

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE SAAD DAHLEB BLIDA -1-

Institut d'aéronautique et des études spatiales

Département de construction aéronautique

Mémoire de fin d'études

En vue de l'obtention d'un diplôme de master en aéronautique

Option : Propulsion avion

Thème :

Conception d'une entrée d'air d'avion en régime subsonique et supersonique

Réalisé par :

Belfodil Elwalid

Amamra Youcef

Encadré par :

M. Chegrani Ahmed

M. Lazab Sbaa

Année de soutenance : 2020-2021

REMERCIEMENT

Ils s'adressent tout d'abord à Allah le tout puissant pour nous avoir donné la vie et toutes les belles choses, expériences et personnes qu'il nous y a envoyé.

Ensuite bien-sûr, ils vont à nos parents et familles pour leur soutien et leur aide aussi minime soit-elle.

Ils vont également à notre promoteur et co-promoteur : messieurs LAZAB SBAA pour son aide et sa disponibilité malgré ses multiples occupations, et CHEGRANI AHMED pour ses multiples conseils et ces efforts déployés afin de nous assurer une formation de qualité son soutien moral, sa rigueur au travail, ses multiples conseils, ses orientations.

Aussi, nous remercions les professeurs qui nous ont accompagnés, chacun de son côté ou ensemble, le long de notre cursus scolaire et universitaire.

Et enfin, nous remercions toute personne ayant contribué de près ou de loin à la réalisation de ce document.

DEDICACE 1

Je dédie ce travail à la famille AMAMRA et DJEBAILI, qu'elles trouvent en ce travail l'expression de ma profonde gratitude pour tout son soutien et tous ses encouragements.

Aux enseignants de l'IAB, pour leurs enseignements de qualité et leurs conseils qui nous ont permis de poursuivre notre itinéraire académique jusqu'à présent.

A mon grand-père Mohamed qu'ALAH lui fasse miséricorde et lui pardonne et habite dans son vaste paradis, pour mon grand-père Brahim que Dieu prolonge sa vie. A mes grands-mères Zohra et Dahbia.

A ma mère NASSIMA et mon père Abdelhalim pour leurs aides et encouragement multiples durant tout mon parcours et mes sœurs et mes neveux Amena, Bilal, Aicha.

A mes camarades, amis et connaissances à mes frères Sidali, Younes et Sidali, a cheikh Youcef Khaled et Yacine.

AMAMRA YUCEF

DEDICACE 2

Je dédie ce mémoire à mes chers parents YUCEF et NABILA, à mon frère IMAD et mes sœurs ASMA et IMENE pour le courage et le sacrifice qu'ils ont consentis pendant la durée de mes études en leurs souhaitant une longue vie pleine de joie et de santé.

A mes chères amies ACHRAF, BADIS, LHACHMI et tous mes camarades de la promotion 2021.

BELFODIL ELWALID

RESUME

Ce mémoire présente une revue aérodynamique pour les entrées d'air d'avion subsoniques et supersoniques. Des paramètres importants influençant les performances d'admission comme la récupération de pression sont discutés. De plus, des problèmes de performances cruciaux tels que le champ aérodynamique externe est effectivement considéré avec ses sûr et sous-vitesses, des ondes de choc normal et obliques, tourbillons, couches limites et autres effets.

D'autre part, une étude comparative des résultats de ces entrées d'air est réalisée pour sélectionner l'entrée d'air la plus efficace.

On applique les équations de base en dynamique des gaz pour résoudre les problèmes des écoulements et trouver des relations entre les différents paramètres inconnus et les conditions aux limites.

On a fait quatre programmes en FORTRAN qui calculent les paramètres de sortie, ainsi deux simulations en ANSYS avec leurs interprétations en représentant les résultats sur des graphes à l'aide de logiciel QTIPLLOT.

Mots-clés : Prises d'air, efficacité, ondes de choc, FORTRAN, ANSYS, QTIPLLOT

ABSTRACT

This thesis presents an aerodynamic review for the air intakes of aircraft subsonic and supersonic. Parameters influencing intake performance such as pressure recovery are importantly discussed. In addition, crucial performance issues such as the external aerodynamic field is effectively considered with its normal and oblique shock waves, vortices, boundary layers and other effects.

On the other hand, a comparative study is carried out between the results of these air intakes in order to find out which one has the best efficiency.

We apply the basic equations in gas dynamics to solve flow problems and find relationships between the various unknown parameters and the boundary conditions.

We made four programs in FORTRAN that calculate the output parameters, as well as two simulations in ANSYS with their interpretations by representing the results on graphs using QTIPLLOT software.

Keywords: Air intakes, efficiency, shock waves, FORTRAN, ANSYS, QTIPLLOT

ملخص

تقدم هذه الأطروحة مراجعة الديناميكية الهوائية لمآخذ الهواء لمحركات الطائرات دون سرعة الصوت والأسرع من الصوت. تمت مناقشة العوامل التي تؤثر على أداء المآخذ مثل استعادة الضغط بشكل مهم. بالإضافة إلى ذلك، يتم النظر بفعالية في قضايا الأداء المهمة مثل المجال الديناميكي الهوائي الخارجي من خلال موجات الصدمات العادية والمائلة والدوامات وطبقات الحدود والتأثيرات الأخرى.

من ناحية أخرى، تم إجراء مقارنة بين نتائج هاته المآخذ الهوائية من أجل معرفة صاحبة أفضل كفاءة. نقوم بتطبيق المعادلات الأساسية في ديناميك الغاز لحل مشاكل التدفق وإيجاد العلاقات بين مختلف الإعدادات الغير معروفة وشروط الظروف الحدودية.

قمنا بعمل أربعة برامج في FORTRAN تحسب معاملات الخروج، بالإضافة إلى عمليتي محاكاة في ANSYS مع تفسيراتهما من خلال تمثيل النتائج على الرسوم البيانية باستخدام برنامج QTIPLLOT.

الكلمات المفتاحية: مآخذ الهواء، كفاءة، موجات الصدمات، FORTRAN، ANSYS، QTIPLLOT

SOMMAIRE

Introduction général.....	15
CHAPITRE I ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE.....	16
I.1 Introduction	16
I.2 Historique	17
I.2.1 Récupération de pression et traînée	17
I.2.2 Positionnement des prises d'air intégrées	27
I.2.3 Facteurs de conception structurelle	29
I.3 Régime moteur	30
I.4 Besoin d'admission d'air dans un avion	31
I.5 Différents types de diffuseurs	31
I.5.1 Diffuseur subsonique :	31
I.5.2 diffuseur supersonique	32
I.6 Ecoulements stationnaires	32
I.7 Equations fondamentales de gazo-dynamique	33
I.7.1 Equation de conservation du débit masse	33
I.7.2 Equation d'énergie_	33
I.7.3 Equation quantité de mouvement	34
I.7.4 Equation d'état	34
I.7.5 Nombre de Mach	34
I.8 Détente isentropique d'un gaz calorifiquement parfait	35
I.8.1 Entropie	35
I.8.2 Processus isentropiques	35
I.8.3 Changements d'entropie pour un gaz parfait dans un système fermé	36
I.8.4 Flux isentropique	37
I.9 Onde de choc	38
I.9.1 Ondes de choc droit	39
I.9.2 Théorème d'HUGONIOT	39
I.9.3 La détermination des paramètres de l'écoulement	41
I.9.4 Ondes de choc oblique	42
I.9.5 Description des phénomènes autour du bord d'attaque.....	42
I.9.6 Détermination des caractéristiques d'un choc oblique	43

I.9.7 Ecoulement autour d'un point	45
I.9.8 Choc attaché et choc détaché	46
CHAPITRE II ENTREE D'AIR SUBSONIQUE.....	48
II.1 Introduction	48
II.2 Type d'entrée d'air subsonique	48
II.3 Fonctionnement des prises d'air en subsonique	49
II.4 Théorème fondamental	50
II.5 Cas des coefficients de débit supérieurs à l'unité	50
II.5.1 Etude d'un cas schématique $\varepsilon > 1$	50
II.5.2 Cas des lèvres minces	52
II.5.3 Cas des lèvres épaisses	53
II.5.3.1 Epaisseur critique	54
II.6 Cas des coefficients de débit inférieurs à l'unité	55
II.6.1 Etude d'un cas schématique $\varepsilon < 1$	55
II.6.2 Cas des lèvres minces	57
II.6.3 Cas des lèvres épaisses	57
II.7 Diffuseur subsonique	59
II.8 Efficacité d'une prise d'air (Pitot)	60
II.9 Adaptation et contrôle	62
CHAPITRE III ENTREE D'AIR SUPERSONIQUE	64
III.1 Introduction	64
III.2 Mécanisme d'amorçage d'une tuyère supersonique	64
III.3 Cas du turboréacteur	68
III.4 Paramètres caractéristiques d'une prise d'air.....	69
III.4.1 Débit d'une prise d'air	70
III.4.1.1 Définition	70
III.4.1.2 Coefficient de débit maximal en écoulement supersonique uniforme	70
III.4.2 Mach d'adaptation en supersonique	75
III.5 Résistance de captation	76
III.5.1 Calcul des résistances de captation	76
III.5.2 Résistance de captation en régime subcritique	78
III.6 Compression supersonique externe et interne	82
III.7 Efficacité d'un diffuseur subsonique	83

III.8 Prises d'air à compression supersonique externe (C.S.E)	84
III.8.1 Prises d'air bidimensionnelles à rampe émergente en simple dièdre	84
III.8.2 Prise d'air à pointe conique	85
III.8.3 Prises d'air à chocs multiples	85
III.8.4 Prises d'air à Compression isentropique	86
III.8.5 Problème de démarrage du débit	87
III.9 Prises d'air à compression supersonique interne (C.S.I)	89
III.9.1 Conditions d'amorçage	89
III.9.2 Amorçage et propriété d'un diffuseur fixe et réglable à contraction interne	90
III.9.3 Exemple des prises d'air à C.S.I.	92
III.10 Prises d'air à compression supersonique mixte (C.S.M)	94
CHAPITRE IV RESULTATS ET INTERPRETATION	97
IV.1 Introduction	97
IV.2 La simulation on CFD (ANSYS)	97
IV.2.1 C'est quoi le CFD	97
IV.3 Présentation d'ANSYS	98
IV.3.1 ANSYS workbench	98
IV.3.2 ANSYS Fluent	98
IV.3.3 Avantage de model k-ϵ Standard	98
IV.3.4 Qualité de maillage	99
IV.4 Ecoulement isentropique	99
IV.4.1 Les Rapports de pression statique, masse volumique et Température en fonction de nombre de mach	99
IV.5 Onde de choc oblique	100
IV.5.1 L'angle de choc en fonction de l'angle de déflexion	100
IV.6 Cas subsonique	101
IV.6.1 Simulation d'une prise d'air Pitot	101
IV.6.1.1 Géométrie et maillage	101
IV.6.1.2 Résultat	101
IV.7 Cas supersonique	103
IV.7.1Prise d'air a compression interne	103
IV.7.1.1 Rapports de masse volumique, température, mach amont, pressions statiques et totales en fonction de nombre de mach	104

IV.7.2	Prise d'air a compression externe.....	105
IV.7.2.1	Rapports de masse volumique, température, mach amont, pressions statiques et totales en fonction de nombre de mach amont.....	106
IV.7.2.3	Exemple de Simulation 'SR71'	107
IV.7.2.3.1	Géométrie et maillage.....	107
IV.7.2.3.2	Résultat.....	108
IV.8	Exemple de comparaison.....	110
IV.9	Tableaux des résultats.....	111
	Conclusion générale.....	123

LISTE DES FIGURES

Chapitre I

Figure I.1 Entrée d'air.....	16
Figure I.2 Prises d'air Pitot monté sur le nez des avions à réaction (de gauche à droite): Gloster E28/39 (1941), MiG-15bis (1947), et F-86A Sabre (1947).....	18
Figure I.3 L'avion de recherche North American YF-93A de la NACA, avec des prises d'air à écopés sur le numéro un (à gauche) et des prises d'air submergé (affleurer) sur le numéro deux (photos NACA, 1951).....	18
Figure I.4 Différences entre les coefficients de traînée C_D et les recouvrements du béliet (RR désigne le rapport entre la pression du béliet à la face du compresseur et à l'entrée de l'admission) des deux avions illustrés à la figure I. (graphique généré à partir des données contenues dans [4]).....	20
Figure I.5 Prises d'air à l'emplanture de l'aile et au bord d'attaque sur les avions britanniques, dans le sens des aiguilles d'une montre à partir du haut à gauche : De Havilland Vampire F3 (1946), Hawker Hunter FGA9 (1954), BAE Systems (Hawker-Siddeley) Nimrod MR.2 (1969, conception de prise d'air pratiquement identique à celle du de Havilland Comet de 1949), Avro Vulcan (1956), Sea Vixen (1958), et Vickers Valiant (1951).	20
Figure I.6 Prises d'air annulaires et corps centraux de balles sur le MiG-21F de 1956 (à gauche) et le Mirage 2000 de 1978 (à droite).	22
Figure I.7 Normal shock intakes on the Vought F-8 and the General Dynamics/Lockheed Martin F-16BM.	23
Figure I.8 Portes soufflantes sur le B-52H : fermées (à gauche), ouvertes (au centre) et vue de l'intérieur de la nacelle (à droite).	24
Figure I.9 Portes soufflantes sur le Harrier : complètement ouvertes en vol stationnaire (Sea Harrier FA2, à gauche) et partiellement fermées (Harrier GR.9, à droite).	24
Figure I.10 Grilles de soufflage sur le MiG-29.....	27
Figure I.11 F-86D nord-américain avec prise d'air ventrale (image NASA).	28
Figure I.12 F-107A nord-américain avec prise dorsale (image NASA).	28
Figure I.13 Tube de courant dans un écoulement visqueux.....	33
Figure I.14 graphe p-V et T-s.....	35
Figure I.15 graphe T-s.....	36
Figure I.16 Système fermé d'un fluide dans un piston.....	36

Figure I.17 écoulement d'un gaz dans un conduit.....	38
Figure I.18 onde de choc normal dans un écoulement.....	39
Figure I.19 Variation de la vitesse dans un convergent divergent.....	40
Figure I.20 variation du nombre de Mach aval en fonction du nombre de Mach amont	41
Figure I.21 onde de choc oblique dans un écoulement.....	42
Figure I.22 écoulement au voisinage du bord d'attaque.....	42
Figure I.23 les caractéristiques d'une onde de choc oblique.....	43
Figure I.24 variation de α en fonction de δ pour M_1 donnée, $\gamma=1.4$	45
Figure I.25 Représentation du comportement de l'onde de choc devant un obstacle	45
Figure I.26 choc attaché Pour M_1 et θ solution faible et forte.....	46
Figure I.27 Choc détaché.....	46
Figure I.28 Variation du nombre de Mach amont en fonction de l'angle de déflexion Maxi....	47

Chapter II

Figure II.1 Boeing 707 Engine.....	48
Figure II.2 British Aerospace Harrier GR7.....	48
Figure II.3 les deux types d'écoulements qui peuvent se présenter si l'on fait abstraction des effets de viscosité.	49
Figure II.4 Les schémas réels d'écoulement.....	50
Figure II.5 prise d'air cylindrique plane dans le cas $\varepsilon > 1$	51
Figure II.6 λ_{crit} en fonction de M_0	54
Figure III.7 prise d'air cylindrique plane dans le cas $\varepsilon < 1$	55
Figure II.8 Caractéristiques d'une prise d'air à lèvres infiniment minces (Efficacité)	58
Figure II.9 Traînée additive pour $\varepsilon < 1$	59
Figure II.10 Perte de base dans la conduite.....	60
Figure II.11 Comparaison de la perte de frottement de la peau du conduit à partir d'essais et de mesures d'admission de Pitot en courant libre avec une entrée statique en cloche [3]	60
Figure II.12 Entrée d'air subsonique.....	61
Figure II.13 Efficacité d'une prise d'air (Pitot).	62

Chapitre III

Figure III.1 phases successives de l'amorçage d'une tuyère supersonique.....	65
Figure III.2 col sonique fictif de l'écoulement en aval d'une onde de choc.....	66
Figure III.3 Amorçage progressif d'une tuyère supersonique avec second col.....	67

Figure III.4	le rapport de compression en fonction du débit réduit et de la vitesse réduite.....	70
Figure III.5	debit d'une prise d'air.....	70
Figure III.6	Prise d'air Pitot en écoulement uniforme.....	70
Figure III.7	Ecoulement plan, avec proue dièdre.....	71
Figure III.8	déviati on limite pour un obstacle dièdre.....	72
Figure III.9	la fonction $\psi_{lim}(M_0)$ correspondant au détachement du choc.....	73
Figure III.10	choc se détacher de l'apex A du dièdre.....	73
Figure III.11	Prise d'air à pointe conique.....	74
Figure III.12	prise d'air de révolution a profile pointu évolutif.....	75
Figure III.13	Mach d'adaptation, en supersonique.....	76
Figure III.14	prise d'air bidimensionnelle à proue dièdre	78
Figure III.15	l'aire frontale A et l'aire de la paroi du dièdre A' du tube de courant.....	79
Figure III.16	Coefficient de distance de détachement du choc (cas de révolutions d'après SIBULKIN, NACA - RME 51 B 13).....	80
Figure III.17	prise d'air à pointe conique.....	81
Figure III.18	Résultat expérimental (SIBULRIN, NACA RME 51 B 13) $\theta_s = 20^\circ$, $M_0 = 1.8^\circ$, $\sigma = 41^\circ$	81
Figure III.19	prise d'air placée dans le domaine d'influence de l'aile ou du fuselage.....	82
Figure III.20	Prises d'air bidimensionnelles à rampe émergente en simple dièdre.....	84
Figure III.21	Prises d'air à chocs multiples.....	85
Figure III.22	Schémas d'écoulement sur le coin	86
Figure III.23	Le choc atteint le plan d'entrée avec $M_t < 1$	87
Figure III.24	Choc à l'intérieur du conduit et débit démarré.....	88
Figure III.25	Choc en avant du plan d'entrée avec $M_t = 1$	88
Figure III.26	Choc détaché vers l'avant et deuxième choc avec écoulement non démarré	88
Figure III.27	les valeurs de $\frac{\bar{A}_m}{A_1}$ en fonction de M_0	90
Figure III.28	Configurations d'écoulements possibles à l'amorçage suivant la valeur de A_m	90
Figure III.29	une rampe émergente	92
Figure III.30	les positions de (ω)	93
Figure III.31	l'amorçage d'un diffuseur.....	93
Figure III.32	Prise d'air 1 : 50/50 compressions mixtes, avec chocs externes focalisés sur la lèvre du capot.	95

Figure III.33 Prise d'air 2 : compression mixte 25/75 avec chocs internes focalisés sur l'épaule.....	95
Figure III.34 Esquisses de la séquence de photographies Schlieren sur une entrée d'air pour Mach 2.0	95

Chapitre IV

Figure IV.1 RP, Rmv et RT en fonction de nombre de mach.....	99
Figure IV.2 beta en fonction de teta.....	100
Figure IV.3 Génération de maillage.....	101
Figure IV.4 Résultat de convergence	102
Figure IV.5 Résultat final.....	102
Figure IV.6 Résultat de référence [37].....	103
Figure IV.7 Cas Prise d'aire à compression interne (Pitot).....	103
Figure IV.8 RP,Rmv,RT,RPt et M2 en fonction de M1.....	104
Figure IV.9 Cas d'une Prise d'aire à compression externe.....	105
Figure IV.10 l'efficacité théorique et réelle en fonction de nombre de mach amont.....	106
Figure IV.11 RP3, Rmv3, RT3, RPt3 et Mn4 en fonction de M1.....	106
Figure IV.12 Géométrie de SR71.....	107
Figure IV.13 Maillage de SR71.....	107
Figure IV.14 Qualité de maillage.....	108
Figure IV.15 Résultat de convergence.....	108
Figure IV.16 Résultat de la simulation.....	109
Figure IV.17 Résultat de référence [38].....	109

TABLEUX DES SYMBOLES

Symboles	Désignation	unité
A	Section	m^2
C	Célérité du son	m/s
V	Vitesse	m/s
C_P	Chaleur spécifique à pression constante	J/kg.K
C_v	Chaleur spécifique à volume constante	J/kg.K
F_e	Force extérieure	N
q_m	Débit massique	kg/s
H	Enthalpie	J/kg
H_t	Enthalpie totale	J/kg
M	Nombre de Mach	/
P	Pression	Pa
P_t	Pression totale	Pa
P_s	Pression statique	Pa
Q	Quantité de chaleur	joule
R	Constante des gaz parfait	J /mol.K
T	Température	°C ou K
V	Vitesse	m/s
W	Travail	J
γ	Coefficient isentropique	/
ρ	Masse volumique	kg/m^3
β	Angle de déviation de l'onde de choc oblique	° ou rad
θ	Angle de déflexion	° ou rad
η_a	Rendement de diffuseur	/
η	L'efficacité réelle	/
η_m	L'efficacité théorique	/
ε	coefficient de débit	/

Δs	L'entropie	J /K
C_{x_a}	Coefficient de Résistance additive	/
X_a	Résistance additive	N
x_l	Résistance de carène	N

Introduction générale

Les prises d'air sont nécessaires pour tous les véhicules propulsés par des moyens d'admission d'air, quel que soit avions, missiles, des hélicoptères ou, à l'avenir, des lanceurs spatiaux. Ils ajusteront directement les performances de propulsion (poussée, traînée, poids, propriétés thermiques, portance) des véhicules dans lesquels ils sont montés. Ils sont soumis à une multitude de contraintes (nombre de Mach, angle d'attaque et autres). La conception de l'entrée d'air est l'une des tâches les plus complexes du processus de développement.

La théorie est basée sur le fluide parfait. L'intervention de la viscosité complique le phénomène, aux parois en particulier, selon les conditions, l'onde de choc peut être droite ou oblique.

Les ondes de choc se produisent également dans un écoulement bidimensionnel, des déviations causées par un dièdre ou par un corps de révolution, dans ce dernier cas, la théorie est plus récente.

Pour mener à bien cette recherche, un plan de travail organisé autour quatre chapitres été adopté :

Le premier chapitre est consacré à l'historique des entres d'air, un aperçu de ces différents types et leurs caractéristiques, ainsi que leurs configurations géométriques, et les notions de base sur les équations de gazo-dynamiques, les théorèmes d'HUGONIOT et les ondes de choc.

Le deuxième chapitre présente des déférents types des prises d'air subsonique et leurs fonctionnements.

Le troisième chapitre décrit le fonctionnement des déférents types des prises d'air supersonique.

Dans le dernier chapitre les résultats obtenus grâce à des programmes et des simulations sont affichés, et la validation par des graphes et des courbes pour montrer l'efficacité de chaque type d'entrée d'air avec une interprétation de ces résultats pour déterminer la meilleure prise d'air en régime subsonique et supersonique.

En fin, une conclusion générale clôturera notre recherche.

I.1 Introduction

La plupart des avions de passagers et militaires modernes sont propulsés par des moteurs à turbine à gaz, également appelés moteurs à réaction. Il existe plusieurs types de ces moteurs, mais tous les moteurs à turbine ont certaines parties en commun, qu'est l'entrée d'air, pour capter l'air libre dans le moteur. Elle se trouve en amont du compresseur et, bien qu'elle n'agisse pas sur le débit, les performances des prises d'air ont une forte influence sur la poussée nette du moteur. Les entrées d'air se présentent dans une variété de formes et de tailles avec les spécificités généralement dictées par la vitesse de l'avion.



Figure I.1 Entrée d'air

On l'appelle aussi manche à air, et sa fonction est de capter l'air dans des conditions optimales pour rendre le flux d'air devant la soufflante où se trouve le premier compresseur normal. Il est conçu en fonction du type de turbine. La prise d'air d'un turboréacteur est complètement différente de l'entrée d'air d'un turbopropulseur. Ces entrées d'air axiales sont généralement dégivrées par l'air chaud de compresseur haute pression. Si des ailettes de guidage de l'entrée d'air sont utilisées, elles seront également dotées d'un système d'antigivrage. L'entrée d'air contient également un matériau insonorisant, qui absorbe le bruit de la soufflante et contribue à rendre le moteur plus silencieux.

Notez que la spirale peinte sur le « casserole » de la soufflante sert à avertir les personnes au sol lorsqu'il tourne.

I.2 Historique

La conception des systèmes de propulsion par air comprimé implique presque toujours l'inadéquation entre les conditions d'écoulement dans le courant de le flux libre et celles requises par le moteur à l'entrée de la soufflante ou du compresseur. Réaliser la transformation requise est le rôle central de la prise d'air et l'efficacité de ce processus est l'objectif principal qui guide sa conception. On dit qu'une entrée d'air est efficace si une grande partie de la pression totale du flux libre disponible est récupérée à l'entrée du compresseur. Une bonne conception de l'entrée d'air maximisera donc la récupération de la pression, tout en minimisant la traînée, les distorsions de pression à la face du soufflante, le poids, la complexité, et le coût, et en satisfaisant un certain nombre d'autres contraintes. Dans les sections suivantes, nous examinons ces objectifs et contraintes et les relations entre eux. Nous commençons par une paire d'objectifs qui sont la plupart du temps en conflit et qui présentent donc au concepteur le compromis fondamental de la conception de l'entrée d'air.

