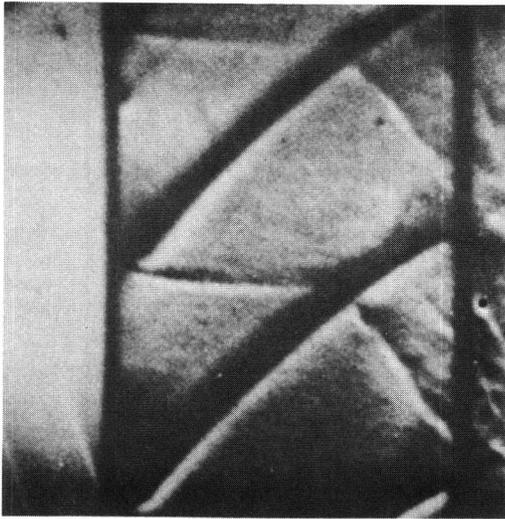


Fig. 7a - Visualisation strioscopique.

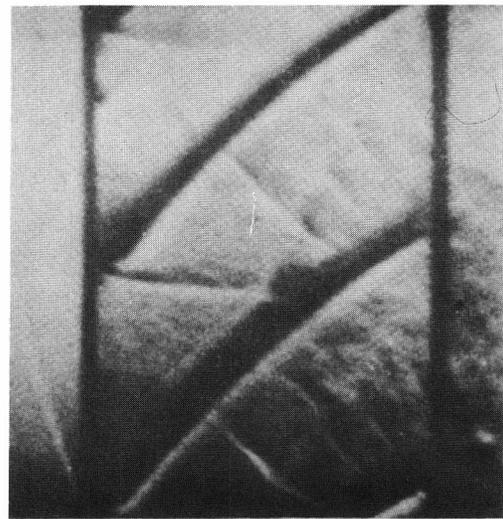


Fig. 8a - Visualisation strioscopique.

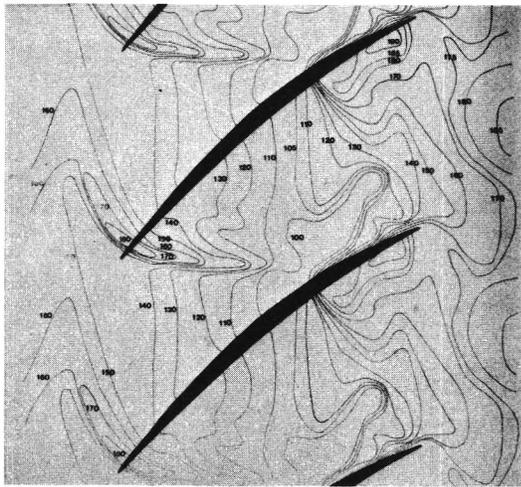


Fig. 7b - Champ d'isobares déduit des mesures à la paroi.

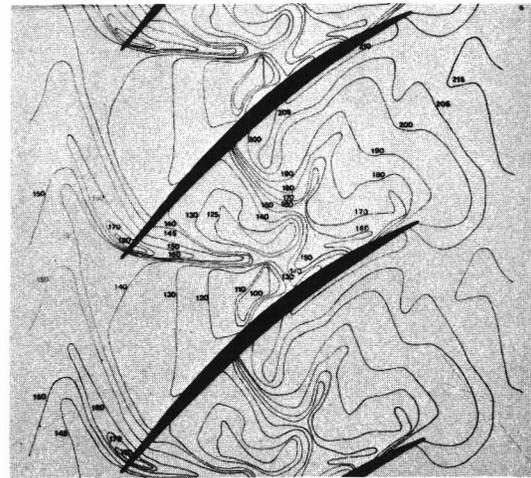


Fig. 8b - Champ d'isobares déduit des mesures à la paroi.

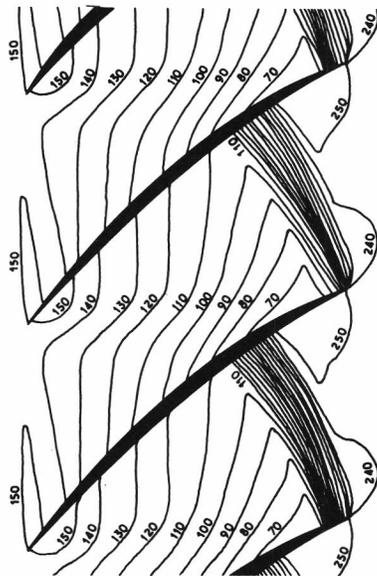


Fig. 7c - Champ d'isobares déduit du calcul instationnaire.