I.2.1 Récupération de pression et traînée

Une source importante de perte de pression est de frottement sur les surfaces externes mouillées par le flux entrant dans l'entrée d'air. Les concepteurs de la plupart des premiers avions à réaction ont choisi d'éliminer entièrement ce phénomène par des installations de type Pitot, soit en plaçant les moteurs sur les ailes, loin du fuselage (Messerschmitt Me-262, Arado Ar-234, Gloster Meteor), soit, sur les modèles monomoteurs, en plaçant simplement la prise d'air dans le nez (voir la figure I.2 pour trois exemples marquants). Bien que de telles dispositions permettent de capter de l'air propre et libre, il est apparu dès la fin de la première décennie du vol à réaction que ce type d'installation sur les jets monomoteurs prenait trop d'espace précieux dans le fuselage (nous reviendrons plus loin sur la question du fuselage). Plus tard sur la question des contraintes d'espace dans le fuselage. Le montage de doubles prises d'air sur le côté du fuselage, qui était la solution logique au problème de l'espace du fuselage, a focalisé l'intérêt de la communauté aéronautique sur la compréhension de l'équilibre entre une bonne pression et un bon rendement avec une faible traînée.

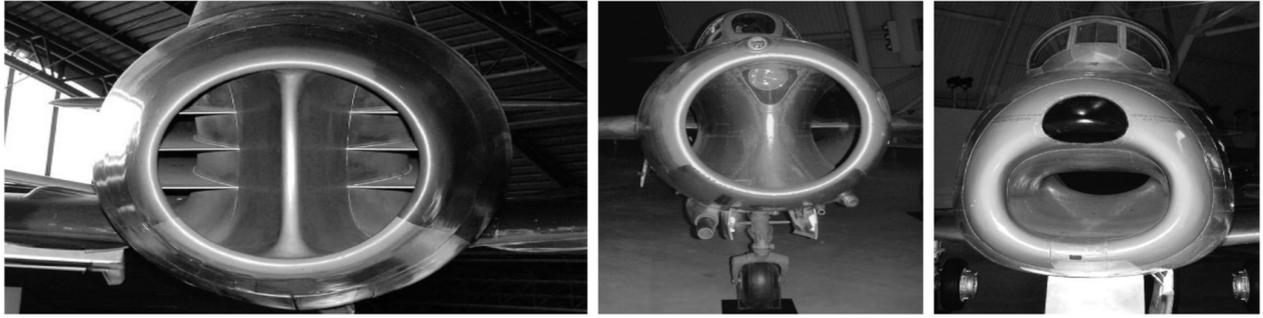


Figure I.2 Prises d'air Pitot monté sur le nez des avions à réaction (de gauche à droite): Gloster E28/39 (1941), MiG-15bis (1947), et F-86A Sabre (1947).



Figure I.3 L'avion de recherche North American YF-93A de la NACA, avec des prises d'air à écopes (à gauche) et des prises d'air submergé (à droite) (photos NACA, 1951).

D'une part, les conceptions de type "écopes" offraient une bonne récupération de la pression avec une pénalité de traînée probable, tandis que les prises d'air "submergées" encastrées, bien que compromettant potentiellement la récupération de la pression, n'augmentaient pas la section transversale du fuselage et étaient donc considérées comme une solution à faible traînée. Les premières études approfondies sur ce dernier type ont été menées par la NACA dans les années 1950, en effet, les prises d'air submergées sont, à ce jour, presque universellement connues sous le nom de "prises d'air NACA". Dans une note technique de 1951, Sacks et Spreiter [1] ont attiré l'attention sur les effets de l'ingestion de la couche limite sur la récupération de la pression des prises d'air submergées, notant également l'importance des nappes tourbillonnaires qui se forment le long des bords de la prise d'air. Leur observation la plus significative était que les pertes de la couche limite de la paroi latérale de l'admission sont très faibles par rapport aux pertes de la couche limite sur la rampe d'approche (deux décennies plus tard, Ward-Smith [2] devait construire un modèle d'écoulement analytique basé, dans une large mesure, sur ces résultats, permettant des calculs d'efficacité plus précis sur les prises d'air NACA). Des recherches ultérieures ont confirmé l'importance d'une bonne gestion de la couche limite sur d'autres types de prises d'air.

En effet, comme Seddon et Goldsmith [3] le notent, historiquement, la plupart des problèmes de développement des prises d'air ont été attribués d'une manière ou d'une autre au comportement de la couche limite dans l'environnement hostile du gradient de pression défavorable accompagnant le ralentissement de l'écoulement (nous discuterons de l'évolution des technologies de traitement de la couche limite plus en détail plus loin). Pour en revenir aux premiers travaux de la NACA sur les prises d'air submergées, une meilleure compréhension de leur aérodynamique n'avait pas encore fourni d'indications suffisantes pour la conception en ce qui concerne le compromis entre traînée et récupération de pression. Des essais en vol ont donc été effectués sur deux avions YF-93A nord-américains, l'un équipé de prises d'air à écope, l'autre de prises d'air submergées (Figure I.3). Des mesures de la traînée et de la récupération de la pression du béliet ont été effectuées sur les deux avions à différents réglages de puissance à un nombre de Mach constant, ce qui a entraîné différents débits massiques du moteur. L'altitude a été modifiée en conséquence entre 22 000 et 27 000 pieds.

Les résultats ont été assez intéressants, la différence de traînée globale entre les deux avions était plutôt modeste, la prise d'air à écope étant marginalement meilleure jusqu'à Mach 0,89 et la prise d'air submergée provoquant une traînée plus faible à l'extrémité supérieure de la gamme subsonique. Cependant, pour les faibles nombres de Mach, la prise d'air submergée a montré une meilleure récupération de la pression, la prise d'air à écope étant plus efficace au-dessus de Mach 0,87. Du point de vue des performances de l'avion, sur la base des différences entre la poussée brute du moteur et la traînée des deux avions, la NACA a conclu qu'il y avait peu à choisir entre les deux types d'installations dans toute la gamme de nombres de Mach considérée.

La figure I.4 résume certaines des données contenues dans le mémorandum de recherche fondamental de Stewart Rolls [4] qui a fait état des résultats précédents en 1953. Les résultats de ces essais en vol ont presque certainement contribué à la disparition de l'entrée d'air submergée de la NACA en tant que source principale d'air sur les avions à réaction rapides.

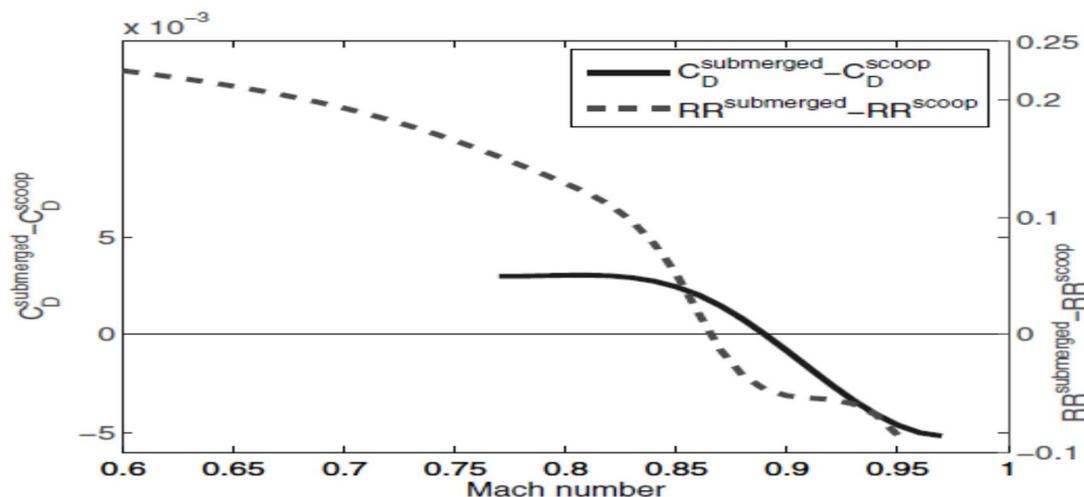


Figure I.4 Différences entre les coefficients de traînée C_D et les recouvrements du bélier (RR) désigne le rapport entre la pression du bélier à la face du compresseur et à l'entrée de l'admission) des deux avions illustrés à la figure I.3 (graphique généré à partir des données contenues dans [4]).



Figure I.5 Prises d'air à l'emplanture de l'aile et au bord d'attaque sur les avions britanniques, dans le sens des aiguilles d'une montre à partir du haut à gauche : De Havilland Vampire F3 (1946), Hawker Hunter FGA9 (1954), BAE Systems (Hawker-Siddeley) Nimrod MR.2 (1969, conception de prise d'air pratiquement identique à celle du de Havilland Comet de 1949), Avro Vulcan (1956), Sea Vixen (1958), et Vickers Valiant (1951).

Un autre résultat de conception précoce de l'équilibre entre la traînée, la récupération de pression et l'espace du fuselage a été l'installation d'entrées d'air dans le bord d'attaque des ailes. Particulièrement populaires en Grande-Bretagne, les prises d'air d'emplanture d'aile sont apparues dès 1946 sur le De Havilland Vampire (et plus tard, sur sa version améliorée, le Venom) et, avec de légères variations, sur d'autres chasseurs (Hawker Hunter, 1954), bombardiers (Vickers Valiant, 1951, Avro Vulcan, 1956) et l'avion de ligne de Havilland Comet (1949) ; voir la Figure I.5 pour des exemples. Finalement, l'augmentation des vitesses et par conséquent, l'augmentation de l'angle de balayage ont signifié la fin de l'entrée d'aile. À la fin des années 1950, les ingénieurs de Hawker travaillant sur le prototype P1127 ont remarqué que les prises d'air avec des faces en flèche (et pas seulement celles montées dans les emplantures d'ailes) présentaient une traînée de déversement élevée, car la plupart des flux d'air excédentaires avait tendance à se déverser dans la partie la plus arrière de la prise d'air, au lieu d'être distribué uniformément le long de la lèvre, une situation plus bénigne du point de vue de la traînée.

En outre, des pertes de pression ont été observées à faible vitesse, qui a également été attribuées à l'effet de balayage, la majeure partie de l'air aspiré par le moteur entrant par la section la plus arrière [5]. Les surfaces de la lèvre arrière de ces prises d'air doivent effectuer la majeure partie de la rotation du flux d'air (que ce soit lors de l'aspiration ou du déversement de l'air excédentaire), ce qui entraîne des pertes de vitesse et des pertes de chocs, détériorant à la fois la valeur moyenne et l'uniformité de la récupération de la pression. En fait, des considérations similaires (étayées par une analyse numérique de l'écoulement) ont conduit les ingénieurs de British Aerospace à supprimer le balayage des lèvres d'admission du Nimrod MRA.4 (notez que leur point de départ, l'ancien MR.2, avait des faces de reprise d'air inclinées à 25 degrés, comme le MR.2), comme le bord d'attaque de l'aile, dont elles faisaient donc partie intégrante. Faisaient donc une partie intégrante de l'aile (voir Figure I.5). La référence [6] contient un compte rendu informatif du processus de développement de prise d'air du Nimrod.

L'avènement des avions supersoniques propulsés par des moteurs à air comprimé a ouvert une nouvelle série de défis pour les concepteurs de l'entrée d'air. Une règle empirique souvent utilisée est que 1% de perte de pression réduit la poussée de 1%. mais il est apparu très tôt que la perte de poussée causée par les pertes de pression en vol supersonique augmente de façon non linéaire. Par exemple, à une vitesse de vol de Mach 2.2, un moteur typique perdant 8% de la pression totale du flux libre par l'admission subira une réduction de la poussée de 13% et une

augmentation de la consommation de carburant de 5% [7]. Depuis le milieu des années 1950, lorsque ce phénomène est devenu évident, d'immenses efforts de recherche ont été consacrés à l'étude des moteurs supraconducteurs. De recherche ont été consacrés à l'étude de la récupération de la pression d'entrée d'air supersoniques et de la traînée.

Bien que nous n'ayons pas l'intention d'entrer dans les détails, il est bon de s'arrêter pour réfléchir à certains des compromis complexes mis en évidence par cet effort de recherche. Les conceptions développées au fil du temps sont le meilleur reflet de la complexité de ces compromis, principalement en raison de leur convergence lente (ou inexistante) vers une solution technologique particulière. Considérons, par exemple, l'une des premières formes des prises d'air de ce type. Considérons, par exemple, celle de la variété annulaire avec un corps central conique comme moyen de générer les ondes de choc obliques destinées à retarder le flux avant qu'il ne pénètre dans le moteur. Un exemple typique et précoce est le MiG-21 (1956), illustré à gauche sur la Figure I.6. Malgré l'augmentation rapide de la popularité de l'admission 2-D (rectangulaire) à compression externe ou mixte dans les années à venir [le Mach 2,34 Grumman F-14 Tomcat (1974), le Mach 2.5 McDonnell-Douglas F15 Eagle (1976), le Mach 2.3 Panavia Tornado (1974), etc... voir Figure I.10], la balle conique était toujours la caractéristique principale de l'admission annulaire du Mach 2.2 Mirage 2000 en 1978 (illustré sur le côté droit de la Figure I.6). Les explications possibles ici proviennent de la nécessité de prendre en compte d'autres facteurs de conception, les prises d'air annulaires sont plus efficaces d'un point de vue structurel et donc de poids, tandis que les prises d'air rectangulaires présentent un risque plus faible de surtension dans des conditions d'écoulement asymétrique [8], moins de distorsion à des angles d'attaque élevés, et offrent de meilleures possibilités de variation de géométrie qu'une balle conique qui se déplace ou s'effondre (généralement utilisée sur les prises d'air annulaires).



Figure I.6 Prises d'air annulaires et corps centraux de balles sur le MiG-21F de 1956 (à gauche) et le Mirage 2000 de 1978 (à droite).

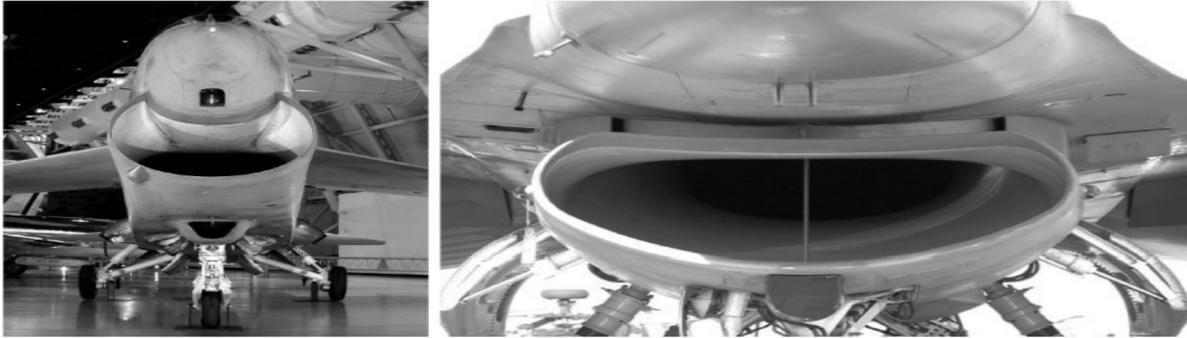


Figure I.7 Prises d'air de chocs normales sur le Vought F-8 et le General Dynamics/Lockheed Martin F 16BM.

De même, il n'existe pas de réponse définitive à la question de savoir combien de chocs doivent être générés. Bien que, théoriquement, un grand nombre de chocs faibles soit préférable à un petit nombre de chocs forts (en fait, l'idéal aérodynamique est l'entrée dite isentropique, qui comporte une infinité de chocs faibles), en pratique, un seul choc normal peut constituer la meilleure solution pragmatique de conception (le terme "normal" fait ici référence à la position de l'onde de choc par rapport au flux d'air entrant dans l'admission). C'est certainement le cas à des nombres de Mach supersoniques relativement bas (Vought F-8 Crusader, Mach 1,2, Figure I.7, à gauche), mais, de manière quelque peu surprenante, la prise d'air de choc normale simple et à géométrie fixe a également été choisie par les ingénieurs de General Dynamics lors de la conception du concept de chasseur léger qui allait devenir le F-16 Fighting Falcon à Mach 2,05 (voir Figure I.7, à droite).

Le lecteur peut soupçonner ici que des considérations de coût les ont fait pencher dans cette direction, mais, dans un article écrit en 1976, Hawkins [9] a fait valoir que cela aurait été la configuration optimale même si le coût n'avait pas été un objectif, car une admission à géométrie variable, alors qu'autoriser un nombre de Mach supérieur de 2,2 aurait entraîné une pénalité de temps d'accélération de 4 % (de Mach 0,9 à Mach 1,5) et une diminution de 7 % du taux de virage à Mach 1,2 en raison des 250 lb de poids sec supplémentaire. Une admission à géométrie fixe Mach 2.0 avec une admission supplémentaire à rampe de compression (amortisseurs supplémentaires) a été testée, mais rejetée pour des raisons similaires (pénalité de 12 % pour le temps d'accélération, diminution de 7 % du taux de virage à Mach 1.2 et à Mach 2.0). 7 % du taux de rotation à Mach 1,2 et 250 lb de poids sec supplémentaire). Incidemment, une telle admission a été conçue plus tard pour le F-16/79, propulsé par le moteur GE J79, mais, bien qu'elle ait une récupération de pression totale supérieure de 20 % et une traînée de fuite inférieure de 68 % à Mach 2.0 [10], la perte de poids qui en résulte s'est avérée

être l'une des principales raisons pour lesquelles le F-16/79 n'a jamais été mis en service. En tenant dûment compte du compromis avec la cellule globale, la traînée fait généralement aussi partie du processus décisionnel de structuration du système de choc. Même si, pour une conception donnée, une admission de compression externe permet une meilleure récupération de la pression, un système d'amortisseur normal ne peut pas être utilisé, une entrée d'air d'amortisseur normale peut présenter moins de traînée en raison de sa surface de capture généralement plus petite.

La surface de capture et son influence complexe sur la récupération de la pression et la traînée est un problème à la fois pour les conceptions supersoniques et subsoniques [11]. Le problème se pose généralement lorsque des performances élevées sont requises dans une large gamme de vitesses d'air. Si l'admission présente une grande surface de capture ou, plus précisément, un rapport surface de capture/superficie de la gorge élevé, c'est-à-dire qu'elle est optimisée pour les basses vitesses, l'excès de débit d'air qui se déverse dans l'atmosphère peut s'en trouver réduit. Vitesses de flux d'air excédentaire qui se déverse autour d'elle à des vitesses élevées se séparera et contribuera ainsi à la traînée globale (traînée de déversement).



Figure I.8 Portes soufflantes sur le B-52H : fermées (à gauche), ouvertes (au centre) et vue de l'intérieur de la nacelle (à droite).



Figure I.9 Portes soufflantes sur le Harrier : complètement ouvertes en vol stationnaire (Sea Harrier FA2, à gauche) et partiellement fermées (Harrier GR.9, à droite).

De même, le fait de dimensionner la zone de capture pour un fonctionnement à haute vitesse entraînera une perte de performance à basse vitesse, en raison de l'insuffisance de l'air atteignant le moteur. Ce problème d'équilibre est souvent résolu au prix d'une complexité supplémentaire dans le calcul du compromis, généralement de deux manières.

La première solution consiste à utiliser des prises d'air auxiliaires fonctionnant par intermittence. Celles-ci s'ouvrent généralement à basse vitesse, augmentant ainsi efficacement la surface de capture, et se ferment lorsqu'elles ne sont pas nécessaires, et elles prennent généralement la forme de portes d'entrée. Les premiers avions de transport en étaient équipés, par exemple le Boeing 707, certains Boeing 737-200 et les premiers Boeing 747, ainsi que le transporteur Lockheed C-141 Starlifter, le bombardier Boeing B-52 (Figure I.8), l'avion d'attaque/de combat Panavia Tornado, etc. La figure I.9 illustre le fonctionnement de l'admission du Harrier GR.9 et de ses portes de soufflage, nécessaires notamment en vol stationnaire, lorsque la vitesse du flux d'air libre est nulle, mais qu'une grande poussée est nécessaire. Un autre exemple est le MiG-29 (Figure I.10), la capacité maximale de ses trappes de soufflage est suffisamment élevée pour permettre au pilote de rouler et de décoller avec la prise d'air principale fermée par une trappe, évitant ainsi les dommages causés par des corps étrangers lors d'opérations sur des surfaces semi-préparées.

La deuxième voie possible consiste à faire varier la géométrie de la prise d'air en fonction des conditions de vol, c'est-à-dire en fonction du flux d'air disponible. Le potentiel de la géométrie variable de la prise d'air ne réside pas seulement dans la variation de la surface de capture, mais aussi dans la possibilité de s'adapter aux variations de l'angle d'attaque du flux (comme sur le F-15 ou l'Eurofighter Typhoon), de faire varier l'épaisseur des lèvres (comme sur le P1127 mentionné plus haut), de changer la position des amortisseurs (par exemple, les conceptions de pointes centrales translatables), ou encore de faire varier l'épaisseur de l'orifice d'entrée. Des pics centraux), ou encore varier le mécanisme de purge de la couche limite (nous y reviendrons plus tard). Le lecteur intéressé par l'évolution de la complexité de la conception de la prise d'air dans les années 1960 et 1970 discussions de Surber et Goldsmith [12].

Récemment, certaines conceptions se sont éloignées du concept de géométrie variable pour des raisons de coûts et de risques liés au projet (voir, par exemple, les commentaires de Philhower [13] sur le développement du système d'admission d'air du Joint Strike Fighter, une admission à géométrie fixe et à chocs normaux, consciente des coûts). En ce qui concerne l'avenir, les structures intelligentes pourraient détenir la clé de ce compromis particulier, les

matériaux intelligents nouvellement développés pourraient permettre des variations de géométrie avec un nombre minimal de pièces mobiles supplémentaires. Des travaux prometteurs dans ce sens ont récemment été réalisés dans le cadre du projet SAMPSON (Smart Aircraft and Marine Project System Demonstration) [14].

Nous notons ici que la contribution de la traînée de la prise d'air dans la discussion précédente se réfère à la traînée opérationnelle, c'est-à-dire lorsque le moteur est en marche. Cependant, si l'on tient compte de la sécurité dans l'équation, la traînée de sortie du moteur doit également être prise en considération, à la fois lorsque le moteur tourne en moulinet et dans le pire des cas, lorsque la soufflante ne tourne pas du tout [15]. En d'autres termes, une certaine surface de capture et la taille de la nacelle avant peuvent permettre d'atteindre le compromis optimal entre la traînée opérationnelle et la récupération de la pression, mais peuvent réduire le rapport entre la portance et la traînée de l'avion d'une marge inacceptable ou entraîner un moment de lacet excessif lorsque le moteur critique est en panne.

Sur de nombreuses installations, en particulier sur les avions militaires, un élément du système d'induction d'air aussi important que l'entrée elle-même est, bien sûr, le conduit. Pour une récupération de pression élevée et uniforme, il doit être aussi proche que possible de la ligne droite. Aussi droit que possible, car toute courbure peut entraîner une séparation et donc une perte de pression totale. Les coudes, généralement des coudes en S, sont cependant inévitables sur de nombreux modèles. Une attention particulière doit être apportée dans les cas extrêmes, lorsque des prises d'air fortement décalées sont exigées par des contraintes de disposition et de centre de gravité (comme sur le Harrier ; voir Figure I.9) ou des exigences de susceptibilité radar (le blindage du moteur en ligne de mire peut être observé, par exemple, sur de nombreuses conceptions modernes de véhicules aériens sans pilote). Ces dernières années, les études informatiques ont permis de façonner avec soin les conduits S. Le lecteur désireux de connaître les progrès récents dans ce domaine pourra se reporter, par exemple, aux travaux de Jenkins et Loeffler [16] ou aux études plus récentes de Knight et de ses collègues [17, 18]. Le grand défi ici réside dans l'équilibre entre les coûts de calcul élevés des codes d'analyse qui sont suffisamment précis pour prédire de telles pertes de pression et la nécessité d'analyser un grand nombre de conceptions candidates pour une étude d'optimisation significative.

Dans cette section, nous nous sommes concentrés sur les installations de prise d'air intégrées, car elles posent généralement plus de difficultés lorsqu'il s'agit de concevoir un bon équilibre entre la récupération de pression et la traînée. Le site conception d'installations en

nacelle, comme celles que l'on trouve sur la plupart des avions de transport, présente des défis légèrement différents. Dans un article de 1976, Haines [19] plaidait contre la pratique standard consistant à concevoir une bonne prise d'air et une nacelle de manière isolée, puis à attacher la nacelle à l'avion. Nacelle de manière isolée, puis de les fixer à l'aile ou au fuselage, en fonction de considérations structurelles. Comme l'exigent les considérations structurelles. Au contraire, selon lui, l'aile-fuselage-nacelle-pylône doit être conçu comme un tout. La pratique de la conception a commencé à suivre ce principe, une première simulation d'écoulement Navier-Navier-Stokes se trouve dans les travaux d'Eleshaky et B. B. Eleshaky et Baysal [20], qui ont effectué une recherche de conception basée sur le gradient sur un modèle simple de nacelle/ailes (ce dernier étant représenté par une plaque plane).



Figure I.10 Grilles de soufflage sur le MiG-29

I.2.2 Positionnement des prises d'air intégrées

Les trois conceptions illustrées à la Figure I.2 sont représentatives les plus anciennes installations intégrées. Placer l'entrée dans le nez a l'avantage de capturer l'air propre et libre, mais il avait l'inconvénient d'occuper trop d'espace immobilier précieux sur le fuselage. Il exigeait également souvent une conception de conduit complexe pour faire circuler l'air aux alentours (MiG-15, Gloster E28 / 39) ou sous (F-86 Sabre) le cockpit. Un problème souvent aggravé par le front bifurqué complexe enveloppe de début par la turbine à gaz à compresseur centrifuge [21] et le besoin d'accueillir certains des réservoirs de carburant dans cette zone.

La nécessité de transporter des radars constituait le coup final porté à la prise d'air. Mis à part quelques premiers petits radars qui pourraient rentrer dans la balle corps central d'une prise supersonique (comme dans le cas du MiG-21, Figure I.6), la seule solution était de faire sortir l'admission du fuselage, libérant ainsi de l'espace dans le nez. C'était le résultat de la refonte du F-86 Sabre (Figure I.2, à droite), la dernière version de l'intercepteur dont l'admission avait été déplacée en position ventrale, comme indiqué dans Figure I.11.



Figure I.11 F-86D nord-américain avec prise d'air ventrale (image NASA).

Bien que les prises ventrales, telles que celles observées sur le F-86D, étaient (et sont toujours) considérés comme une solution favorable par rapport à la dorsale conception, en raison de leurs meilleures performances à des angles d'attaque élevés, lorsque ce dernier critère était moins important, en haut des installations ont parfois été envisagées. Leur attraction était une interférence minimale avec l'armement, une partie inférieure non obstruée de fuselage pour des magasins d'intégration ainsi qu'une section croix réduite de radar. Un exemple rare d'un tel avion qui a atteint le stage prototype (mais pas en service) était le 1956 NorthAméricain F-107A (Figure I.12).



Figure I.12 F-107A nord-américain avec prise dorsale (image NASA).

Les types qui ont dominé les décennies ont été la prise latérale ventrale et latérale de type scoop, même si les prises d'air latérales ont l'avantage de laisser le dessous du fuselage libre et dégagé, particulièrement important en cas des avions de chasses transportant une large gamme d'armes, montant l'entrée d'air sur le dessous à l'arrière du nez, en l'attraction d'utiliser la surface de fond du fuselage avant pour pré-retourner l'écoulement dans un angle d'attaque élevé et donc réduire le risque de séparation à l'entrée de lèvre (un bon exemple est le F-16). Une solution de compromis consiste à placer les prises d'air et leurs conduits aux coins inférieurs du fuselage. Dans le contexte de la domination des latéraux et ventraux apports (ainsi que leurs hybrides), quelque chose d'un renouveau de la dorsale consommation a été observée ces

dernières années (l'une des premières études marquant le début de cette renaissance est l'article de 1980 de Williams et Hunt [22]). Ceci est principalement motivé par des considérations de susceptibilité.

I.2.3 Facteurs de conception structurelle

Les charges à la base de la conception structurelle de la plupart des entrées et de leur conduits sont associés aux chocs, c'est-à-dire aux chocs violents d'ondes traversent en amont à travers la conduit sous l'effet d'une surtension moteur. Des précautions particulières doivent être prises avec les pièces jointes délicates, telles que les liaisons de rampe et les portes d'admission auxiliaires; par exemple, dans le cas de la Panavia Tornado, des considérations de choc ont conduit en monte de grands amortisseurs carénés sur l'auxiliaire à ressort des portes d'admission pour éviter un mouvement rapide et structurellement dommageable causée par une surtension potentielle [23].

Comme pour d'autres phénomènes instables, le calcul mathématique, et les difficultés expérimentales signifiaient que jusqu'à les années 1970, les calculs de conception étaient encore largement basés sur les rares données de test étaient disponibles à partir des avions précédents (voir l'article de revue de 1975 par Young et Beaulieu [24]). Par exemple, General Dynamics a conçu le conduit d'admission du F-16 au début des années 1970 en fonction du moteur les données de surpression qu'ils avaient obtenues à partir des essais en vol du F-111 [25]. Bien que les capacités de simulation, de test et de mesure aient été manquantes, il était déjà clair alors que la sévérité des pressions transitoires était fortement liée à la variation de la géométrie de la section transversale du conduit, ainsi que le contrôle de la couche limite d'entrée de dispositif [24]. Des études plus récentes suggèrent maintenant que la forme de la lèvres d'entrée peut également avoir un impact sur les charges de surpression [26].

Les années 90 ont apporté deux avancées significatives avec le potentiel d'améliorer notre compréhension des compromis entre façonner le conduit d'admission pour la récupération haute pression et concevoir pour charges de choc minimales, c'est-à-dire pour un faible poids structurel. Premièrement, les techniques de calcul et les ordinateurs hautes performances sont maintenant disponibles qui apportent une analyse efficace des chocs atteindre. Bien que simulant 0,05 s de temps de propagation des ondes de choc sur un modèle de corps avant et d'entrée 3-D prenait encore Ytterstrom et Axelson [27] 74 jours de temps de calcul en 1999 (en utilisant un flux non visqueux modèle), la loi de Moore suggère que la conception multidisciplinaire des boucles d'optimisation (MDO) pourront, dans un proche avenir, inclure

l'analyse des surtensions parallèlement au calcul de plus objectifs aérodynamiques conventionnels (voir aussi la simulation d'Euler des travaux sur le F-22 Raptor de Goble et al. [28] et le récent Navier–Stokes et les analyses de Menzies et al. [26]). La deuxième étape importante ces dernières années est l'analyse stochastique des chocs de bélier. Bien que, traditionnellement, les conduits d'admission soient simplement conçus pour des scénarios pire de surtension du moteur, si violent phénomènes transitoire sont relativement rares. Le travail de simulation de Monte Carlo de Gridley et al. [29] est un exemple de la philosophie de conception en mouvement vers un relâchement de la contrainte sévère sur la tolérance aux surtensions et la conception pour un facteur de risque acceptable à la place.

I.3 Régime moteur

Le rôle de l'entrée d'air est de fournir un profil de vitesse le plus homogène possible à l'entrée du compresseur quel que soit le régime moteur et dans tout le domaine de vol, on peut constater les régimes suivants :

N_{rs} : Régime le plus faible possible **Ralenti sol**

N_{MTO} : Régime maximum nommé **Maxi TAKE-OFF**

N_{Rv} : Régime **Ralenti Vole**

N_{MCT} : Régime **Maxi Continu**

Au sol au niveau du point fixe, on passe du régime ralenti sol au maxi take-off, toutefois en vole le régime s'affiche du ralenti vole au maxi continu. Seuls les régimes N_{MTO} et N_{MCT} sont des régimes de certification, le régime N_{MTO} étant le régime pour lequel les contraintes sont maximales, ce régime doit pouvoir être maintenu pendant au moins cinq minutes consécutives, ce régime peut être prolongé à dix minutes pour certain machine qui n'est applicable que pour des situations d'urgence.

Le régime N_{MCT} est inférieur ou égale à N_{MTO} qui est utilisable sans limitation de temps, c'est le régime maximum qui est affiché en vol. Cependant il existe des régimes spécifique telles que les régimes de croisière N_{CRUISE} et de montée N_{CLIMB} . Qui comme pour le régime de ralenti ne sont pas des régimes de stratification. Ils sont adaptés à la configuration de l'avion. On a :

$$N_{rs} < N_{Rv} < N_{CRUISE} < N_{MCT} < N_{CLIMB} < N_{MTO}$$

I.4 Besoin d'admission d'air dans un avion

Une méthode largement utilisée pour augmenter la poussée générée par le moteur d'avion est d'augmenter le débit d'air par l'admission d'air en utilisant des systèmes auxiliaires de prise d'air.

Le débit d'air entre l'admission est nécessaire pour atteindre le moteur avec un niveau optimal de pression totale et uniformité de l'écoulement, par conséquent le besoin d'un système d'admission d'air.

Décélération de la circulation d'air à un nombre de Mach élevé en vol ou de compression aérodynamiques à l'aide d'admission d'air.

I.5 Différents types de diffuseurs

I.5.1 Diffuseur subsonique :

D'après HUGONIOT, l'écoulement dans une conduite de section A est décrit par :

$$\frac{dA}{A} = \frac{dV}{v} (M^2 - 1) \quad (I.1)$$

Pour un régime subsonique, on a une augmentation de section qui provoque une diminution de vitesse. D'après BERNOULLI [30]:

$$\frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} = cte \quad (I.2)$$

La variation de vitesse se traduit par une variation de pression, alors pour un régime subsonique le diffuseur est sous forme d'un divergent pour l'étude de l'écoulement à travers le diffuseur, on admet que :

- L'écoulement est isentropique
- L'air considère comme un gaz parfait
- Les chaleurs spécifiques sont constantes
- le fluide est compressible

La pression totale et la pression statique en amont du diffuseur sont reliés par :

$$\frac{p_t}{p_s} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (I.3)$$

Pour un diffuseur idéal, la pression totale reste constante, cependant, la réalité montre qu'il y a toujours des frottements entre le fluide et les parois entraînant une diminution de pression totale à la sortie du diffuseur, il est nécessaire d'introduire un rendement du diffuseur.

$$\frac{p_t}{p_s} = \eta_d \cdot \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (\text{I.4})$$

I.5.2 diffuseur supersonique

En se référant au théorème d'HUGONIOT pour un régime supersonique, on constate que la vitesse varie dans le même sens que la section.

Pour un ralentissement en supersonique, la section est convergente, mais actuellement le nombre de mach admissible à l'entrée du compresseur est voisin de 0.5.

Le raccordement entre l'écoulement supersonique et subsonique se fait à la faveur d'un choc, la surface de discontinuité. Ces chocs produisent un nouveau mécanisme de perte (de pression totale) qui s'ajoutent à d'autres phénomènes inversible qui dégradent l'efficacité, tel les couches limites qui résultent du frottement entre le fluide et les parois.

I.6 Ecoulements stationnaires

Un écoulement est stationnaire par rapport à un référentiel lorsque la vitesse et les autres variables ne dépendent plus du temps. Il y a alors identité entre trajectoire, ligne d'émission et ligne de courant, les systèmes référentiels devenant identiques.

Considérons un écoulement stationnaire dans une conduite quelconque, les variables de l'écoulement à savoir, la pression P, la température T, la masse volumique ρ et la vitesse V, sont considérées instable dans une section droite du tube de courant (Figure I.13), l'écoulement est considéré comme unidimensionnel si les conditions suivantes sont réalisées :

- La section doit varier lentement le long de l'axe X' X de la conduite.
- L'axe X' X de la conduite à une faible courbure.
- Dans le cas d'un écoulement visqueux, la vitesse au niveau de la paroi est nulle. Le profil des vitesses dans une section droite n'est pas uniforme. On prend la vitesse moyenne et on considère l'écoulement comme non.

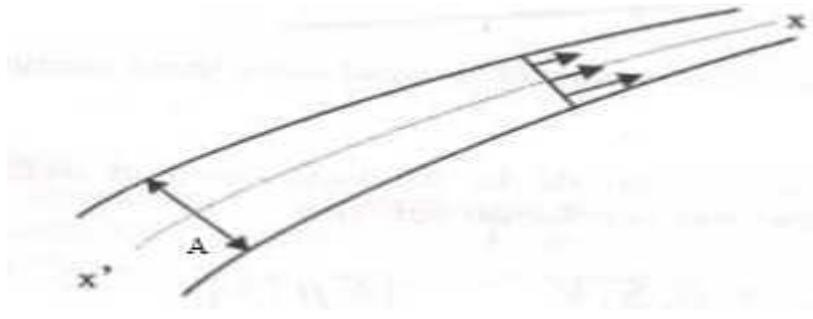


Figure I.13 Tube de courant dans un écoulement visqueux

En dynamique des gaz et pour résoudre les problèmes des écoulements et trouver des relations entre les différents paramètres inconnus et les conditions aux limites, on applique les équations de base.

I.7 Equations fondamentales de gazo-dynamique

I.7.1 Equation de conservation du débit masse

Elle exprime la conservation de la masse d'une particule de fluide traversant plusieurs sections différentes, la masse qui entre doit être égale à la masse qui sort sans ajouter ou enlever de la matière entre l'entrée et la sortie.

Donc elle résulte de l'application du principe de conservation de masse :

$$\rho VA = Cte \tag{I.5}$$

On peut avoir une autre expression de débit en faisant intervenir le Mach, la pression totale P_t et la température totale T_t partant de l'expression $q_m = \rho VA$ nous avons d'après [30] :

$$q_m = \sqrt{\frac{\gamma}{R} \frac{p_t}{T_t}} \cdot A \left[\frac{M}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}} \right] \tag{I.6}$$

I.7.2 Equation d'énergie

L'application générale du principe de la conservation de l'énergie va nous permettre d'établir une relation entre les phénomènes mécaniques et thermiques. Elle est donnée par l'équation (I.5) telle quelle représente la conservation d'énergie :

$$W + Q = dh + \frac{dV^2}{2} \tag{I.7}$$

Dans notre cas, $W=0$, car nous n'avons aucune machine ou organe tournant pour l'échange de travail (ni pompe, ni compresseur..).

En supposant l'évolution adiabatique, $Q = 0$ et $dh=C_p.dT$, alors (I.7) devient :

$$C_p.dT + \frac{dV^2}{2} = 0 \tag{I.8}$$

I.7.3 Equation quantité de mouvement

Elle est donnée comme suit, tel que A est la surface, V est la vitesse et F_e est la force extérieure.

$$d(P.A) + d(q_m.V) + dF_e = 0 \tag{I.9}$$

Pour un écoulement sans frottement, ou un changement brusque qui demande de négliger la longueur du conduit, les forces extérieures sont négligées et l'équation (I.9) se réduit à :

$$d(P.A) + d(\rho V^2 A) = 0 \tag{I.10}$$

I.7.4 Equation d'état

Le gaz parfait s'exprime par l'équation d'état suivante :

$$\frac{P}{\rho} = rT \tag{I.11}$$

Soit R la constante universelle des gaz parfait, qui est égale à 8,315[J /mol.K] et M la masse molaire du gaz, ces deux, sont liées par la relation :

$$r = \frac{R}{M} \tag{I.12}$$

I.7.5 Nombre de Mach

Le nombre de Mach est défini comme étant le rapport entre la vitesse de l'écoulement et la vitesse du son correspondante, dans le cas où le nombre de Mach est inférieur à l'unité, on dit que l'écoulement est subsonique et dans le cas où M est supérieur à l'unité, l'écoulement est supersonique.

$$C = \sqrt{\gamma r T} \tag{I.13}$$

Avec :

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} \quad \text{et} \quad M = \frac{V}{C}$$

Donc :

$$V = M \cdot \sqrt{\gamma r T} \tag{I.14}$$

I.8 Détente isentropique d'un gaz calorifiquement parfait

I.8.1 Entropie

La zone sous un diagramme pression-volume pour une expansion ou une compression réversible donne le travail effectué pendant le processus. En thermodynamique, il existe deux formes de transfert d'énergie, le travail (W) et la chaleur (Q). Par analogie avec le travail, il devrait y avoir une propriété qui, si elle était tracée en fonction de la température, la zone sous le graphe donnerait le transfert de chaleur, cette propriété est l'entropie [31].

Considérons un graphe p-V et T-s pour une expansion réversible.

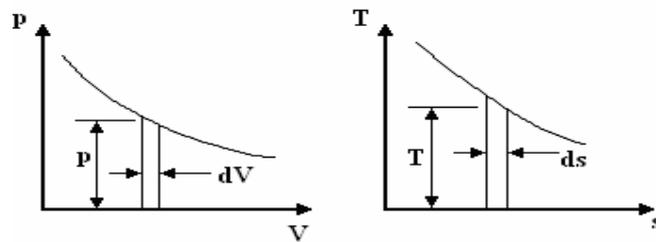


Figure I.14 graphe p-V et T-s

Du graphe p-V, nous avons :

$$W = \int p dV \tag{I.15}$$

Du graphe T-S, nous avons :

$$Q = \int T ds \tag{I.16}$$

L'entropie a été développée en thermodynamique et nous obtenons la définition suivante :

$$ds = \frac{dQ}{T} \tag{I.17}$$

Il faut souligner qu'il existe d'autres définitions de l'entropie mais celle-ci est la plus significative pour la thermodynamique. Une intégration appropriée permettra de calculer le changement d'entropie pour un processus fluide.

I.8.2 Processus isentropiques

Le mot isentropique signifie entropie constante et c'est un processus thermodynamique très important. Cette transformation survient notamment lorsqu'un processus est réversible et adiabatique. Cela signifie qu'il n'y a pas de transfert de chaleur vers ou depuis le fluide et aucune

génération de chaleur interne due au frottement. Dans un tel processus, il s'ensuit que si dQ est nul, alors dS doit être nul. Puisqu'il n'y a pas de zone sous le graphique T-S, le graphe doit être une ligne verticale comme indiqué.

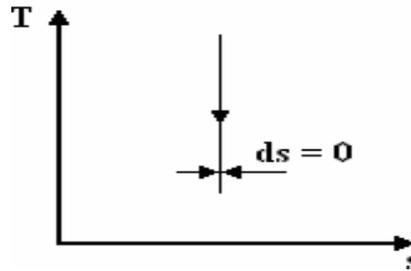


Figure I.15 graphe T-s

Il existe d'autres cas où l'entropie est constante. Par exemple, s'il y a un frottement dans le processus générant de la chaleur mais que celle-ci est perdue par refroidissement, alors le résultat net est un transfert de chaleur nulle et une entropie constante.

I.8.3 Changements d'entropie pour un gaz parfait dans un système fermé

Considérons une expansion en système fermé d'un fluide contre un piston avec transfert de chaleur et de travail.

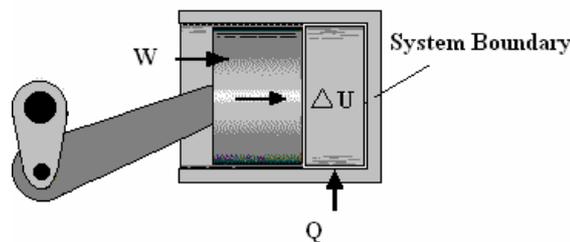


Figure I.16 Système fermé d'un fluide dans un piston

L'application de l'équation d'énergie sans flux s'écrit :

$$dQ + dW = dU \tag{I.18}$$

Alors :

$$TdS = dU + pdV \tag{I.19}$$

Cette expression est le point de départ de toutes les dérivations des changements d'entropie pour tout fluide (gaz ou vapeur) dans des systèmes fermés. À partir de la loi des gaz, on peut substituer P et il est normal d'utiliser des propriétés spécifiques pour que l'équation devienne :

$$ds = C_v \frac{dT}{T} + R \frac{dV}{V} \quad (I.20)$$

a- Processus isothermique

Dans ce cas, la température est constante $dT=0$ de l'équation (I.20) on a :

$$s_2 - s_1 = \Delta s = R \ln \left(\frac{V_2}{V_1} \right) \quad (I.21)$$

On connaît les lois du travail, on trouve :

$$\Delta s = \frac{Q}{T} = \frac{-W}{T} = mR \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (I.22)$$

Où :

$$\Delta s = R \ln \frac{P_1}{P_2} \quad (I.23)$$

b- Processus de volume constant

Dans ce cas $dv = 0$, de l'équation (I.20) et on Intègre entre les limites (1) et (2), nous avons :

$$\Delta s = C_v \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) \quad (I.24)$$

c- Processus à pression constante

Pour un procédé à pression constante $\frac{V}{T} = cte$ de l'équation (I.20) on intègre on trouve l'expression suivante :

$$\Delta s = (C_v + R) \ln \frac{T_2}{T_1} \quad (I.25)$$

Lorsque $R = C_p - C_v$ Par conséquent :

$$\Delta s = C_p \ln \frac{T_2}{T_1} \quad (I.26)$$

I.8.4 Flux isentropique

La transformation est dite isentropique signifie que l'entropie est constante. Dans ce cas, nous considérerons qu'elle est également adiabatique, c'est-à-dire sans transfert de chaleur. Considérez le gaz circulant dans une conduite dont la taille varie. La pression et la température du gaz peuvent changer.

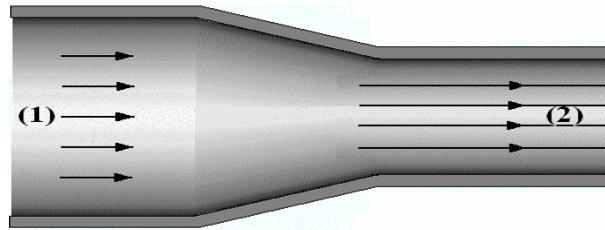


Figure I.17 écoulement d'un gaz dans un conduit

En appliquant l'équation d'énergie à flux constant entre (1) et (2), nous avons:

$$Q - W = \Delta U + \Delta F.E + \Delta K.E + \Delta P.E \tag{I.27}$$

Pour le débit adiabatique, $Q = 0$ et si aucun travail n'est effectué alors $W = 0$

$$\Delta H + \Delta K.E + \Delta P.E = 0 \tag{I.28}$$

Nous obtenons:

$$h_1 + \frac{V_1^2}{2} + g z_1 = h_2 + \frac{V_2^2}{2} + g z_2 \tag{I.29}$$

Pour un gaz, $h = C_p T$ nous obtenons donc l'équation de Bernoulli pour le gaz qui est:

$$C_p T_1 + \frac{V_1^2}{2} + g z_1 = C_p T_2 + \frac{V_2^2}{2} + g z_2 \tag{I.30}$$

Notez que T est la température absolue en Kelvins : $T = 0C^\circ + 273K^\circ$

I.9 Onde de choc

Pour cette théorie, on considère le fluide comme parfait, l'apparition de la viscosité complique les phénomènes, aux parois en particulier, selon les conditions, l'onde de choc peut être normale ou oblique.

L'onde de choc se produit aussi dans un écoulement bidimensionnel, déviation produite par un dièdre ou par un corps de révolution, dans ce dernier cas, cette théorie est plus récente.

I.9.1 Ondes de choc droit

Dans une conduite, Un choc est généré perpendiculaire à la direction principale de l'écoulement. L'épaisseur du choc est très faible et par conséquent, on peut négliger la variation de section de part et d'autre du choc.

On désignera par l'indice «1» la région située avant l'onde de choc, l'indice «2» pour la région située après l'onde de choc et l'indice «t» pour les variables totales.

Considérons un fluide en écoulement adiabatique dans une conduite et une onde de choc droite. Soit $P_1, T_1, V_1, M_1, \rho_1$ les conditions du fluide avant le plan de choc et $P_2, T_2, V_2, M_2, \rho_2$, les conditions en aval du plan de choc.

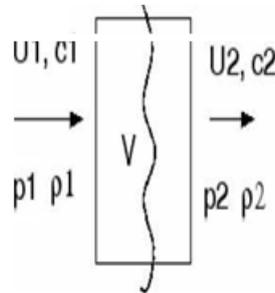


Figure I.18 onde de choc normal dans un écoulement

I.9.2 Théorème d'HUGONIOT

Ce théorème permet de connaître la relation qui lie les variations de la vitesse, de la pression et de la section dans une canalisation quelconque, en partant de l'équation de continuité et en prenant la différenciation logarithmique de cette dernière, on aura :

$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{dA}{A} + \frac{dV}{V} = 0 \tag{I.31}$$

La combinaison entre les équations (I.13), (I.14) et celle de conservation de quantité du mouvement donne la relation suivante :

$$\frac{dA}{A} + \left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right) \frac{dV}{V} = 0 \tag{I.32}$$

C'est le 1er théorème d'HUGONIOT :

La relation entre $d\rho$ et dV peut être déduite de l'équation de quantité du mouvement. On aura [32] :

$$\frac{dV}{V} = - \frac{1}{M^2} \frac{d\rho}{\rho} \tag{I.33}$$

C'est le 2^{ème} théorème d'HUGONIOT.

En introduisant le nombre de Mach l'équation (I-32) et l'équation (I-33) deviennent :

$$\frac{dV}{V} = \frac{1}{(M^2-1)} \frac{dA}{A} \tag{I.34}$$

D'après ces deux théorèmes, on conclut que :

- 1- Si l'écoulement est subsonique, c'est-à-dire $M < 1$, alors la variation de la vitesse est opposée à la variation de la section.
- 2- Si l'écoulement est supersonique, c'est-à-dire, $M > 1$, la variation de la vitesse et de la section est de même sens.
- 3- La variation d'écoulement du fluide ne peut être égale à la vitesse locale du son ($M=1$) qu'en une section où l'air présente un minimum, puisque d'après 1 et 2 on ne peut passer du subsonique ou sonique ou du supersonique au sonique qu'en diminuant la section, cette section minimale est dite col.
- 4- La variation de la vitesse est toujours opposée à la variation de pression et ceci quel que soit le type d'écoulement.