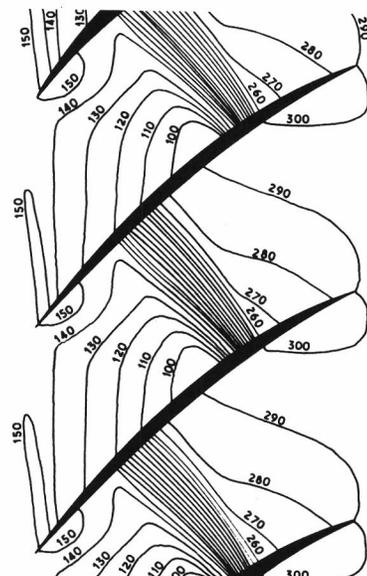


Fig. 8c - Champ d'isobares déduit du calcul instationnaire.

Fig. 7 - Comparaison théorie-expérience.

$$M_R = 1,30 \quad \bar{\omega}_{sth} = 1,60$$

Fig. 8 - Comparaison théorie-expérience.

$$M_R = 1,30 \quad \bar{\omega}_{sth} = 1,90$$

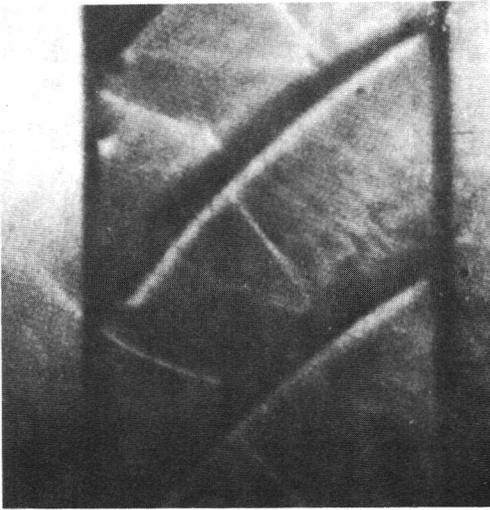


Fig. 9a - Visualisation strioscopique.

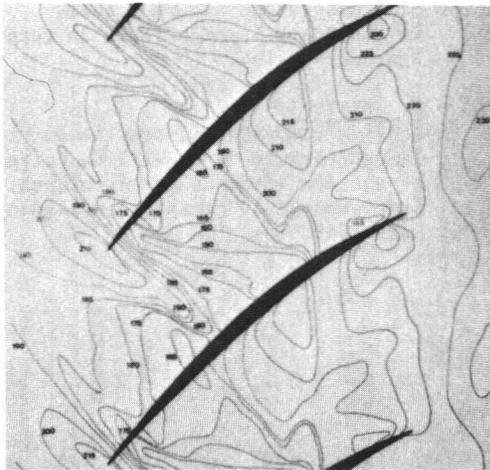


Fig. 9b - Champ d'isobares déduit des mesures à la paroi.

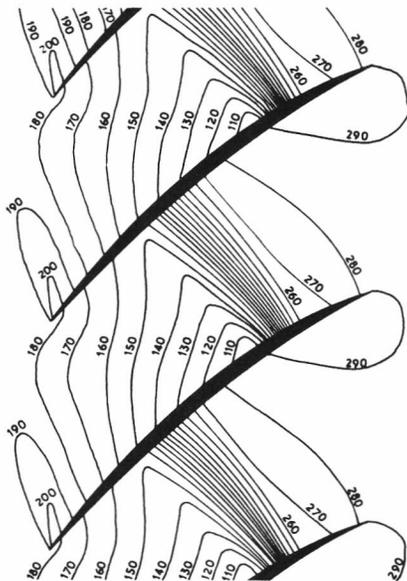


Fig. 9c - Champ d'isobares déduit du calcul instationnaire.

Fig. 9 - Comparaison théorie-expérience.

$$M_R = 1,08 \quad \bar{\omega}_{s_{th}} = 1,50$$

Bien que les phénomènes soient moins intenses du fait du nombre de Mach faiblement supersonique, les isobares déduites des mesures pariétales (fig. 9b) représentent assez bien les configurations observées. De même le calcul permet de positionner correctement le choc (fig. 9c) même s'il est cette fois plus difficile de comparer l'ensemble des isobares.