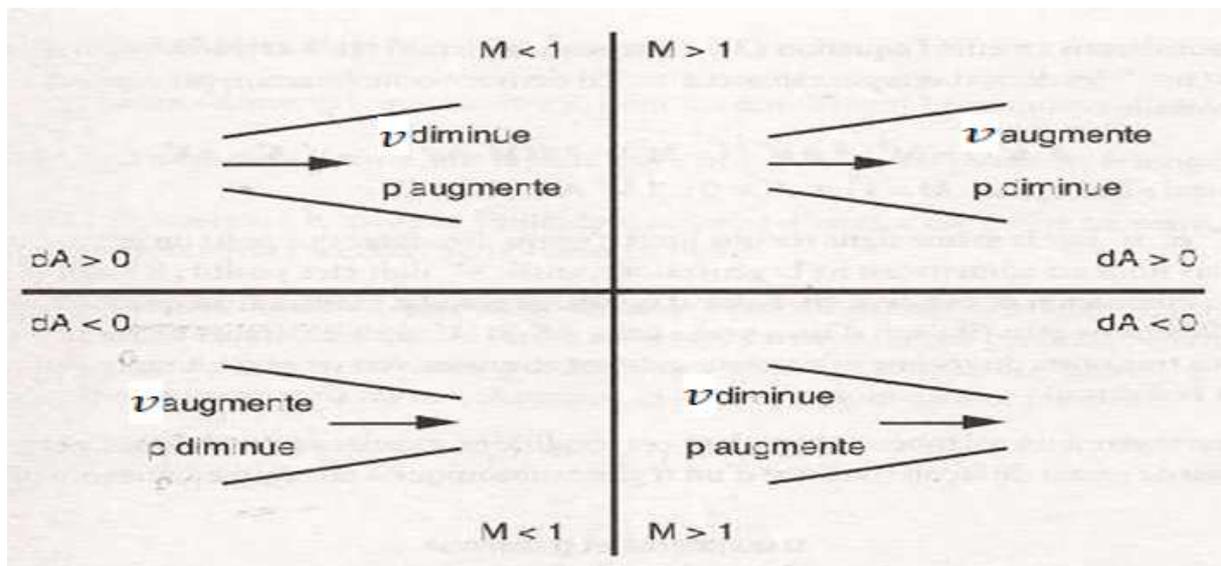


Figure I.19 Variation de la vitesse dans un convergent divergent

I.9.3 La détermination des paramètres de l'écoulement

La vitesse de propagation d'une onde de choc dépend des conditions de pression et de la densité de part et d'autre du choc. Nous étudierons en détail cette dépendance pour un gaz parfait de chaleurs spécifiques constantes. Il s'agit d'établir les conditions de saut des variables d'état et d'écoulement de part et d'autre du choc pour le cas où le vecteur vitesse est perpendiculaire au front de l'onde.

La manipulation de l'équation (I.8) avec l'équation de conservation du débit donne :

$$\frac{V_2^2 - V_1^2}{2} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \left(\frac{p_1}{\rho_1} - \frac{p_2}{\rho_2} \right) \tag{I.35}$$

Cette équation est appelée équation d'HUGONIOT pour l'onde de choc, qui peut se mettre sous la forme [33] :

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \left[M_1^2 - \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \right] \tag{I.36}$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{4\gamma}{(\gamma + 1)^2} \left[M_1^2 - \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \right] \left[\frac{1}{M_1^2} + \frac{\gamma - 1}{2} \right] \tag{I.37}$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{P_2}{P_1} \frac{T_1}{T_2} = \frac{(\gamma + 1)M_1^2}{(\gamma - 1)M_1^2 + 2} \tag{I.38}$$

$$\frac{P_{t2}}{P_{t1}} = \left[1 + \gamma \right]^{\frac{-1}{\gamma - 1}} \left[\frac{(\gamma + 1)M_1^2}{2 + (\gamma - 1)M_1^2} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \tag{I.39}$$

Nous présentons par la figure suivante, la courbe d'évolution du nombre de Mach aval M_2 , en fonction du nombre de Mach amont M_1 , pour donner une idée sur l'effet de l'onde de choc normal.

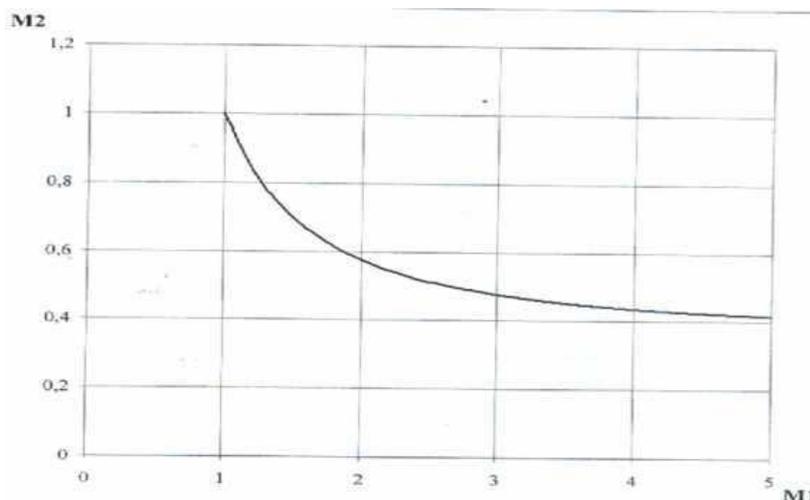


Figure I.20 variation du nombre de Mach aval en fonction du nombre de Mach amont

Remarque

Le nombre de Mach diminue à travers une onde de choc droite est inférieur à 1 ($M_2 < 1$) ; C'est-à-dire l'écoulement aval est toujours subsonique, plus le nombre de Mach amont est grand, le nombre de Mach aval est petit.

I.9.4 Ondes de choc oblique

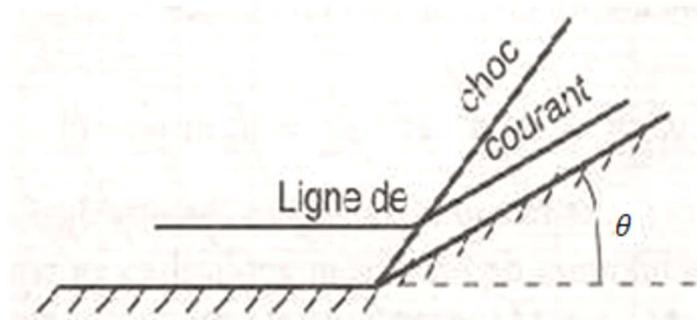


Figure I.21 onde de choc oblique dans un écoulement

C'est une onde de choc plane est inclinée d'un angle (β) par rapport à l'écoulement du fluide qui la traverse, elle subit simultanément une augmentation de pression et une diminution de vitesse, mais aussi un changement brusque de direction qui dépend de l'inclinaison de l'obstacle (θ).

I.9.5 Description des phénomènes autour du bord d'attaque

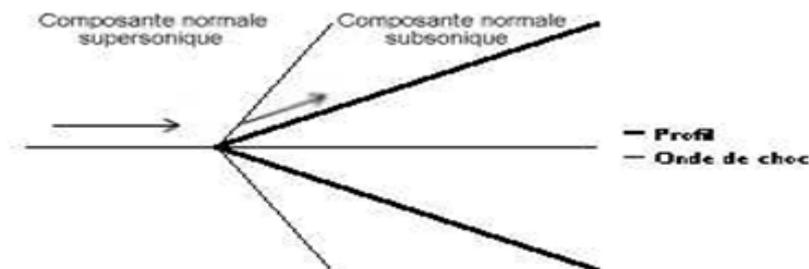


Figure I.22 écoulement au voisinage du bord d'attaque

Au voisinage du bord d'attaque d'un profil supersonique, il y a deux écoulements analogues à celui qu'on peut observer sur un dièdre convergent. En chaque point de celui-ci, est attachée une ligne de Mach définie précédemment comme une discontinuité d'amplitude infinitésimale. La superposition de ces différentes discontinuités élémentaire crée une discontinuité d'amplitude finie, une onde de choc. À travers celle-ci, la pression augmente brutalement.

Si le choc est normal, l'écoulement supersonique devient subsonique. Dans le cas oblique, illustré ci-contre, seule la composante normale, à travers le choc, est réduite, la résultante peut rester supersonique. La décroissance de la vitesse dépend de l'angle du dièdre.

De même manière, on peut dire que les lignes de Mach faisant avec les vitesses d'écoulement un angle défini par le seul nombre de Mach (son sinus est égal à l'inverse de celui-ci), celles qui seraient liées à des vitesses supersoniques le long de la paroi inclinée rencontreraient celles de l'écoulement non perturbé. Cette rencontre de lignes de discontinuité ne peut se résoudre que par un phénomène brutal, irréversible au sens de la thermodynamique. Autour d'un dièdre divergent, les lignes de Mach basculent progressivement pour produire une détente, phénomène réversible.

I.9.6 Détermination des caractéristiques d'un choc oblique

Pour analyser un tel choc, nous considérons le cas où un choc stationnaire est causé par un changement brutal de direction de la paroi.

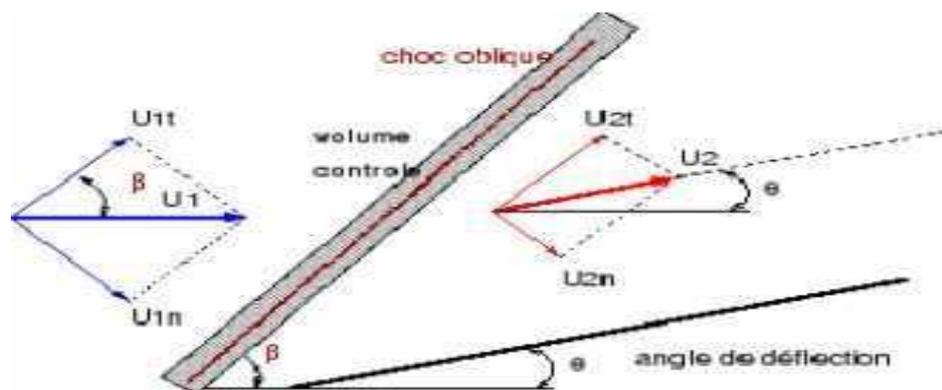


Figure I.23 les caractéristiques d'une onde de choc oblique

Comme pour le choc droit, nous allons effectuer des bilans de masse, quantité de mouvement, énergie, dans un volume de contrôle autour du choc.

Avec :

V_1 : la vitesse en amont.

V_{1n} : la composante de V_1 perpendiculaire à l'onde de choc.

V_{1t} : le composant de V_1 parallèle à l'onde de choc.

V_2 : la vitesse en aval.

V_{2n} : le composant de V_2 perpendiculaire à l'onde de choc.

V_{2t} : le composant de V_2 parallèle à l'onde de choc.

β : Angle entre le choc et la vitesse V_1 .

θ : Angle de déflexion du demi-cône.

Les équations de base pour les ondes de choc obliques sont :

1- Equation de la conservation de masse :

$$\rho_1 v_{1n} = \rho_2 v_{2n} \quad (I.40)$$

2- Equation de l'énergie :

$$h_1 + \frac{v_{1n}^2 + v_{1t}^2}{2} = h_2 + \frac{v_{2n}^2 + v_{2t}^2}{2} \quad (I.41)$$

3- Equation de quantité du mouvement projetée sur la normale de l'onde de choc :

$$\rho_1 v_{1n} + P_1 = \rho_2 v_{2n} + P_2 \quad (I.42)$$

4- Equation de quantité du mouvement projetée parallèlement à l'onde de choc :

$$\rho_1 v_{1n} (v_{1t} + v_{2t}) \quad (I.43)$$

On remarque que la composante de la vitesse parallèle à l'onde de choc est constante.

La discontinuité est normale à l'onde de choc et les relations établies dans le cas d'une onde de choc plane seront encore valables pour l'onde de choc oblique, mais en remplaçant M_1 par

$M_1 \cdot \sin(\alpha)$:

$$M_2^2 = \frac{2 + (\gamma - 1) M_1^2 \sin^2(\beta)}{2\gamma M_1^2 \sin^2(\beta) - (\gamma - 1)} \frac{1}{\sin^2(\beta - \theta)} \quad (I.44)$$

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \left[M_1^2 \sin^2(\beta) - \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \right] \quad (I.45)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{2 \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_1^2 \sin^2(\beta) \right) (2\gamma M_1^2 \sin(\beta) - (\gamma - 1))}{(\gamma + 1)^2 M_1^2 \sin^2(\beta)} \quad (I.46)$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{P_2 T_1}{P_1 T_2} \quad (I.47)$$

$$\frac{P_{t2}}{P_{t1}} = \left[\frac{2\gamma M_1^2 \sin^2(\beta) - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \right]^{\frac{-1}{\gamma - 1}} \left[\frac{(\gamma + 1) M_1^2 \sin^2(\beta)}{2 + (\gamma - 1) M_1^2 \sin^2(\beta)} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (I.48)$$

L'angle d'inclinaison de l'onde choc est déterminé par la relation implicite :

$$\frac{1}{M_1^2} = \sin(\beta) - \frac{\gamma + 1}{2} \frac{\sin(\beta) \sin(\theta)}{\cos(\beta - \theta)} \quad (I.49)$$

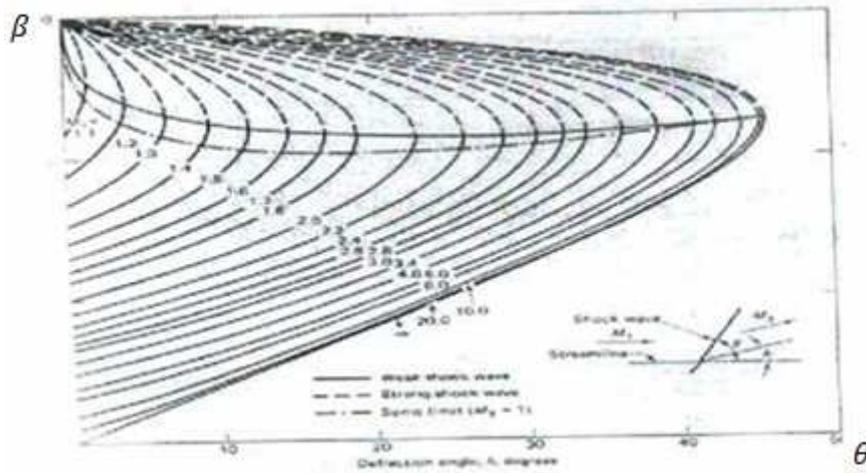


Figure I.24 variation de β en fonction de θ pour M_1 donnée, $\gamma=1.4$

I.9.7 Ecoulement autour d'un point

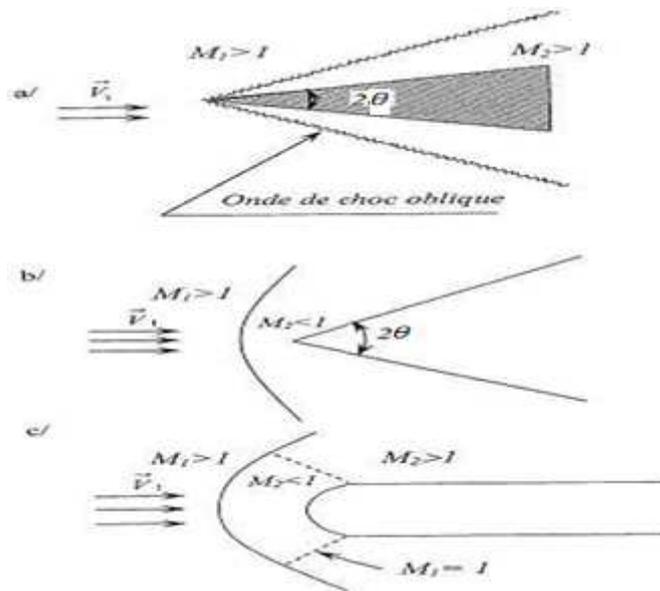


Figure I.25 Représentation du comportement de l'onde de choc devant un obstacle

Considérons l'écoulement autour d'un dièdre saillant d'angle au sommet, 2θ dont l'arrête est normale au vecteur \vec{v}_1 et dont le plan bissecteur contient \vec{v}_2 .

Si δ est petit, l'onde de choc reste attachée ; $M_1 > M_2 > 1$ A partir d'une certaine valeur de δ importante, l'onde de choc se détache.

Si l'obstacle est émoussé, on obtient le même phénomène que b mais l'onde de choc se détache plus tôt.

I.9.8 Choc attaché et choc détaché

Pour un nombre de Mach donné M_1 , nous avons vu qu'il existe un angle de déflexion maximum θ_m . Si la géométrie est telle que $\theta < \theta_m$, on voit apparaître un choc oblique rectiligne et attaché au coin du dièdre ou au nez de l'objet pointu. Cependant dans ce cas, il existe deux solutions de choc oblique rectiligne.

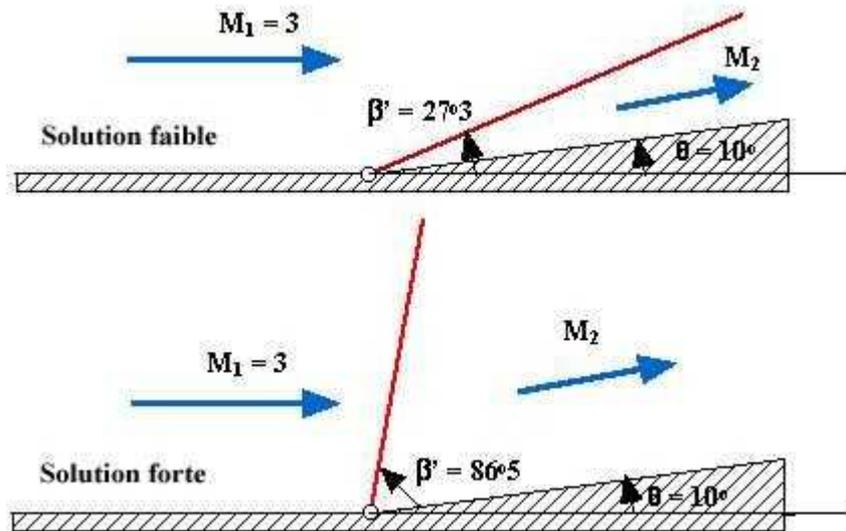


Figure I.26 choc attaché Pour M_1 et β solution faible et forte

Inversement si $\theta > \theta_m$ aucune solution n'existe pour une onde de choc oblique rectiligne. La nature met cependant en place une onde de choc courbé et détaché du nez du corps pointu ou du dièdre. Elle est normale sur l'axe et s'incline de plus en plus au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'axe. A longue distance, elle a la même inclinaison que les ondes de Mach. Comme la courbure de l'onde de choc change, on peut montrer que derrière le choc l'écoulement est rotationnel.

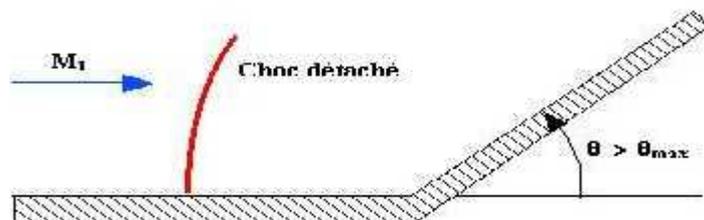


Figure I.27 Choc détaché

Nous voyons que pour chaque valeur de déflexion « θ », il existe deux solutions : β_1 et β_2 pour la pente de l'onde de choc.

- β_1 correspond à un régime supersonique après l'onde de choc oblique, on dit qu'il y a un choc faible.

- β_2 correspond à un régime subsonique après l'onde de choc oblique, nous avons dans ce cas un choc fort.

On remplace (I.36) dans (I.37), on obtient la valeur de θ_m .

La figure suivant (I.28) représente les valeurs des angles de déflexion limite en fonction du nombre de Mach amont M_1 . La zone hachurée correspond à une onde de choc détachée, on voit que même pour $M_1 = \infty$ il y a une valeur limite absolue égale à « 45.6 » au-delà de laquelle aucune onde de choc oblique n'est possible quel que soit le nombre de Mach amont [32].

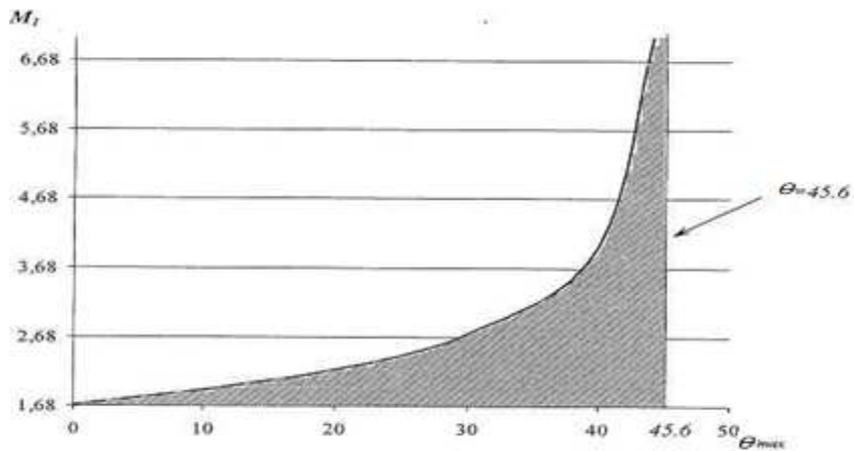


Figure I.28 Variation du nombre de Mach amont en fonction de l'angle de déflexion
Maxi

II.1 Introduction

Lors de la conception d'une entrée d'air, il est important de s'assurer que, non seulement au point de conception, mais aussi dans toutes les conditions de fonctionnement importantes, l'entrée d'air fournit une alimentation en air adéquate au moteur, avec une récupération de pression suffisante pour les conditions de fonctionnement particulières et sans une pénalité excessive en termes de traînée. Le problème de l'adaptation consiste à s'assurer que ces exigences sont satisfaites pendant toute la durée de l'exploitation, l'adaptation est donc un prolongement et un complément nécessaires de l'étude de base des performances au point de conception [3].

II.2 Type d'installation des entrées d'air subsonique

Deux catégories basées sur l'emplacement du moteur sur l'aéronef :

1. Installations «intégrées»



Figure II.1 Boeing 707 Engine

2. Installations «externe»



Figure II.2 British Aerospace Harrier GR7

Trois catégories basées sur la méthode d'admission dans les flux subsoniques :

- Prises d'air directes ou entièrement canalisées
- Installations de chambre de plénum
- Moteurs à hélice-turbine

II.3 Fonctionnement des prises d'air en subsonique

Le fonctionnement de l'entrée d'air à vitesse nulle ou à faible vitesse dépend principalement du phénomène qui se produit près des lèvres de la carène. Le schéma ci-dessous montre deux types d'écoulement qui peuvent se produire en plus de l'effet de la viscosité.

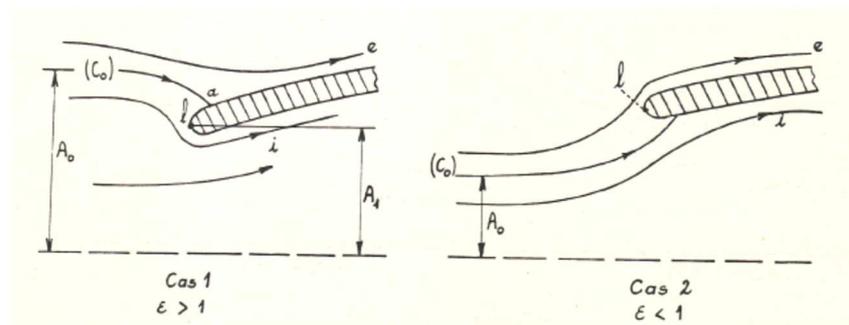


Figure II.3 les deux types d'écoulements qui peuvent se présenter si l'on fait abstraction des effets de viscosité.

Dans le cas 1, le débit aspiré par le réacteur est tel que la section A du tube de courant interne, à l'infini amont est supérieure à l'aire A_1 de l'entrée d'air ($\varepsilon = \frac{A_0}{A_1} > 1$). La ligne de courant (C_0) qui sépare le flux externe du flux interne possède un point d'arrêt sur l'extrados de la carène. Par conséquent, les lignes de courant internes proches de (C_0) se dévient près de la lèvre, et plus la lèvre est mince, plus vite.

Nous savons que cela conduit à des vitesses locales très élevées et à des pressions très basses. Après cette détente brutale la partie à faible courbure de la surface interne subit une recompression rapide.

Dans le cas 2, au contraire, le débit aspiré par le réacteur étant très faible ($\varepsilon = A_0/A_1 < 1$), le point d'arrêt est situé à l'intrados et les phénomènes que nous venons de décrire affectent maintenant l'écoulement externe.

Le schéma théorique doit être modifié pour tenir compte de l'existence d'une couche limite formée sur la carène à partir du point d'arrêt, l'écoulement réel comportera généralement un bourrelet de décollement du côté où s'est produite la détente accentuée, Cette séparation est provoqué par la recompression consécutive à cette détente, Les schémas réels d'écoulement sont donc les suivants :

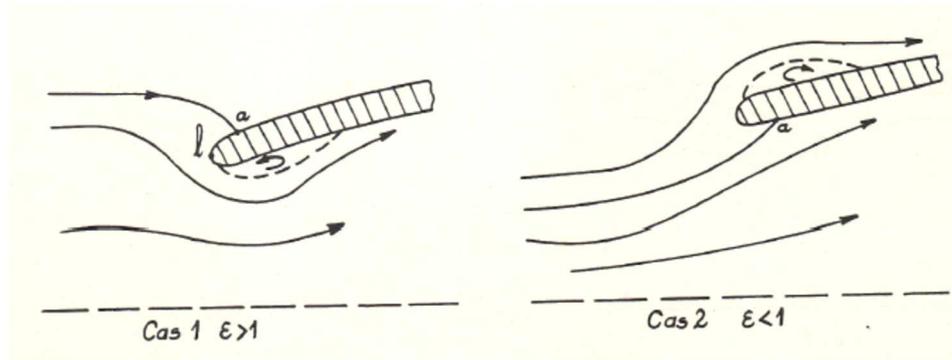


Figure II.4 Les schémas réels d'écoulement

Par conséquent, dans le premier cas, le débit interne sera affecté par cette séparation, donc une perte de pression importante se produira. Le flux externe restera approximativement isentropique.

Dans le deuxième cas, les pertes n'affecteront que l'écoulement externe et fera augmenter la résistance externe accrue. L'écoulement interne restera isentropique jusqu'à l'entrée d'air.

II.4 Théorème fondamental

Considérons un écoulement adiabatique et isentropique permanent avec une vitesse et une pression uniformes à l'infini. (\vec{V}_0, p_0) , limité intérieurement par une surface de courant donnée (C_0) les sections admissibles A_0 et A_0' , respectivement à l'infini amont et à l'infini aval, la résultante \vec{R}_{C_0} des efforts exercés par l'écoulement extérieur sur (C_0) est égale à:

$$\vec{R}_{C_0} = p_0 \vec{x}(A_0' - A_0) \tag{II.1}$$

Où \vec{x} représente le vecteur unitaire ajouté à \vec{V}_0 , Par conséquent, la situation où $V_0 = 0$ est exclue en principe.

II.5 Cas des coefficients de débit supérieurs à l'unité

II.5.1 Etude d'un cas schématique $\varepsilon > 1$

Considérons une entrée d'air cylindrique plane ou l'hypothèse que l'axe \vec{x} tourne infiniment vers l'aval, et nous nous plaçons dans le cas 1 ($\varepsilon > 1$).

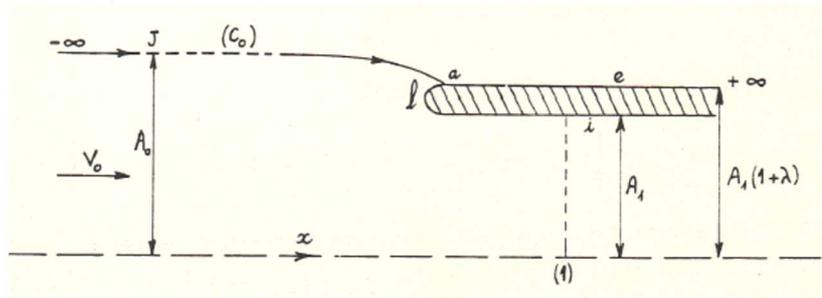


Figure II.5 prise d'air cylindrique plane dans le cas $\varepsilon > 1$

Soit (C_0) la surface de courant $-\infty J$ ae $+\infty$ séparant l'écoulement capté de l'écoulement extérieur et supposons que le point d'arrêt a se situe sur la partie cylindrique de la carène.

En applique le théorème fondamental précédent en projection sur \vec{x} ; \vec{R} ae $+\infty$ n'a aucune contribution, et il y a toujours une force axiale appliquée à $-\infty J$ a par le flux externe, soit :

$$\vec{X}_{-\infty J a} = -p_0[A_0 - A_1(1 + \lambda)] \cdot \vec{x} \quad (\text{II.2})$$

Appliquons maintenant le théorème de la dynalpie, en projection sur \vec{x} au tube de courant capté, entre l'infini amont et une section interne (1) assez éloignée pour que l'écoulement y soit uniforme, il vient :

$$p_1 A_1 (1 + \gamma M_1^2) - p_0 A_0 (1 + \gamma M_0^2) = X_{-\infty J a} - X_l \quad (\text{II.3})$$

X_l Représent la résultante suivant \vec{x} des forces appliquées sur le contour agi par l'écoulement interne. Nous trouvons ainsi d'après [34] :

$$X_l = p_0 A_0 (1 + \gamma M_0^2) - p_1 A_1 (1 + \gamma M_1^2) - p_0 [A_0 - A_1(1 + \lambda)] \quad (\text{II.4})$$

$1 + \lambda$ est proche de 1, et λA_1 caractérisant l'aire occupée par la paroi de la carène, alors :

$$\frac{p_1}{p_0} (1 + \gamma M_1^2) = 1 + (1 - k)\lambda + \varepsilon \gamma M_0^2 \quad (\text{II.5})$$

$\eta = \frac{P_{t_1}}{P_{t_0}}$ est l'efficacité maximale récupérable dans la prise d'air.

Alors, la conservation du débit interne nous permet d'écrire en fonction des sections critiques :

$$\eta = \frac{1+(1-k)\lambda}{\frac{\bar{\omega}_1(1+\gamma M_1^2)-\Sigma_1}{\bar{\omega}_0} \gamma M_0^2} \quad (\text{II.6})$$

d'où :

$$\varepsilon = \frac{A_0}{A_1} = \frac{A_0}{A_{c_0}} \frac{A_{c_0}}{A_{c_1}} \frac{A_{c_1}}{A_1} = \eta \frac{\Sigma(M_0)}{\Sigma(M_1)} \quad (\text{II.7})$$

Tenons compte les relations :

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{p_1}{p_{t_1}} \frac{p_{t_1}}{p_{t_0}} \frac{p_{t_0}}{p_0} = \eta \frac{\bar{\omega}(M_1)}{\bar{\omega}(M_0)} \quad (\text{II.8})$$

Ces expressions montrent que pour un Mach de vol M_0 et un Mach à l'entrée M_1 , l'efficacité et le débit ne dépendent que du coefficient $(1 - k)\lambda$, c'est-à-dire du comportement de flux dans la région des lèvres.

Pour $M_0 < 1$, le M_1 ne peut pas dépasser la valeur unité ($\Sigma_1 = 1$), si $M_1 = 1$, on dit alors qu'il y a blocage.

II.5.2 Cas des lèvres minces

La majorité des carènes destinées au vol supersonique ont des lèvres extrêmement minces, alors le coefficient $(1 - k)\lambda$ est nul .L'expression (II.6) de l'efficacité montre immédiatement que ce cas est le plus sévère qui puisse se présenter. Soit η_m la valeur correspondante de η .

L'efficacité et le taux de débit s'écrivent alors :

$$\eta_m = \frac{1}{\frac{\bar{\omega}_1(1+\gamma M_1^2)-\Sigma_1}{\bar{\omega}_0} \gamma M_0^2} \quad (\text{II.9})$$

$$\frac{q_m}{q_m^*} = \frac{\eta_m}{\Sigma_1} \quad (\text{II.10})$$

permettent d'établir immédiatement la Figure II.8 "caractéristiques d'une prise d'air à lèvres infiniment minces" représentant les caractéristiques de ce type de prises d'air, dans les axes $(\eta, q/q^*)$, on peut tracer à l'aide des tables des fonctions $\bar{\omega}(M)$ et $\Sigma(M)$, les courbes $M_1 = \text{cte}$ et $M_0 = \text{Cte}$. (On remarquera que d'après l'équation (II.22) les courbes $M_1 = \text{Cte}$ sont des droites issues de l'origine).

La courbe $M_0 = 0$ représente l'essai au point fixe, elle est définie puisque $M_0^2 \Sigma_0 = 0$, par :

$$\eta_m(0) = \frac{1}{\bar{\omega}_1(1+\gamma M_1^2)} \quad (\text{II.11})$$

Et :

$$\left(\frac{q_m}{q_m^*}\right)_0 = \frac{\eta_m(0)}{\Sigma_1} \quad (\text{II.12})$$

Quand le débit augmente l'efficacité décroît rapidement ; au blocage $M_1 = 1$, $\Sigma(M_1) = 1$, on trouve :

$$\overline{\eta_m(0)} = \left(\frac{\bar{q}_m}{q_m^*}\right)_0 = 0,79 \quad (\text{II.13})$$

Droite $M_1 = 1$ représente la caractéristique de blocage pour M_0 variable :

$$\frac{\bar{q}_m}{q_m^*} = \bar{\eta}_m = \frac{1}{\omega_0 - \gamma M_0^2 \Sigma_0} \quad (\text{II.14})$$

Bien qu'établie sur le schéma d'une prise d'air cylindrique de section A_1 constante jusqu'à l'infini aval, ces résultats sont très proches aux résultats expérimentaux obtenus avec des prises d'air réelles, à lèvres minces, de forme non cylindrique. Ce fait alors que la majorité des pertes d'une prise d'air subsonique se produit au contournement des lèvres.

Et pour la résistance additive, se réduit ici à :

$$C_{x_a} = \frac{2}{\gamma M_0^2} (1 - \varepsilon) \quad (\text{II.15})$$

On remarquera que le cas visé étant celui des coefficients de débit $\varepsilon > 1$, $C_{x_a} < 0$

Si l'on utilise suivant l'usage, des coefficients de résistance évalués en pressions relatives, on a ici simplement $C'_{x_a} = 0$.

II.5.3 Cas des lèvres épaisses

L'expression (II.6) montre qu'il faut donner au terme $(1 - k)\lambda$ la valeur la plus élevée possible pour obtenir le maximum d'efficacité, ce qui conduit au choix de la lèvre épaisse, en effet le coefficient $1 - k$ qui caractérise la dépression moyenne au bord d'attaque est une fonction croissante de λ .

Bien entendu, pour une valeur donnée de λ , $1 - k$ peut varier dans une plage assez large selon le profil donné au bord d'attaque. On retrouve ici le problème classique de l'aspiration de bord d'attaque des ailes. Il faut donc s'inspirer des résultats connus dans le domaine pour dessiner les profils de lèvres. On recommande généralement des profils elliptiques assez allongés.

II.5.3.1 Epaisseur critique

Nous limiterons ici notre propre valeur λ_{crit} , la valeur minimale de λ est nécessaire (mais non suffisant) pour éviter toute perte d'efficacité.

Il suffit de noter que la limite minimale de k étant nulle (vide absolu au bord d'attaque) et de considérer l'équation (II.6), on ne pourra obtenir pour η la valeur 1 que si λ est supérieur à :

$$\lambda_{crit} = \frac{1}{\eta_m} - 1 \tag{II.16}$$

Or, η_m est une fonction connue de M_0 et M_1 , donnée par exemple par le diagramme des caractéristiques des prises d'air à lèvres minces (Figure II.8).

Le calcul de λ_{crit} est donc immédiat. La condition étant évidemment la plus sévère au blocage ($M_1 = 1$), Il y aura nécessairement des pertes si l'épaisseur des lèvres est inférieure à λ_{crit} , contrairement, si $\lambda(1 - k)$ sera plus voisin de λ_{crit} , les pertes seront plus faibles.

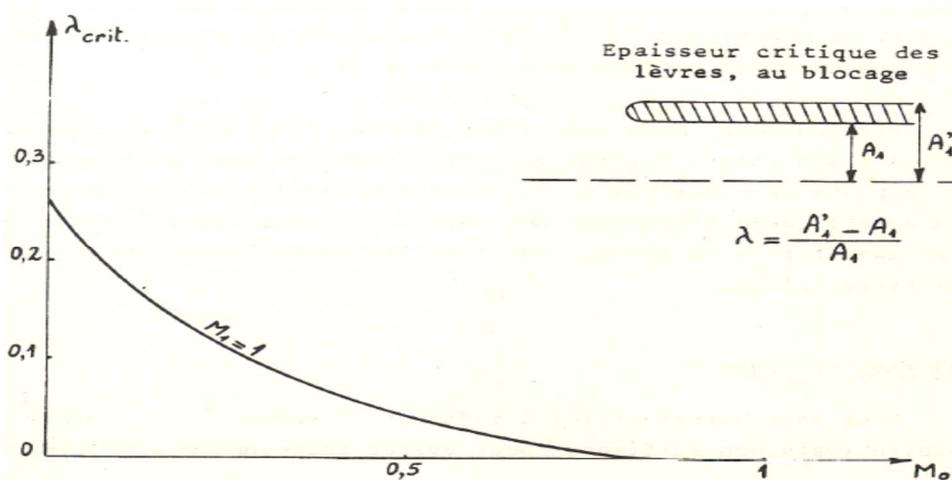


Figure II.6 λ_{crit} en fonction de M_0

Si η désigne l'efficacité réelle d'une prise d'air équipée d'un diffuseur idéal, il en résulte d'après les expressions (II.6), (II.9) et (II.10), que :

$$\lambda(1 - k) = \frac{\eta}{\eta_m} - 1 \tag{II.17}$$

Donc :

$$C_{x_a} = \frac{2}{\gamma M_0^2} \left(1 - \varepsilon + \frac{\eta}{\eta_m} - 1 \right) \tag{II.18}$$

Ou, pour le coefficient usuel calculé en pressions relatives :

$$C'_{x_a} = \frac{2}{\gamma' M_0^2} \left(\frac{\eta}{\eta_m} - 1 \right) \tag{II.19}$$

On rappelle que η_m est l'efficacité théorique d'une prise d'air à lèvres minces, donnée par la figure (II.9) ou par la figure II.8 en fonction de M_0, M_1 ou de M_0, ε .

II.6 Cas des coefficients de débit inférieurs à unité

II.6.1 Etude d'un cas schématique $\varepsilon < 1$

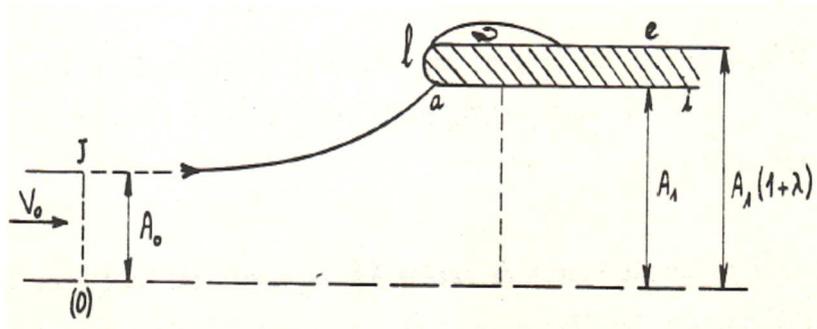


Figure II.7 prise d'air cylindrique plane dans le cas $\varepsilon < 1$

Dans ce cas l'écoulement interne n'est plus affecté par le contournement, l'efficacité maximum récupérable reste donc toujours égale à l'unité quel que soit $\varepsilon < 1$, bien sûr en négligeant la couche limite interne.

Nous devons tenir compte du côté de l'écoulement externe, c'est-à-dire de la résistance de captation.

En ce qui concerne l'écoulement interne notons les égalités immédiates puisque cet écoulement est supposé isentropique, $\eta = 1$, $\varepsilon = \frac{\Sigma_0}{\Sigma_1}$ et $\frac{q_m}{q_m^*} = \frac{1}{\Sigma_1}$, la résistance additive se calcule ici entre (0) et (1) facilement, puisque l'évolution est isentropique.

On trouve, d'après la définition :

$$X_a = \int_{J_a} p dA = p_1 A_1 (1 + \gamma M_1^2) - p_0 A_0 (1 + \gamma M_0^2) \quad (\text{II.20})$$

Soit :

$$C_{xa} = \frac{2}{\gamma M_0^2} \left[\frac{\bar{\omega}_1}{\bar{\omega}_0} (1 + \gamma M_1^2) - \frac{\Sigma_0}{\Sigma_1} (1 + \gamma M_0^2) \right] \quad (\text{II.21})$$

En termes de pression relative $C'_{x_a} = C_{x_a} - \frac{2}{\gamma M_0^2} (1 - \varepsilon)$, il vient :

$$C'_{x_a} = \frac{2}{\gamma M_0^2} \left[\frac{\bar{\omega}_1}{\bar{\omega}_0} (1 + \gamma M_1^2) - 1 \right] - 2 \frac{\Sigma_0}{\Sigma_1} \quad (\text{II.22})$$

On peut alors tracer un diagramme général donnant C'_{x_a} pour q_m/q_m^* et M_0 fixes (voir figure II.9)

Pour le calcul de la résistance de carène x_l en calcul que la force appliquée sur les lèvres, soit en conservant les mêmes notations :

$$x_l = k_{p_0} \lambda A_1 \quad (\text{II.23})$$

Ou, en posant :

$$C_{x_l} = \frac{2}{\gamma M_0^2} k \lambda \quad (\text{II.24})$$

$k = 0$ correspond au cas limite de l'effet de succion totale (vide sur les lèvres)

$k = 1$ correspond au cas du repos sans écoulement.

Si nous adoptons les usages (pressions relatives), la trainée des lèvres est :

$$x'_l = p_0 (k - 1) \lambda A_1 \quad (\text{II.25})$$

Et le coefficient de trainé correspondant :

$$C'_{xl} = -\frac{2}{\gamma M_0^2} (1 - k)\lambda \quad (\text{II.26})$$

La somme des deux coefficients de trainé des lèvres et de trainée additive s'écrit donc :

$$C'_{x_a} + C'_{x_L} = \frac{2}{\gamma M_0^2} \left[\frac{\bar{\omega}_1}{\bar{\omega}_0} (1 + \gamma M_1^2) - 1 - \lambda(1 - k) \right] - 2 \frac{\Sigma_0}{\Sigma_1} \quad (\text{II.27})$$

On désignera cette expression par coefficient de trainé externe nette de la prise d'air (sans frottement).

II.6.2 Cas des lèvres minces

Dans ce cas le terme $(1 - k)\lambda$ est nul, la trainée externe nette se réduit à la trainée additive. La figure II.9 va la représenté, la perte de l'effet favorable de succion au bord d'attaque $(1 - k)\lambda$ va représenter la pénalité due aux lèvres.

On remarque que lorsque $M_0 = M_1$, C'_{x_a} s'annule. A cet instant $\varepsilon = 1$. et C'_{x_a} reste nul même Si M_1 devient plus grand que M_0 , et c'est l'efficacité qui commence à baisser (voir cas $\varepsilon > 1$).

II.6.3 Cas des lèvres épaisses

La trainée externe nette pour le cas des lèvres épaisses est donnée par l'équation (II.27) ci-dessus, est donnée en termes de pression relative par :

$$C'_x = C'_{x_a} - \frac{2}{\gamma M_0^2} (1 - k)\lambda \quad (\text{II.28})$$

Pour une condition de fonctionnement (M_0, M_1) donnée, L'_{x_a} étant déterminé (équation (II.22) ci-avant), C'_x sera annuler sauf si :

$$(1 - k)\lambda = \frac{1}{2} \gamma M_0^2 C'_{x_a} \quad (\text{II.29})$$

Alors il y a une valeur critique de l'épaisseur au-dessous de laquelle cette condition ne saurait être satisfaite :

$$\lambda_{\text{crit}} = \frac{1}{2} \gamma M_0^2 C'_{x_a} \quad (\text{II.30})$$

Mais la condition $\lambda > \lambda_{\text{crit}}$ n'est pas suffisante, car k ne peut pas être nul.

Dans tous les cas ($\mathcal{E} > 1$) l'effet de succion effectivement réalisé pour une épaisseur donnée des lèvres dépend du tracé du profil des lèvres, il ne peut être déterminé que par une analyse fine de l'écoulement, compte tenu du comportement de la couche-limite, bien entendu C'_x ne peut en aucun cas devenir négatif (d'ALEIEBERT).

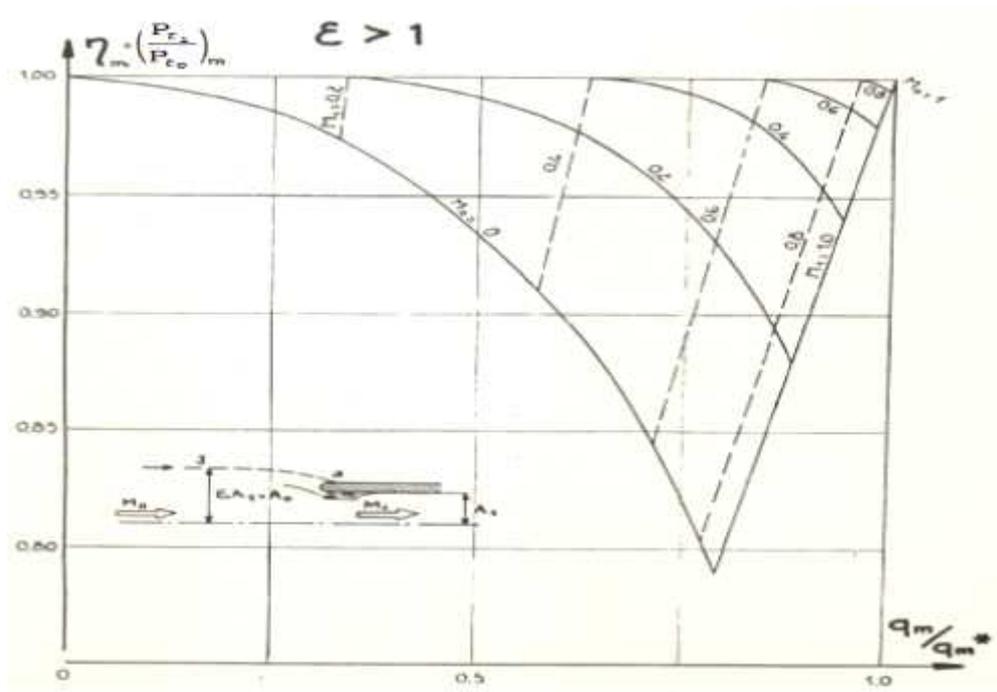


Figure II.8 Caractéristiques d'une prise d'air à lèvres infiniment minces (Efficacité)

[34]

q_m : Débit masse effectif

q_m^* : Débit maximal, lorsque l'aire d'entrée A est bloquée, dans l'hypothèse d'une détente isentropique depuis l'amont (c'est-à-dire sans de contournement aux lèvres).

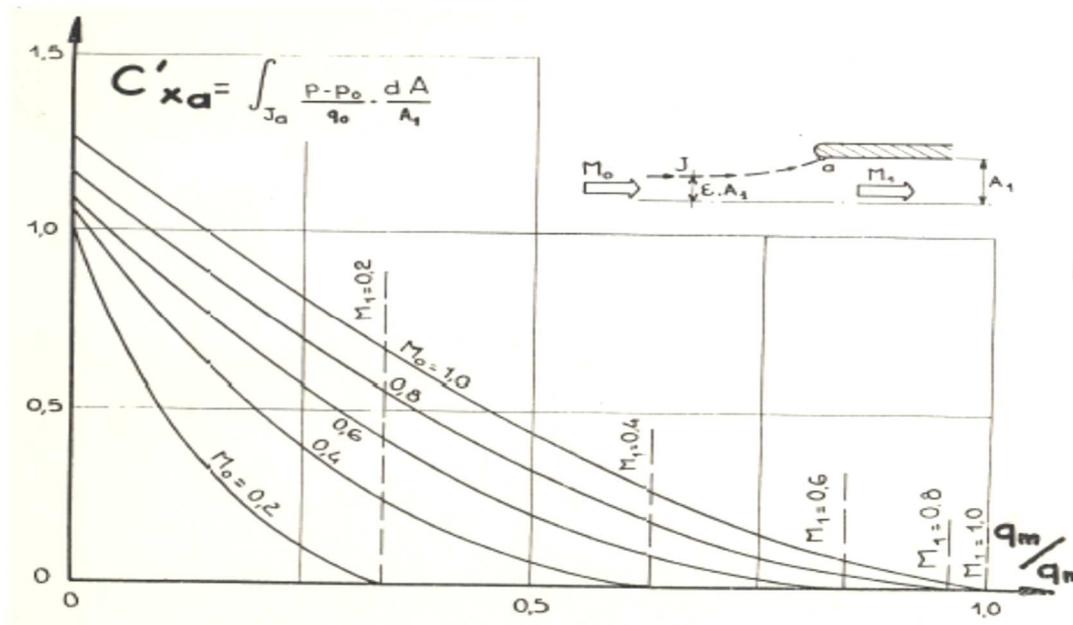


Figure II.9 Traînée additive pour $\epsilon < 1$ [34]

II.7 Diffuseur subsonique

Les prises d'aéronef ont souvent des conduits de forme variable de section transversale, généralement en forme de coude en S. Aussi dans les cas où il n'y a pas beaucoup de longueur disponible, la courbure de la paroi peut devoir être à un taux élevé qui provoque une séparation d'écoulement local. Les pertes supplémentaires qui en résultent (c'est-à-dire plus des pertes de frottement de peau calculées) peuvent être déterminées en équipant le conduit d'une entrée en forme de cloche et en effectuant un test d'aspiration ou à partir d'ordinateurs utilisant les équations Navier-Stokes.

La figure (II.10) montre l'augmentation de la perte de charge avec l'augmentation du nombre moyen de Mach de la gorge, l'augmentation de la longueur du conduit et changer la forme de la section transversale et la courbure du conduit. Lorsque M_t dépasse 0,6 ou 0,7, les nombres de Mach peuvent localement être transsoniques au niveau des murs dans la région près de la gorge. Dans le cas de conduits incurvés, il peut y avoir une certaine séparation de flux et puis refixer. Ainsi, la perte augmente significativement au-delà d'un nombre de Mach moyen de gorge d'environ 0,63 [3].

Dans les conduits coulés en S, le premier coude est généralement la principale source de perte de pression totale. Perte de pression totale pour un M_t , la longueur du conduit et le

rayon de courbure final peuvent être considérablement réduits en diminuant la quantité de rotation dans le premier pli.