Comme précédemment on notera l'écart entre le taux de compression utilisé pour le calcul ($\bar{\omega}_s_{th} = 1,50$) et celui mesuré ($\bar{\omega}_s_{exp.} = 1,2$); écart plus faible que dans les autres cas en raison d'un décollement moins intense et de phénomènes d'interaction choc-couche limite moins importants compte tenu de la diminution du nombre de Mach.

5 - CONCLUSION

La comparaison théorie-expérience effectuée sur une grille d'aubes annulaire mobile en régime supersonique a permis de dégager un certain nombre de points intéressants.

Le calcul théorique, qu'il soit effectué par la méthode des caractéristiques ou par la méthode pseudo instationnaire, prévoit avec précision la configuration de l'écoulement et la répartition de pression dans la grille d'aubes lorsque la contrepression est suffisamment faible pour permettre un amorçage complet des canaux interaubes. Dans cette comparaison, notre préférence va à la méthode pseudo instationnaire qui assure en aval de la grille l'écoulement périodique imposé par la nature du montage, mais la méthode des caractéristiques donne aussi bien un écoulement correct dans les canaux interaubes.

- Lorsque la contrepression croît et qu'une onde de choc de recompression apparaît vers l'aval des canaux interaubes, la confrontation des relevés expérimentaux avec les prévisions du calcul pseudo instationnaire est toujours très correcte et le calcul prévoit assez bien la forme de l'onde de choc.

- Les difficultés apparaissent pour une contrepression plus grande pour laquelle cette onde de choc pénètre dans les canaux interaubes. Le décollement de couche limite que l'on observe expérimentalement à l'extrados des aubes n'est pas pris en compte dans le calcul dans son état actuel. Il est cependant clair que lorsqu'on disposera d'un programme de calcul permettant de réaliser le couplage fluide parfait-couche limite utilisant par exemple les corrélations [9] pilotées par la condition de conservation du débit dans la zone décollée jusqu'au point de recollement [10], une comparaison plus correcte entre théorie et expérience pourra être obtenue dans le cas où l'interaction onde de choc-couche limite est déterminante sur la configuration de l'écoulement.

C'est donc dans cette voie que s'orientent les recherches actuelles.

Travail effectué sous contrat DRME.

RÉFÉRENCES

- [1] - J. CHAUVIN - F. BREUGELMANS - A. JANIGRO
Supersonic compressors.
CR 7 - VKI (1967).
- [2] - J. PAULON - J. REBOUX - R. SOVRANO
Comparison of test results obtained on plane
and annular, fixed or rotating supersonic
blade cascades.
ASME paper n° 74/GT 53 (1974).
- [3] - M. PHILBERT - G. FERTIN
Schlieren systems for flow visualization in
axial and radial flow compressors.
ASME paper n° 74/GT 49 (1974).
- [4] - R. LARGUIER - A. de SIEVERS
Méthodes de mesures instationnaires dans les
turbomachines.
Aéronautique et Astronautique n° 46 (1974-3).
- [5] - R.W. MACCORMACK
The effect of viscosity in hypervelocity
impact cratering.
AIAA paper n° 69-354 (1969).
- [6] - J.P. VEUILLOT
Calcul numérique de l'écoulement transsoni-
que d'un fluide parfait dans une grille
d'aubes.
La Recherche Aérospatiale n°1975-6, pp. 327-
338 ; (NASA TT F-15480).
- [7] - P. CARRIERE
Méthodes théoriques d'étude des écoulements
supersoniques.
Publication scientifique et technique du
Ministère de l'Air - PST 339a (Paris-1964).
- [8] - P. DIRINGER
Réflexions régulières et singulières d'ondes
de choc - Applications aux entrées d'air et
au problème du disque de Mach.
ONERA NT N° 183 (1971).
- [9] - J. DELERY - J.C. LE BALLEUR
Résultats sur l'interaction onde de choc-
couche limite turbulente à des nombres de
Mach modérément supersoniques.
In "Boundary layer effects in turbomachines"
Agardograph 164.(1972).
- [10] - P. CARRIERE
Analyse théorique du décollement et du recol-
lement turbulents au bord de fuite d'un
aubage aux vitesses supersoniques.
Symposium "Flow research on blading", Baden
Mars 1969.