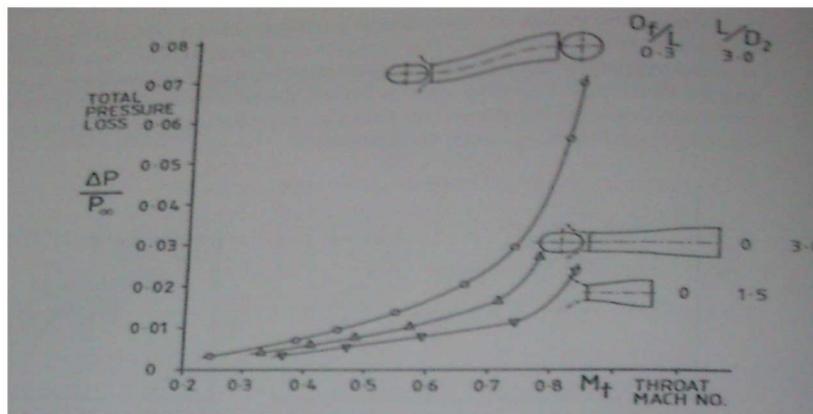


Figure II.10 Perte de base dans la conduite.

L'augmentation de la longueur de la conduite (de la courbe inférieure à la courbe médiane) augmente la perte de friction cutanée. La perte augmente encore en raison de la forme de section transversale variable et de la courbure de la conduite (courbe). Aussi, pour $M_t > 0,6$ ou $0,7$, la compressibilité augmente fortement la perte.

II.8 Efficacité d'une prise d'air (Pitot)

Pour les avions commerciaux l'entrée d'air simple divergente la plus utilisée est également nommée entrée d'air annulaire de type Pitot. Dans cette conduite le flux subit un ralentissement adiabatique ou la température totale reste constante. D'ailleurs, si le nombre de Mach diminue la température statique augmente en même temps et la température totale reste constante.

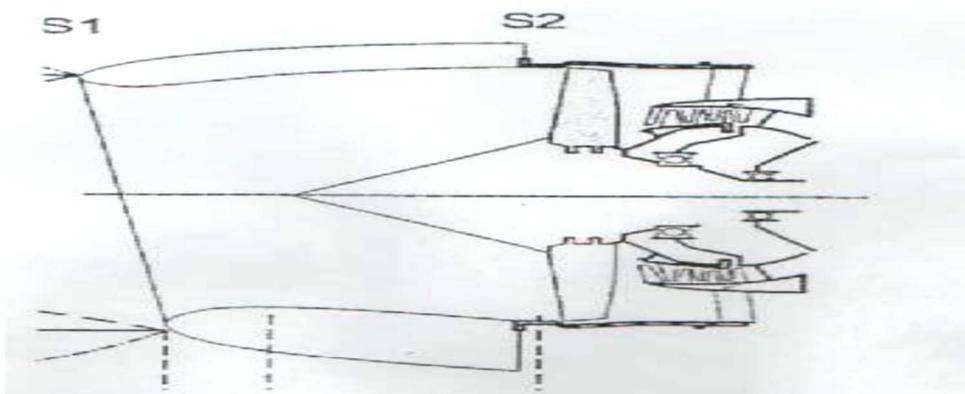


Figure II.11 Entrée d'air subsonique

Et comme l'air est un gaz idéal, et la température statique est ajustée inversement avec la pression statique de plus en supposant que l'évolution est réversible alors dans ce cas la pression totale sera conservée, les évolutions théoriques de la pression, température et vitesse sont comme suit :

Paramètres	Evolution en croisière
M ou V	Diminue
Tt	Constante
Ts	Augmente
Ps	Augmente
Pt	Constante

Table II.1 Evolutions théoriques en croisière de la pression, température et vitesse

Les frottements existent dans le cas réel, la pression totale de sortie P_{t2} est légèrement inférieure à la pression totale théorique P_{t1} qui elle est équivalente à la pression P_{t0} (encore appelée pression génératrice). afin de caractériser l'irréversibilité de la transformation, la notion d'efficacité d'une entrée d'air notée η , elle égale au rapport des pressions P_{t2} / P_{t0} . Si on trace l'évolution de η par rapport au nombre de mach et pour une entrée d'air type Pitot, on obtient cette la courbe :

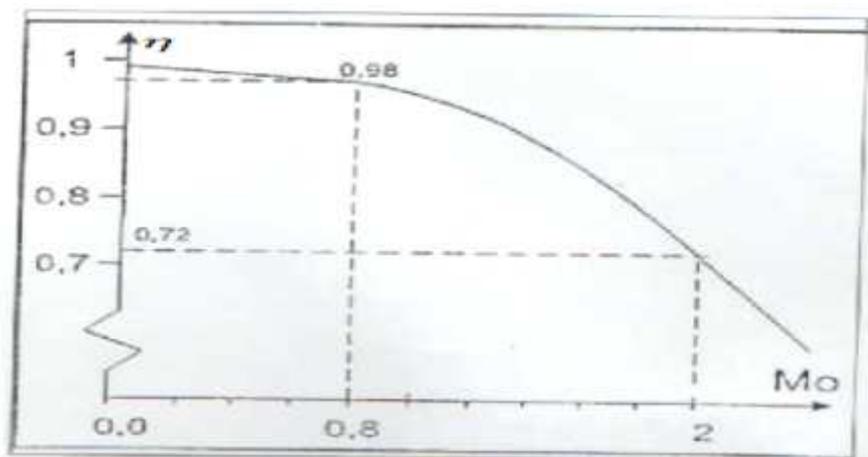


Figure II.12 Efficacité d'une prise d'air (Pitot).

On remarque que l'efficacité est très proche à l'unité pour des nombres de mach à l'intervalle de 0.8 à 0.9, ce qui explique son utilisation pour les avions subsonique. Par contre, pour un aéronef évoluant à mach 2, cette efficacité n'est plus que de 0.72, due essentiellement à l'irréversibilité causée par les chocs .afin de limiter cette perte de pression totale, on montre qu'il est plus intéressant d'effectuer ce même ralentissement, non pas par une onde de choc normal, mais par une série d'ondes de chocs obliques suivies d'un choc droit. Ce dernier, naissant à un mach plus faible, permet de conserver une efficacité globale acceptable.

II.9 Adaptation et contrôle

Avec une prise d'air subsonique, par opposition à une prise d'air supersonique volant à des vitesses subsoniques, l'adaptation n'est généralement pas un gros problème, mais pas complètement automatique. Le changement essentiel d'une condition de vol à une autre est la variation du rapport de débit, illustrée en termes généraux sur la figure II.13.

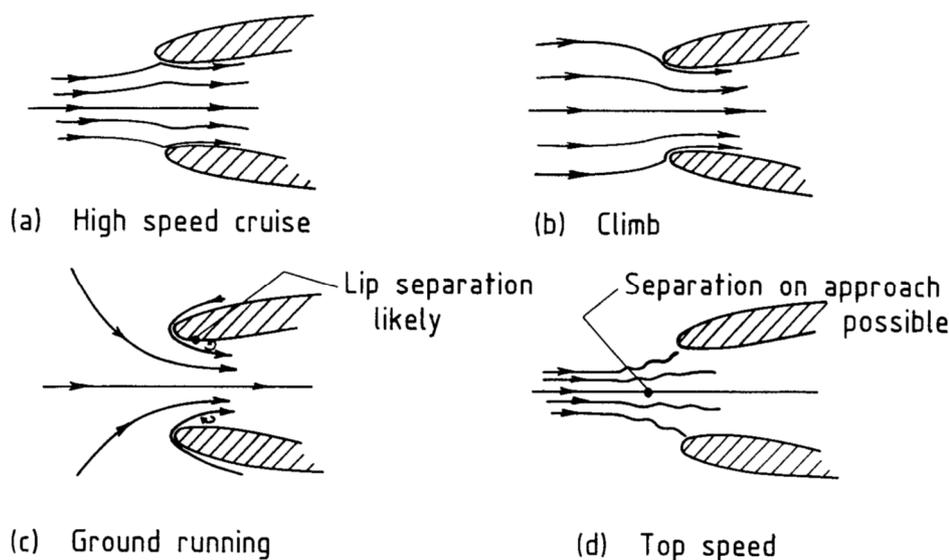


Figure II.13 Gamme de conditions de vol pour une prise d'air subsonique [3]

Les commentaires suivants s'appliquent d'après [3] :

- **Croisière à grande vitesse** : La condition de conception, avec un rapport de débit inférieur à 1,0, généralement compris entre 0,5 et 0,8. La performance du conduit interne est à son meilleur. Si une surface externe mouillée est présente, la zone d'entrée est choisie pour donner un rapport d'écoulement relativement élevé, afin d'éviter le problème de séparation d'écoulement.

- **Montée** : La vitesse de vol inférieure et, probablement, la puissance du moteur plus élevée conduisent à un rapport de débit plus élevé, probablement supérieur à 1,0. La conception de la lèvre et le col permet d'accepter cette condition sans séparation de flux. Tout développement de couche limite externe a lieu dans un gradient de pression négatif, une condition plus favorable que dans le cas (a).
- **Course au sol** : Pour les conditions statiques extrêmes (rapport de débit infini), un système d'entrée d'air auxiliaire est probablement nécessaire. L'entrée d'air supplémentaire peut être arrangée pour se fermer automatiquement lorsque le rapport de débit tombe en dessous d'une certaine valeur, généralement pendant la course de décollage. C'est le seul appareil correspondant normalement nécessaire pour une prise d'air subsonique.
- **Vitesse maximale** : A la vitesse limite de l'avion, atteinte par exemple lors d'une chute sous tension, le rapport de débit sera en dessous de celui de la condition (a). Si une couche limite externe est présente (mais seulement dans ce cas), le gradient de pression supplémentaire défavorable peut provoquer une séparation de l'écoulement : cela peut alors conduire à un fonctionnement irrégulier du moteur. même dans les cas graves de surtension, ou aux problèmes d'asymétrie de débit des prises d'air jumelées. Une purge de couche limite spéciale peut être nécessaire pour éviter de telles occurrences, qui sont cependant relativement rares.

III.1 Introduction

Avant de commencer à étudier les caractéristiques de l'entrée d'air, nous donnons ici un aperçu général du mode de fonctionnement de l'organe en présence du système de propulsion en recourant uniquement à des concepts connus ou intuitifs.

On passe d'abord en revue le mécanisme d'amorçage de la tuyère supersonique, et on en déduit l'explication de l'expérience aérodynamique, qui est la base pour comprendre ce fonctionnement.

Le théorème d'HUGONIOT est étendu au flux de combustion, puis sur la base de ces données. L'adaptation de l'admission d'air aux conditions du turboréacteur sera également transformée en aérodynamisme.

Tout au long de ce chapitre, par souci de simplicité, nous nous placerons dans le cadre d'une théorie unidimensionnelle de l'écoulement des gaz calorifiques parfaits on ignorera l'influence de la couche limite.

III.2 Mécanisme d'amorçage d'une tuyère supersonique

Ci-dessous, nous passons brièvement en revue le mécanisme d'amorçage d'une tuyère supersonique alimentée par l'air calme à la pression générée p_i du côté amont. Par exemple, on supposera que p_i est fixe et la pression p_a de la partie aval de sortie diminue progressivement. La figure III.1 montre l'évolution du rapport $\frac{p}{p_i}$ dans la partie quelconque de la tuyère pour différentes valeurs décroissantes de $\frac{p_a}{p_i}$, lorsque $p_a = p_i$, aucun débit ne se produira et le débit massique $q_m = 0$.

Si l'on donne à $\frac{p_a}{p_i}$ une série de valeurs décroissantes, deux types de systèmes vont s'établir. Pour une valeur proche de 1 pour ce rapport, le débit q_m va augmenter. Pour une valeur donnée de cet écoulement q_{m_1} , d'après le théorème de HUGONIOT la vitesse augmente à la convergence, atteint la vitesse maximale en dessous de la vitesse critique au col, puis diminue à la divergence.

Aussi, la pression décroît, passe par un minimum supérieur à la valeur critique p_c ($p_c/p_i = 0,528$) et augmente ensuite jusqu'à la valeur p_a imposée dans la tranche de sortie.

Pour une valeur $q_{me} > q_m$, le sens de l'évolution reste le même, en particulier la vitesse au col se rapproche de la valeur critique. Enfin, pour une certaine valeur $\left(\frac{p_a}{p_i}\right)^*$ de $\left(\frac{p_a}{p_i}\right)$ le débit q_m atteint sa valeur critique q_m^* , la pression au col prend la valeur $p_c = 0.528 p_i$, on dit que le col de la tuyère est amorcé, en aval du col, l'écoulement se décomprime dans le divergent (courbe q_m^*) et reste subsonique.

Si $\frac{p_a}{p_i}$ prend une valeur inférieure à $\left(\frac{p_a}{p_i}\right)^*$, la vitesse étant sonique au col, le débit q_m conserve sa valeur critique :

$$q_m^* = \frac{\delta}{\sqrt{C_p T_i}} \cdot p_i A_c \tag{III.1}$$

L'évolution des pressions dans le convergent ne change pas, mais dans le divergent une détente supersonique se produit jusqu'à une certaine section où se forme un choc droit (par exemple C_1 . Figure III.1), en aval de ce choc l'écoulement redevenu subsonique et se trouvant en présence d'un divergent, se décomprime pour atteindre la pression p_a à la sortie. Il est facile de déterminer la position du choc associée à la valeur $\left(\frac{p_a}{p_i}\right)$ du taux de détente, soit M_{ch} le Mach amont du choc correspondant, sous l'effet de ce choc, la pression génératrice prend une nouvelle valeur p_i' définie par :

$$\frac{p_i'}{p_i} = \pi(M_{ch}) \tag{III.2}$$

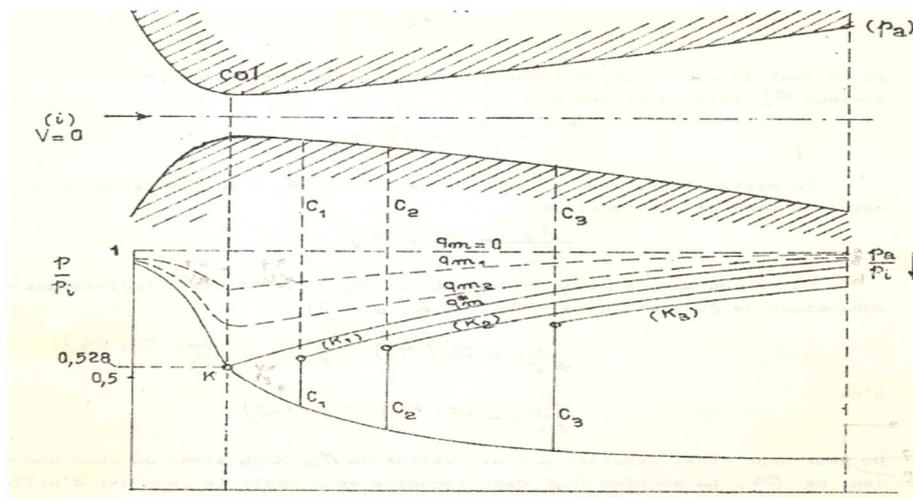


Figure III.1 les phases de l'amorçage d'une tuyère supersonique

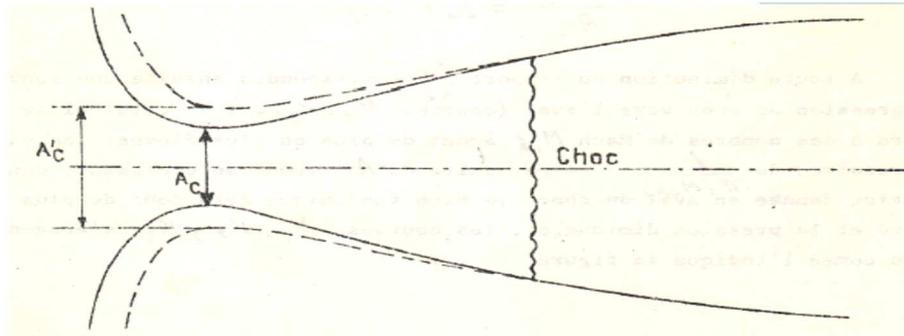


Figure III.2 col sonique fictif de l'écoulement en aval d'une onde de choc

En aval du choc tout se passe comme si le flux venait du col sonique A'_c (figure III.2) tel que :

$$\frac{A'_c}{A_c} = \frac{p_i}{p'_i} = \frac{1}{\pi(M_{ch})} \quad (III.3)$$

En particulier, dans la partie de sortie A_s , le nombre de Mach M_s est déterminé par la fonction :

$$\frac{A_s}{A_c} = \sum (M_s) \quad (III.4)$$

Le deuxième membre est connu, on lit dans la table (détermination subsonique de \sum) M_s dont on dérive $(p_s = p_a)d'$ où :

$$\frac{p_a}{p'_i} = \bar{\omega}(M_s) \cdot \pi(M_{ch}) \quad (III.5)$$

On peut donc associer n'importe quelle valeur de M_{ch} Mach amont du choc une valeur de $\frac{p_a}{p_i}$ La section A_{ch} ou se produit le choc est d'ailleurs déterminée par :

$$\frac{A_{ch}}{A_c} = \sum (M_{ch}) \quad (III.6)$$

Toute diminution du rapport $\frac{p_a}{p_i}$ correspondra au nouveau développement des chocs aval (courbes K_2, K_3, \dots); ; cela se produira au nombre de Mach amont le plus élevé M_{ch} , les valeurs successives de $\frac{1}{\pi(M_{ch})}$ et par suite de A'_c iront en croissant, dans une partie donnée en aval du choc, le Mach subsonique sera donc de plus en plus élevé et la pression va diminuer,

Considérons maintenant la figure III.3 une tuyère s'étendant de divergence et de convergence dont on peut faire varier la forme pour régler l'aire A_{C_2} (second col) qui peut prendre des différentes positions.

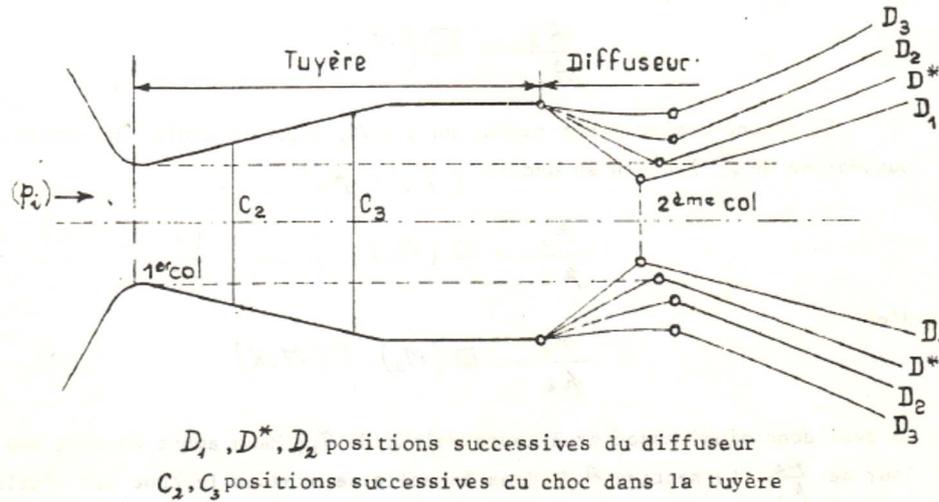


Figure III.3 Amorçage progressif d'une tuyère supersonique avec second col

Revenons à l'expérience précédente et établissons une fois pour toutes une pression suffisamment basse à la sortie du diffuseur réglable pour que l'écoulement dans le deuxième col soit toujours sonique, vérifions ce qui se passe dans le domaine compris entre le premier et le deuxième col au fur et à mesure que sa section augmente. Pour la position D_1 , l'aire A_{C_2} du second col est plus petite que l'aire A_{C_1} du premier col, la théorie d'HUGONIOT impose un régime subsonique dans la tuyère, où la pression évolue est donc du type q_{m_1} (figure III.1).

Lorsque le diffuseur passe de la position D_1 à la position D^* pour laquelle $A_{C_2} = A_{C_1}$, les débits augmentent jusqu'à la valeur q_m^* progressivement définie par l'amorçage sonique du premier et du deuxième col (les couches limites étant négligées), A partir de ce moment, toute nouvelle ouverture du deuxième col (D_2, D_3) ne variera pas le débit qui est fixé par A_{C_1} mais entraînera la création en aval du premier col d'une zone supersonique limitée à un choc C , dont la position est imposée par le rapport $\frac{A_{C_2}}{A_{C_1}}$. En effet, en aval de ce choc, l'écoulement se décompresse isentropiquement en subsonique jusqu'à la section maximale de la tuyère, puis se ré-accélère dans le convergent du diffuseur et devient sonique au deuxième col. Il résulte de ce qui précède que :

$$\frac{A_{C_2}}{A_{C_1}} = \frac{1}{\pi(M)} \tag{III.7}$$

Par conséquent, pour toute valeur de $\frac{A_{C_2}}{A_{C_1}}$ correspondant à une valeur $\frac{p'_i}{p_i} = \pi(Mch)$ qui définit le Mach supersonique sur la face amont du choc C , c'est-à-dire la partie où ce choc doit se produire. Nous avons remarqué qu'au fur et à mesure que ce choc avance dans la tuyère le rapport $\frac{p'_i}{p_i} = \pi(Mch)$ diminue; la pression maximale récupérable en aval du diffuseur devient de plus en plus basse. Lorsque le choc atteint la partie de sortie de la tuyère, la pression génératrice se dégrade maximum, si l'on continue à ouvrir le col du diffuseur, le choc devient instable et pénètre brutalement dans le diffuseur, un flux supersonique est généré derrière celui-ci. L'écoulement dans le second col, en particulier, devient alors nettement supersonique, le Mach M_2 est défini par la relation isentropique :

$$\Sigma (M_2) = \frac{A_{C_2}}{A_{C_1}} \tag{III.8}$$

qui est désormais applicable, car toute irréversibilité a disparu en utilisant une valeur très proche de p_i . Toute mauvaise opération qui rend la valeur de A_{C_2} inférieure à celle de A_{C_1} , provoquera un désamorçage brutal de l'ensemble, le débit du deuxième col devenant inférieur à celui du premier. En résumé, la manœuvre du deuxième col permet [34]:

- régler le débit qui traverse la tuyère à une valeur inférieure ou égale à limite imposée par le premier col
- d'ajuster la position du choc dans la tuyère dès que le premier col est amorcé, le débit reste constant
- Une fois l'activation de l'amorçage du second col la perte de pression génératrice du système ce réduit considérablement.

III.3 Cas du turboréacteur

Pour une entrée d'air destinée à alimenter un compresseur, dont la surface d'entrée coïncide avec la section A_2 de sortie du diffuseur, la condition d'adaptation résulte de l'égalité des débits respectivement fournis par la prise d'air et captés par le compresseur. On a convenu

d'utiliser le paramètre débit réduit $\frac{q_m \sqrt{T_{t2}}}{P_{t2}}$, et la vitesse de rotation du compresseur est caractérisée par la vitesse réduite $\frac{N}{\sqrt{T_{t2}}}$.

Du point de vue de la prise d'air, le fonctionnement d'un compresseur donné sera défini par le diagramme suivant :

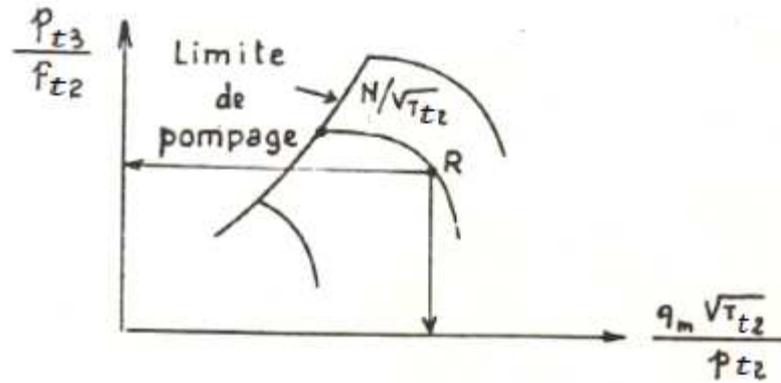


Figure III.4 le rapport de compression $\frac{P_{t3}}{P_{t2}}$ en fonction du débit réduit et de la vitesse réduite.

Pour un état de fonctionnement R donné, la prise d'air donnera un débit réduit déterminé, mais on sait que le débit d'une conduite d'aire A_2 provient de l'évolution isentropique d'un col sonique d'aire A_{c_2} , sous une pression génératrice P_{t_2} et une température génératrice T_{t_2} et si M_2 désigne le Mach à l'entrée A_2 du compresseur, on a donc :

$$\frac{q_m \sqrt{T_{t_2}}}{P_{t_2}} = \frac{\delta(\gamma)}{\sqrt{c_p}} \cdot \frac{A_2}{\Sigma(M_2)} = \frac{\delta(\gamma)'}{\sqrt{c_p}} A_{c_2} \tag{III.9}$$

La relation montre que pour un compresseur donné, fonctionnant à un régime donné, le Mach M_2 à l'entrée et la section critique locale A_{c_2} sont fixés.

III.4 Paramètres caractéristiques d'une prise d'air

Pour analyser le bilan propulseur du réacteur, il faut d'abord connaître le débit et la pression maximale que peut fournir l'entrée d'air. Selon sa configuration géométrique, cette entrée d'air affectera également la résistance externe. Dans certains cas, la raison en est toujours préjudiciable au fonctionnement du moteur.

III.4.1 Débit d'une prise d'air

III.4.1.1 Définition

Considérons (Figure III.5) une entre d'air formé d'une carène, qui peut être disposée devant elle, avec des obstacles, utilisée pour modifier convenablement la direction et la vitesse de l'écoulement avant la capture LL' .

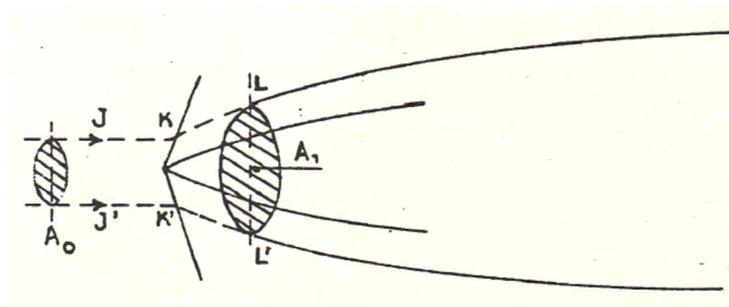


Figure III.5 débit d'une prise d'air

Pour une situation donnée, la surface du courant permet une ligne d'arrêt près ou sur les lèvres de la carène et divise le flux en deux domaines, le flux interne est finalement capté par la prise d'air et le flux externe. Soit A_0 l'aire de la section transversale de la surface à l'infini amont et A_1 l'aire de la section droite d'un cylindre parallèle à \vec{V}_0 et s'appuyant sur les lèvres de la carène.

On désignera par coefficient de débit le rapport :

$$\varepsilon = \frac{A_0}{A_1} \tag{III.10}$$

Si ce coefficient est connu, le débit capté est donc :

$$q_m = \varepsilon A_1 \rho_0 V_0 \tag{III.11}$$

III.4.1.2 Coefficient de débit maximal en écoulement supersonique uniforme

Lorsque l'entrée d'air est dans un flux d'air supersonique donné, le débit maximal qu'elle peut absorber est parfaitement défini par les conditions aux limites en amont du cône de Mach qui s'appuie sur les lèvres de la carène.

Premier exemple :

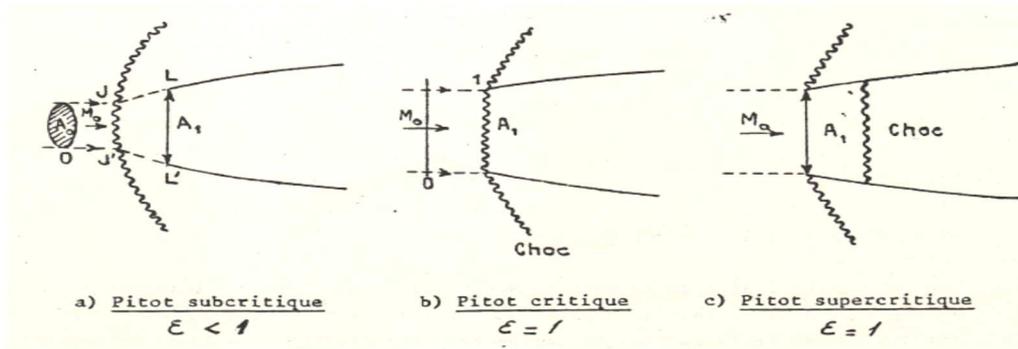


Figure III.6 Prise d'air Pitot en écoulement uniforme

Le plus simple cas est celui d'une entre d'air du type Pitot, simple ouverture d'aire A_1 placée normalement à la vitesse uniforme V_0 de flux incident. Dans ce cas le débit maximal est défini $A_0 = A_1$ soit $\epsilon = 1$.

Si les conditions d'obstruction interne (régime du moteur insuffisant, ou chauffage exagéré) ne permettent pas l'écoulement de ce débit vers l'aval, la formation d'une onde de choc est nécessaire devant l'entrée, transformant en un écoulement subsonique, l'écoulement incident. Le débit excé-cantaire peut alors être dévié à l'extérieur. Le coefficient de débit devient inférieur à l'unité ($A_0 < A_1$); on dit que le régime est subcritique. Si les conditions d'obstruction interne sont progressivement atténuées (accélération du moteur ou réduction du chauffage), le choc se rapproche de l'entrée, au fur et à mesure que le débit augmente. Quand le choc se place exactement dans le plan d'entrée, le coefficient de débit est devenu $\epsilon = 1$ et le régime est alors dit critique. Si l'obstruction interne continue à décroître, le choc pénètre dans le diffuseur, mais le débit ne varie plus, le régime est alors supercritique (Figure III.6).

Deuxième exemple :

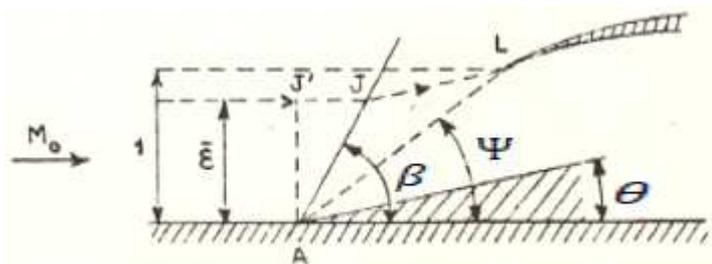


Figure III.7 Ecoulement plan, avec proue dièdre

Avant d'aborder la surface d'entrée d'air, l'écoulement de mach M_0 est dévié d'un angle θ par une proue dièdre.

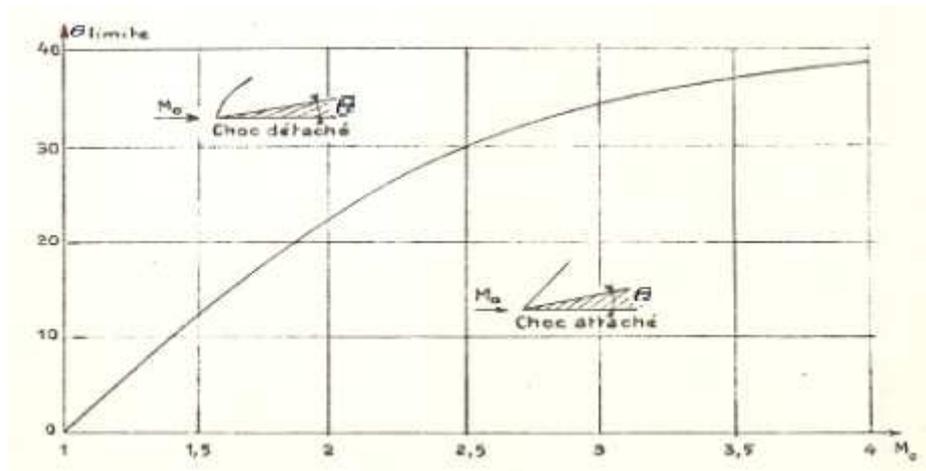


Figure III.8 déviation limite pour un obstacle dièdre

Pour des valeurs de θ assez faible (Figure III.8), à l'arête du dièdre un choc oblique plan attaché se forme, incliné de l'angle β sur l'écoulement amont \vec{M}_0 (*).

Derrière ce choc, l'écoulement a pris le Mach M_1 et la direction (θ), la nappe de courant captée est donc définie par $J'L$, la géométrie de la figure permet d'écrire immédiatement le débit maximal qui peut pénétrer dans la prise d'air. Si Ψ désigne l'angle $OL; Ox$, on vérifiera aisément que :

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\cotg \theta - \cotg \Psi}{\cotg \theta - \cotg \beta} \tag{III.12}$$

β est donné en fonction de θ et de M , par la théorie des chocs.

La figure III.9 représente la fonction $\theta_{lim}(M_0)$ correspondant au détachement du choc.

- Pour $M_0 > M_{0\ lim}$, on retrouve les trois régimes de fonctionnement en débit $\mathcal{E} = \mathcal{E}_{critique}$ et supercritique, $\mathcal{E} < \mathcal{E}_{subcritique}$ suivant les conditions d'obstruction aval.

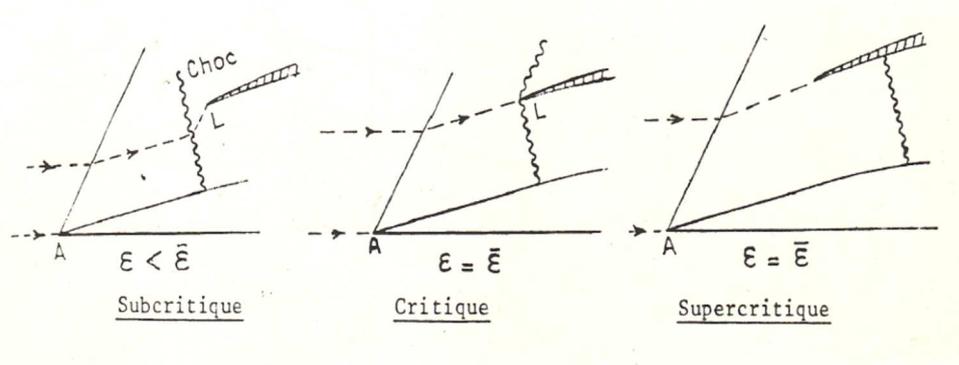


Figure III.9 la fonction $\theta_{lim}(M_0)$ correspondant au détachement du choc.

- Pour $M_0 < M_0 \lim$, le choc se détache de l'apex A du dièdre (Figure III.7). Dans ce cas l'écoulement en aval du choc courbe n'est pas uniforme et est subsonique dans la région d'alimentation de la prise d'air. Celle-ci fonctionne alors à peu près comme un simple Pitot subcritique. Le débit maximal réalisable est obtenu lorsque le régime sonique est atteint dans la section de captation LL' .

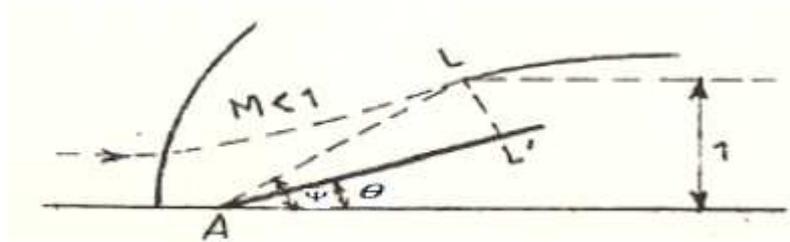


Figure III.10 choc se détacher de l'apex A du dièdre

Ecrivant que LL' est sonique et admettant que le choc frontal est quasi droit pour le tube de courant capté, on obtient une approximation du coefficient de débit critique par :

$$\bar{\epsilon} \approx \sum_0 \pi_0 \frac{\sin(\psi - \theta)}{\sin \psi} \tag{III.13}$$

En fait, le choc n'étant droit que dans le voisinage de l'arête, La valeur moyenne de p_i est supérieure a π_0 . Le coefficient $\bar{\epsilon}$ peut donc être légèrement supérieur à la valeur ci-dessus.

Troisième exemple :

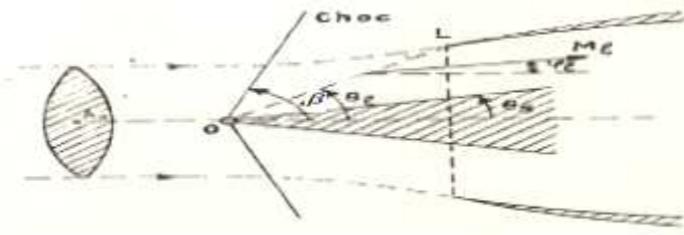


Figure III.11 Prise d'air à pointe conique

En théorie, cette situation est similaire à la précédente, mais plus compliquée, soit une carène de révolution munie d'une pointe conique axiale de demi-angle au sommet θ_s , le cercle des lèvres L est vu de la pointe O sous l'angle θ_l . Lorsque \vec{M}_0 aborde l'obstacle conique, une onde conique attachée en O (si θ_s est assez petit) et de demi-angle β le transforme en un écoulement conique.

Les tables de la NASA [35] représentent numériquement les écoulements coniques. Pour toute une série de couples des valeurs (θ_s, M_0) , on peut déduire de ces tables les fonctions $M(\theta)$ et $\varphi(\theta)$ qui décrivent chacun de ces écoulements, pour $\theta_s < \theta < \beta$. Il est alors facile de calculer le débit maximal \bar{q}_m capté à un Mach M_0 donné par une prise d'air définie par (θ_s, θ_l) . Du tableau (θ_s, M_0) de la NASA on déduit pour $\theta = \theta_l$ le Mach $M_l = M(\theta_l)$ et la direction $\psi_l = \psi(\theta_l)$ et on note la valeur de l'angle β du choc conique, l'écoulement étant uniforme sur OL , le débit traversant la nappe conique engendrée par OL , aire $\frac{A_1}{\sin \theta_l}$, s'écrit :

$$\bar{q}_m = \gamma \frac{p_l}{p_i} \cdot \frac{p_i'}{p_i} \cdot \frac{a_l}{a_i} \cdot M_l \frac{\sin(\theta_l - \psi_l)}{\sin \theta_l} \cdot a_i \cdot A_1 \quad (\text{III.14})$$

Comparant l'expression précédente de \bar{q}_m à sa définition à partir du coefficient de débit $\bar{\varepsilon}$:

$$\bar{q}_m = \bar{\varepsilon} \gamma \frac{\mu_0 M_0}{a_0} A_1 \quad (\text{III.15})$$

On déduit :

$$\bar{\varepsilon} = \frac{M_l}{M_0} \cdot \frac{\bar{\omega}(M_l)}{\bar{\omega}(M_0)} \pi (M_0 \sin \beta) \left[\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_l^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_0^2} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{\sin(\theta_l - \varphi_l)}{\sin \theta_l} \quad (\text{III.16})$$

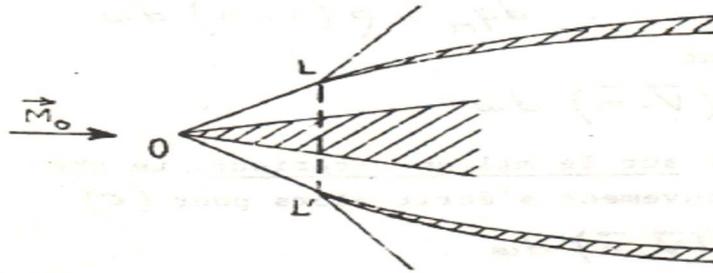


Figure III.13 Mach d'adaptation, en supersonique

Pour tout nombre de Mach supérieur le choc initial pénètre dans la prise d'air et le débit critique correspond à $\bar{\epsilon} = 1$ la prise d'air se comporte comme un simple Pitot du point de vue du débit pour tout nombre de Mach inférieur, on a $\bar{\epsilon} < 1$.

III.5 Résistance de captation

III.5.1 Calcul des résistances de captation

- 1- **Prise d'air en régime critique ou supercritique dans écoulement uniforme (Figure 7 b ou c):**

Dans ce cas l'élément d'entrée de la partie de contrôle dont le choix s'impose est la section droite A_1 de l'entrée d'air, normale $\vec{V}_0 = V_0 \cdot \vec{x}$.

Le flux dynamique entrant s'écrit comme :

$$\vec{X} = P_0 \vec{A} \vec{x} + \rho_0 V_0 A_1 (V_0 \vec{x}) = \vec{x} (P_0 + \rho_0 V_0^2) A_1 \tag{III.19}$$

D'où la résistance de captation, projection de \vec{X} sur \vec{V}_0 :

$$X = \mu_0 A_1 (1 + \gamma M_0^2) \tag{III.20}$$

- 2- **Prise d'air Pitot en régime subcritique (notion de résistance additive) :**

Acceptons que le flux (Figure 6a- $\epsilon < 1$) après la traversée du choc demeure monodimensionnel jusque dans le plan d'entrée (A_1), on trouve:

$$X = \mu_1 A_1 (1 + \gamma M_1^2) \tag{III.21}$$

M_1 désignant le Mach dans le plan d'entrée et p_1 la pression correspondante.

Soit $\varepsilon = \frac{A_0}{A_1}$ le coefficient de débit dans le cas considéré, et $\pi(M_0) = \frac{p'_t}{p_t}$ le rapport des pressions génératrices de part et d'autre du choc, la conservation du débit impose :

$$\frac{\varepsilon A_1}{\Sigma(M_0)} = \pi(M_0) \frac{A_1}{\Sigma(M_1)} \quad (\text{III.22})$$

On déduit de cette équation

$$\Sigma(M_1) = \frac{\pi_0}{\varepsilon} \Sigma_0 \quad (\text{III.23})$$

Cette équation donne M_1 (on notera que, en aval du choc, c'est la détermination subsonique de $\Sigma(M)$ qui convient).

On trouve ensuite :

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{p_1}{p_{t_1}} \cdot \frac{p_{t_1}}{p_{t_0}} \cdot \frac{p_{t_0}}{p_0} = \frac{\bar{\omega}(M_1)}{\bar{\omega}(M_0)} \cdot \pi(M_0) \quad (\text{III.24})$$

La résistance de captation X s'écrit :

$$X = A_1 p_0 \frac{(\bar{\omega}_1)}{(\bar{\omega}_0)} \pi_0 (1 + \gamma M_1^2) \quad (\text{III.25})$$

Il est convenable de mettre en évidence dans cette expression, le flux dynalpique contenu dans le tube de courant interne en amont du choc. L'aire de ce tube de courant étant $A_0 = \varepsilon A_1$, on a :

$$X = \varepsilon A_1 p_0 (1 + \gamma M_0^2) + X_a \quad (\text{III.26})$$

Et l'on pose à cet effet :

$$X_a = p_0 A_1 \left(\pi_0 \frac{(\bar{\omega}_1)}{(\bar{\omega}_0)} (1 + \gamma M_1^2) - \varepsilon (1 + \gamma M_0^2) \right) \quad (\text{III.27})$$

Cette grandeur est appelée résistance additive. On peut l'écrire, après élimination de π_0 à l'aide de (III.23) :

$$x_a = \frac{\eta_0 A_1}{\bar{\omega}_0 \Sigma_0} \cdot \varepsilon [\Phi(M_1) - \Phi(M_0)] \quad (\text{III.28})$$

Où $\phi(M)$ désigne la fonction auxiliaire :

$$\Phi(M) = \bar{\omega}(M)\Sigma(M)(1 + \gamma M^2) \quad (III.29)$$

On définit le coefficient de résistance additive de la prise d'air Pitot sous la forme :

$$C_{x_a} = \frac{X_a}{\frac{1}{2}\gamma p_0^2 A_1} = \frac{2\varepsilon}{\gamma M_0^2 \bar{\omega}_0 \Sigma_0} [\Phi_1 - \Phi_0] \quad (III.30)$$

On notera que d'après sa définition même, lorsque ε tend vers 1, C_{x_a} tend vers zéro.

L'application numérique des expressions (III.23) et (III.30) à diverses valeurs de ε et M_0 montre que le coefficient C_{x_a} de la prise d'air Pitot reste pratiquement très voisin de :

$$C_{x_a} = 1,75(1 - \varepsilon) \quad (III.31)$$

III.5.2 Résistance de captation en régime subcritique

Prenant une prise d'air bidimensionnelle à proue dièdre fonctionnant en régime subcritique, soit $\varepsilon < \bar{\varepsilon}$ le coefficient de débit imposé, et la position du choc détaché devant la surface de captation (distance de détachement Δ) supposons connue, il est alors immédiat connaissant ε de déterminer les points J_1, J_2 de la ligne de courant passant par L .

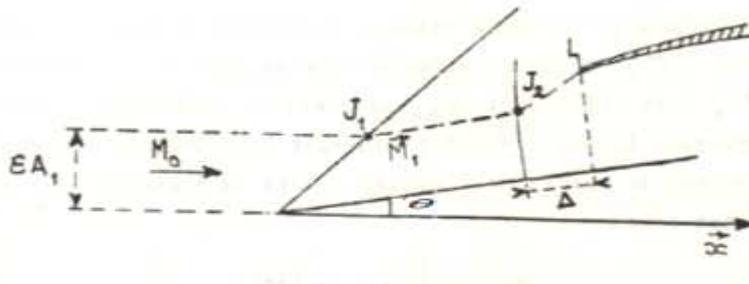


Figure III.14 prise d'air bidimensionnelle à proue dièdre

On déduit :

$$X = \varepsilon A_1 p_0 (1 + \gamma M_0^2) + p_1 A_1 \left(\frac{A_{J_2}}{A_1} - \varepsilon \right) + \int_{J_2, L} p dA \quad (III.32)$$

Si tenons compte que le cas réaliste où $\frac{\varepsilon}{\varepsilon'}$ restée très voisin de 1, J_2 et L sont très rapprochés et nous pouvons supposer qu'il existe un rapport constant K entre l'aire frontale A du tube de courant et l'aire A' comptée normalement à la paroi du dièdre le long de $J_2 L$.

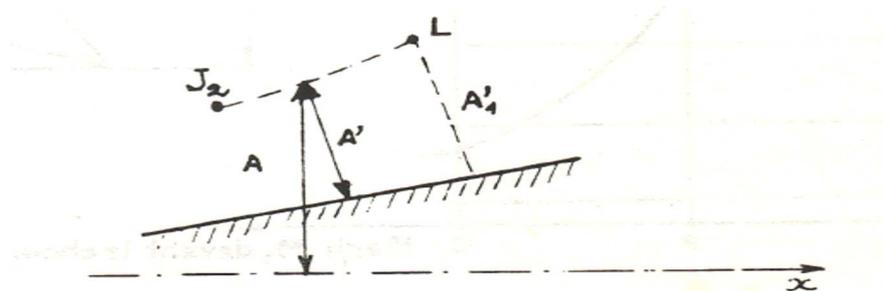


Figure III.15 l'aire frontale A et l'aire de la paroi du dièdre A' du tube de courant.

Donc :

$$\int_{J_2, L} p dA = K \int_{J_2, L} p dA' \quad (III.33)$$

Et l'intégrale représente la résistance additive d'une prise Pitot placée normalement à l'écoulement \vec{M}_1 et fonctionnant au coefficient de débit :

$$\frac{A'_{J_2}}{A'_1} \# \frac{A_{J_2}}{A_1} \quad (III.34)$$

On peut donc écrire :

$$\int_{J_2, L} P dA' = \frac{1}{2} \gamma_1 P_1 M_1^2 \left[1,75 \left(1 - \frac{A_{J_2}}{A_1} \right) \right] \cdot A'_1. \quad (III.35)$$

Et puisque $KA'_1 = A_1$,

$$\int_{J_2, L} P dA = \frac{1}{2} \gamma P_4 M_1^2 A_1 \left[1,75 \left(1 - \frac{A_{J_2}}{A_1} \right) \right] \quad (III.36)$$

D'où finalement :

$$X_a = P_1 A_1 \left[\frac{A_{J_2}}{A_1} \cdot \varepsilon + 1,225 M_1^2 \left(1 - \frac{A_{J_2}}{A_1} \right) \right] \quad (III.37)$$

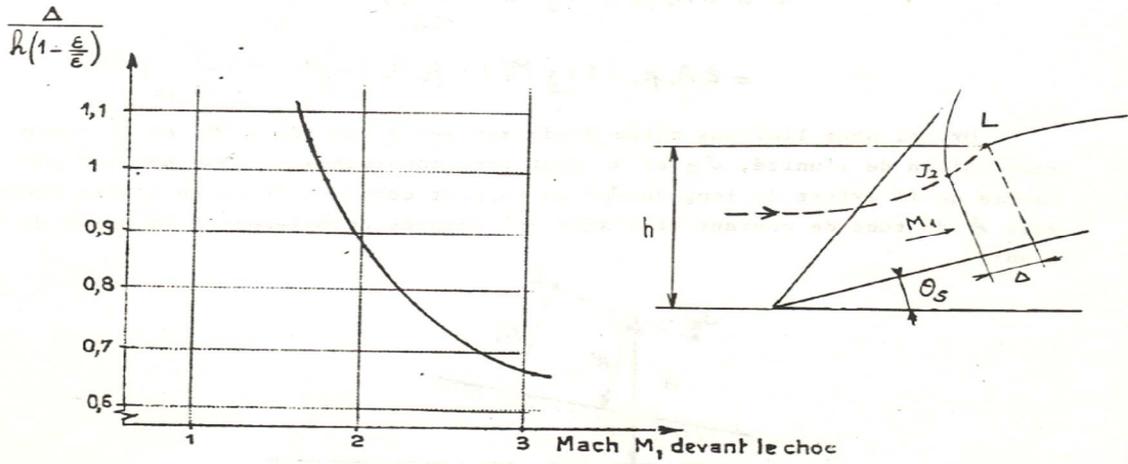


Figure III.16 Coefficient de distance de détachement du choc (cas de révolutions d'après SIBULKIN, NACA - RME 51 B 13)

Le calcul de cette expression repose sur la connaissance préalable de la fonction $\Delta\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon}; M\right)$ qui définit la distance de détachement du choc subcritique devant une prise d'air Pitot.

Cette méthode approximative se généralise au cas d'une prise d'air quelconque en régime subcritique. Pour $\frac{\varepsilon}{\varepsilon}$ donné on commencera par situer la position du choc détaché devant l'entrée à l'aide de la courbe de la prise Pitot subcritique $\Delta\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon}, M_0\right)$ ou d'après une strioscopie.

Ensuite on positionnera le point J_2 où la ligne de courant limite traverse le choc : par exemple, dans le cas d'une pointe conique, à tout point J_2 du choc vu de l'apex du cône sous l'angle $\theta_{J_2} < \sigma$, on peut associer le débit $\rho_0 V_0 A_{J_2} \cdot \bar{\varepsilon}(\theta_{J_2}, M_0)$.

La portion de résistance additive relative à $\widehat{J_2}$ sera calculée comme si la prise d'air avait ses lèvres en J_2 et fonctionnait en régime critique, on aurait :

$$(X_a)_{J_1 J_2} = \frac{1}{2} \gamma p_0 M_0^2 A_{J_2} \bar{C}_{x_a}(\theta_{J_2}, M_0) \tag{III.38}$$

Enfin la portion de résistance additive relative à $J_2 L$ se calcule comme pour la proue dièdre :

$$(X_a)_{J_2 L} = 1,225 p_1 A_1 M_1^2 \left(1 - \frac{A_{J_2}}{A_1}\right) \tag{III.39}$$

(Le Mach M_1 , n'étant plus uniforme, on prendra sa valeur moyenne entre J_2 et l'obstacle).

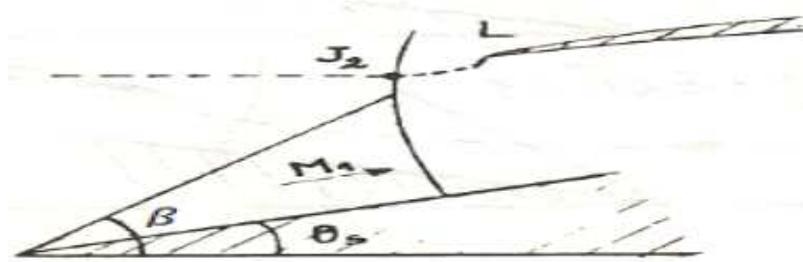


Figure III.17 prise d'air à point conique

Lorsque le point J_2 se situe en amont du choc conique $\theta_{J_2} > \beta$, cas habituel d'une prise d'air adaptée fonctionnant en régime subcritique représenté figure III.18, la traînée additive se réduit approximativement au second terme de (III.37) :

$$X_a = 1,225 P_1 A_1 M_1^2 (1 - \varepsilon) \tag{III.40}$$

Un résultat expérimental (SIBULRIN, NACA RME 51 B 13) relatif à un cône de 20° de demi-angle au sommet est comparé (Figure III.18) aux résultats des calculs précédents. D'autres résultats d'essai montrent des recoupements plutôt meilleurs, le cas rapporté indique donc l'ordre de grandeur de l'écart maximal entre le calcul et l'expérience.

Dans cette figure est également reporté le calcul de la traînée additive effectué en retenant la même loi de distance de détachement du choc, et en supposant que la pression sur J_2L est constante et égale à celle de l'écoulement subsonique sur le cône juste en aval du choc.

Cette dernière méthode conduit dans l'ensemble à des écarts avec l'expérience du même ordre que la méthode approcher proposée. (Équation (III.37))

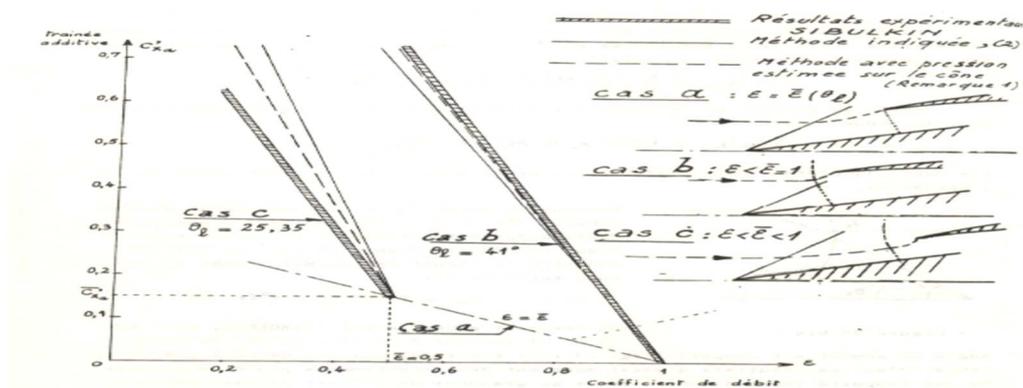


Figure III.18 Résultat expérimental (SIBULRIN, NACA RME 51 B 13)

$$\theta_s = 20^\circ, M_0 = 1,8^\circ, \beta = 41^\circ$$

La courbe $\mathcal{E} = \mathcal{E}_{cas a}$ de la figure III.18 correspond à la trainée additive obtenue par ajustement de θ_ℓ par translation de manière à opérer en régime critique et démontre l'avantage considérable de cette solution par rapport au mode subcritique (cas b ou cas c) pour un même coefficient de débit et la trainée de carène en régime subcritique est généralement diminuée en raison de l'effet de succion du au contournement des lèvres du bord d'attaque par l'écoulement extérieur. Cet effet positif est limité par un décollement local d'autant plus étendu que les lèvres sont plus minces. Aucune évaluation théorique exacte de cet effet n'est encore possible.

III.6 Compression supersonique externe et interne

Pour obtenir l'efficacité maximale il suffit en principe de procéder à une décompression isentropique continue de l'écoulement capté, le schéma le plus simple à cet effet est de la tuyère supersonique inversée placée face à l'écoulement incident.

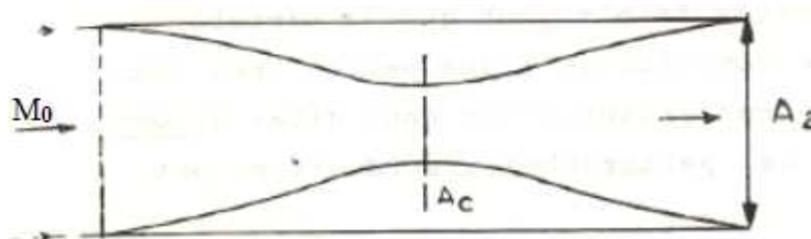


Figure III.19 tuyère supersonique

Le flux capté en A_1 est ramené continument en régime sonique au col A_c , puis ralenti en subsonique à A_2 , alors ces prises d'air sont dites à compression supersonique interne (C. S. I.), on aurait le maximum d'efficacité en l'absence de la viscosité.

Les difficultés essentielles de ce type de prise d'air son, le problème de l'amorçage et le problème d'adaptation à un nombre de Mach variable, en réalité la présence des couches limites de paroi constituera une première limitation.

La prise d'air la plus simple, c'est la prise d'air Pitot. Dans ce système, dont de pression génératrice se produit à la traversée du choc droit en régime critique ou subcritique, l'efficacité correspondante est donnée par :

$$\eta = \frac{P_{t1}}{P_{t0}} = \pi(M_0) \tag{III.41}$$

Cette fonction est rapidement décroissante au-dessus de Mach 1,5, qui nécessite l'emploi de ce type de prise d'air, aux vitesses nettement supersoniques.

Afin d'éviter les défauts de l'entrée d'air isentropique parfaite CSI et d'améliorer l'efficacité de l'entrée d'air du tube de Pitot, le système conçu comprend des obstacles en amont de l'orifice de captage. compression à un nombre de Mach supersonique suffisamment bas, puis utiliser un tube de Pitot pour capturer, uniquement dans des conditions subcritiques ou critiques provoquer de très faibles pertes, il est dit que ces apports ont une compression supersonique externe (CSE).

Dans le cas du C.S.I, comme dans le cas du C.S.E, l'organe final de l'entrée d'air est un diffuseur subsonique dont l'efficacité dépend du développement de la couche limite sous l'influence du gradient de pression opposé.

III.7 Efficacité d'un diffuseur subsonique

Ce problème intéresse tous les types de prises d'air du point de vue fondamental, l'efficacité d'un diffuseur subsonique est déterminée comme il vient d'être dit, par le comportement de la couche limite. A l'échelle des prises d'air utilisées dans la pratique, cette couche limite est turbulente. L'effet du frottement à la paroi sera d'autant plus faible que la longueur du diffuseur sera plus courte. Mais comme il s'agit de ralentir l'écoulement depuis le Mach M_1 à l'entrée, jusqu'au Mach M_2 devant le moteur, le gradient de pression correspondant sera d'autant plus fort que le diffuseur sera plus court. Or une couche limite ralentie s'épaissit rapidement et peut même décoller si le gradient de pression antagoniste est trop élevé [34].

Dans le cas d'un diffuseur tronconique, on sait empiriquement depuis –STODOLA- que l'optimum correspond à un angle de divergence totale d'environ 7 degrés. Le tracé d'un bon diffuseur dans tous les cas pratiques doit au moins s'inspirer de cette règle. Mais les théories modernes de la couche limite permettent d'obtenir un tracé optimum et d'en évaluer les pertes. D'une manière générale, la qualité d'un bon diffuseur représentée par :

$$\eta_{12} = \frac{p_{t_2}}{p_{t_1}} = 1 - K \frac{1}{2} \frac{\rho_1 V_1^2}{P_{i_1}} = 1 - \frac{K}{2} \gamma \bar{w}(M_1) \cdot M_1^2 \quad (\text{III.42})$$

Où M_1 est le Mach à l'entrée du diffuseur.

K dépend de la géométrie du diffuseur et de l'écart M_1, M_2 .

Dans le cas de turboréacteurs où l'écart M_1, M_2 est plus faible, on peut réaliser des η_{12} de l'ordre de 0,98, mais dans le cas des statoréacteurs classiques où M_2 est de l'ordre de 0,2, la valeur $K = 0,13$ représente pratiquement une bonne qualité. M_1 variant de 1 à 0, η_{12} varie de 0,95 à 1.

III.8 Prises d'air à compression supersonique externe (C.S.E)

III.8.1 Prises d'air bidimensionnelles à rampe émergente en simple dièdre

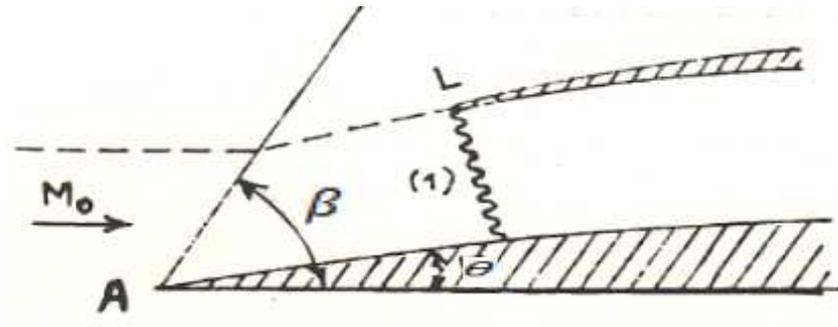


Figure III.20 Prises d'air bidimensionnelles à rampe émergente en simple dièdre

Dans ce cas la compression supersonique externe résulte de la déviation θ imposée en A par la proue dièdre. M_0 et θ étant fixés, l'angle β du choc est déterminé :

L'écoulement subit une première perte définie par :

$$\frac{P_{t1}}{P_{t0}} = \pi(M_0 \sin \beta) \tag{III.43}$$

Le Mach M_1 se calcule par :

$$\frac{P_1}{P_{t1}} = \bar{\omega}(M_1) = \frac{P_1}{P_0} (M_0 \sin \beta) \cdot \frac{\bar{\omega}(M_0)}{\pi(M_0 \sin \beta)} \tag{III.44}$$

Si M_1 est > 1 , le choc normal qui se forme en régime subcritique ou critique devant les lèvres, a ce Mach M_1 conduit à une deuxième perte :

$$\frac{P_{t1'}}{P_{t1}} = \pi(M_1) \tag{III.45}$$

A la fin l'efficacité est :

$$\eta_{02} = \eta_{12} \cdot \pi(M_1)\pi(M_0 \sin \beta) \tag{III.46}$$

Pour un angle θ donné, il existe un Mach minimal $M_{o\text{lim}}$ (Figure III.10) pour lequel $M_1 = 1$. Pour $M_0 < M_{o\text{lim}}$, le choc oblique se détache et le choc droit en L ne peut plus se former puisque l'écoulement aval est subsonique, pratiquement la prise d'air fonctionne du point de vue de son efficacité comme un simple Pitot.

III.8.2 Prise d'air à pointe conique

Dans le cas d'une entrée d'air révolutionnaire équipée d'un nouvel embout conique, elle est similaire à la précédente. La seule différence est que le flux tournant n'est plus uniforme avant l'entrée A_1 . En fait, la variation de M_1 dans le champ du cône est suffisamment faible pour que l'onde de choc se produisant avant l'entrée reste comparable à l'impact correct dans l'écoulement uniforme.

Pour un point de cône donné, il existe là encore une limite de Mach, en dessous de laquelle l'impact sera libéré, et le meilleur angle de cône d'un point de vue efficacité. En fait, le point du demi-angle supérieur du cône $\theta_S = 25^\circ$ se maintient proche de la valeur optimale à presque tous les nombres de Mach, donc l'efficacité obtenue est très proche de l'efficacité du meilleur angle dièdre.

III.8.3 Prises d'air à chocs multiples

Une combinaison de deux chocs des exemples précédent améliore l'efficacité, alors la formation de plusieurs chocs obliques successifs doit donner un meilleur résultat.

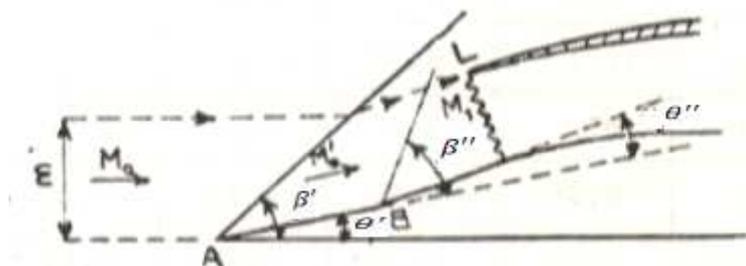


Figure III.21 Prises d'air à chocs multiples

Alors M_0, θ', θ'' étant fixés, on calcule β', M'_0 puis $\beta'', M'_0 = M_1$ et par suite :

$$\eta_{01} = \pi(M_0 \sin \beta) \pi(M'_0 \sin \beta'') \pi(M_1) \quad (\text{III.47})$$

Aux Mach élevés, le gain par rapport au simple dièdre est indispensable. On peut évidemment définir pour les écoulements de révolution des prises biconiques de propriétés comparables.

III.8.4 Compression isentropique

Dérivons d'abord la relation de Pradtl-Mayer pour la soufflante d'expansion, puis nous pouvons la relier à la compression isentropique.

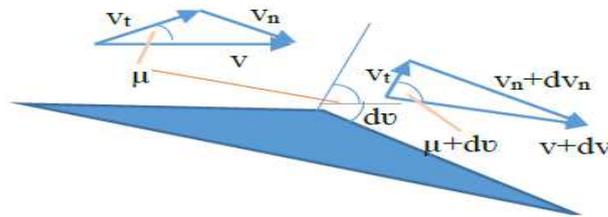


Figure III.22 Schémas d'écoulement sur le coin

La vitesse tangentielle reste constante, $V_{t, \text{ en amont }} = V_{t, \text{ en aval }}$ d'où :

$$v \cos(\mu) = (v + dv) \cos(\mu + dv) \quad (\text{III.48})$$

On dérive et $\sin(\mu) = \frac{1}{M}$ donc :

$$\frac{dv}{v} = \frac{1}{\sqrt{M^2 - 1}} dv \quad (\text{III.49})$$

Maintenant, relient v et M en utilisant la relation $v = Ma$ et en utilise $a = \sqrt{\gamma RT}$, en obtient:

$$\frac{dv}{v} = \frac{dM}{M} - \frac{\left(\frac{\gamma-1}{2} M^2\right)}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)} \frac{dM}{M} \quad (\text{III.50})$$

Remplacer (III.50) par (III.49) :

$$dv = \frac{\sqrt{M^2 - 1}}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)} \frac{dM}{M} \quad (\text{III.51})$$

dM est le changement du nombre de mach associé au changement dv de l'angle de virage

$$\delta = v_2 - v_1.$$

En intègre l'équation (III.51) qui donne :

$$\delta = v_2 - v_1 = \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \arctan \left(\sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} (M^2 - 1) - \arctan(\sqrt{M^2 - 1}) \right) \Big|_{M_1}^{M_2} \quad (III.52)$$

On trouve que l'équation peut être également valable pour la compression (problème de coin), mais à la place de toute expansion convergerait pour former un seul choc oblique. Cette méthode est également connue sous le nom d'expansion Prandtl Mayer inversée. A l'aide de l'équation ci-dessus, nous pouvons trouver l'angle maximal de déflexion par lequel le débit peut être tourné pour une récupération de pression maximale, c'est-à-dire lorsque $M_2 = 1$.

III.8.5 Problème de démarrage du débit

Considérons le problème de conduit tenté dans le profil de la surface de conduite, la conduite se contracte initialement, puis une augmentation de la surface. Nous savons déjà avec une surface de sortie nulle, un stand d'onde de choc devant la conduite et avec une ouverture plus petite, va pousser le choc vers l'entrée avec écoulement subsonique dans toute la conduite. Il y a maintenant deux cas, soit avant le choc atteint à l'entrée, M_t devient égale à l'unité ou le choc atteint l'entrée avant le choc dans le col, d'après [36] :

- Le choc atteint l'entrée avant avec $M_t < 1$. Cette condition de fixation implique que $A_\infty / A_c = 1$. Si nous augmentons encore la zone de sortie, le choc se déplace à l'intérieur du conduit, mais on sait que le choc ne peut être rendu stable qu'à l'intérieur de la zone divergente de la conduite (Figure III.23). On dit qu'une prise d'air dans ce cas a commencé au sens supersonique.

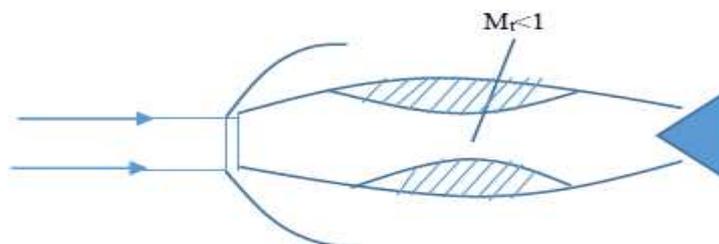


Figure III.23 Le choc atteint le plan d'entrée avec $M_t < 1$

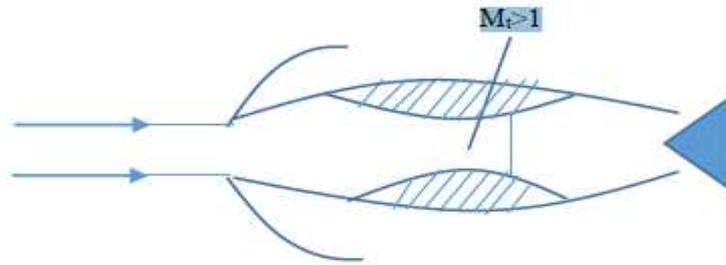


Figure III.24 Choc à l'intérieur du conduit et débit démarré

- $M_t = 1$ avant que le choc n'atteigne le plan d'entrée (Figure III.25). Si la surface de col de la conduite s'étouffe, alors l'information de la zone de sortie supplémentaire ne peut pas traverser le col, donc un deuxième choc (Figure III.26) se développera dans le système sans avoir aucun changement au premier choc. Enfin, le flux sera supersonique du choc détaché vers l'avant de col et l'entrée d'air dans ce cas la condition est dite non démarrée.

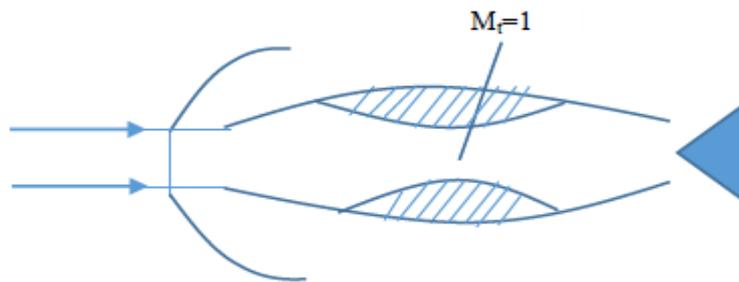


Figure III.25 Choc en avant du plan d'entrée avec $M_t = 1$

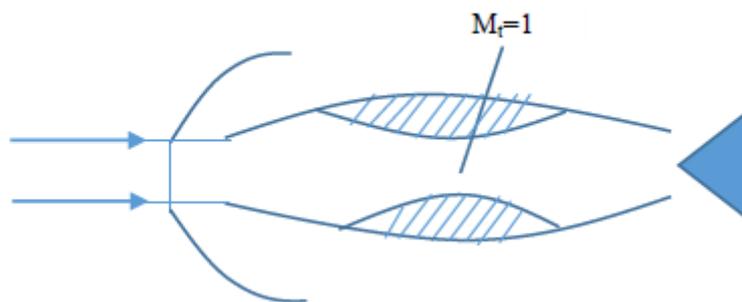


Figure III.26 Choc détaché vers l'avant et deuxième choc avec écoulement non démarré

III.9 Prises d'air à compression supersonique interne (C.S.I)

III.9.1 Conditions d'amorçage

Sans artifice, l'amorçage d'un tel système de prise d'air est impossible, il existe pour chaque valeur du nombre de Mach de vol M_0 une valeur minimale \bar{A}_m de la section la plus étroite du diffuseur permettant l'amorçage.

Dans le cas d'un essai en soufflerie à un nombre de Mach $M_0 > 1$, supposons que le modèle de prise d'air comporte un col A_m . La soufflerie étant mise en marche va s'amorcer, c'est-à-dire qu'à l'instant précédant immédiatement l'amorçage, un choc droit se présentera devant la prise d'air, celle-ci se trouvera alors dans les conditions de la figure III.27 a ou b suivant que A_m est inférieur ou égal à :

$$A_{C_1} = \frac{A_1}{\pi_0 \Sigma_0} = \bar{A}_m \tag{III.53}$$

La courbe (B). Dans le premier cas ($A_m < \bar{A}_m$) la portion du choc d'amorçage de la tuyère traversée par le tube de courant interne restera "accrochée" en avant de la prise d'air (second col trop étroit) et le régime de la prise d'air sera subcritique. Dans le second cas ($A_m \geq \bar{A}_m$) l'amorçage se produira simultanément dans la tuyère et la prise d'air, celle-ci se trouvera ensuite dans les conditions de la figure III.28 c (second col trop large). On pourra alors procéder à la manœuvre décrite, pour ramener A_m à la valeur optimale \vec{A}_m (conditions de la courbe A) correspondant à un régime sonique au col précédé d'une recompression isentropique.

Dans le cas du vol accéléré, il est clair que la prise d'air abordant le régime sonique devra pour fonctionner à plein débit, ne comporter aucune section inférieure à A_1 . Si ce n'est pas le cas ($A_m < A_1$), il y a blocage et formation d'un choc devant l'entrée (régime subcritique). Ce choc ne pourra être absorbé que lorsque le nombre de Mach atteindra la valeur définie par la courbe (B), pour cette valeur de $\frac{A_m}{A_1}$.

Au contraire, si l'amorçage a été réalisé et si le nombre de Mach décroît, cet amorçage peut être maintenu jusqu'à ce que le point image atteigne la courbe(A). Pour $A_m = 0,75$, par exemple, l'amorçage ayant été réalisé pour $M_0 = 2,55$, M_0 peut ensuite décroître jusqu'à $M_0 = 1,65$ sans que le désamorçage se produise [34].

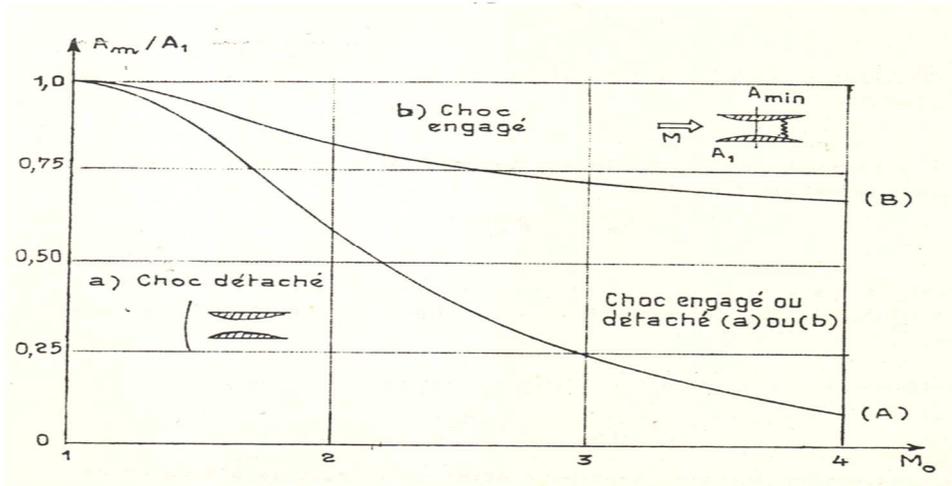


Figure III.27 les valeurs de $\frac{\bar{A}_m}{A_1}$ en fonction de M_0

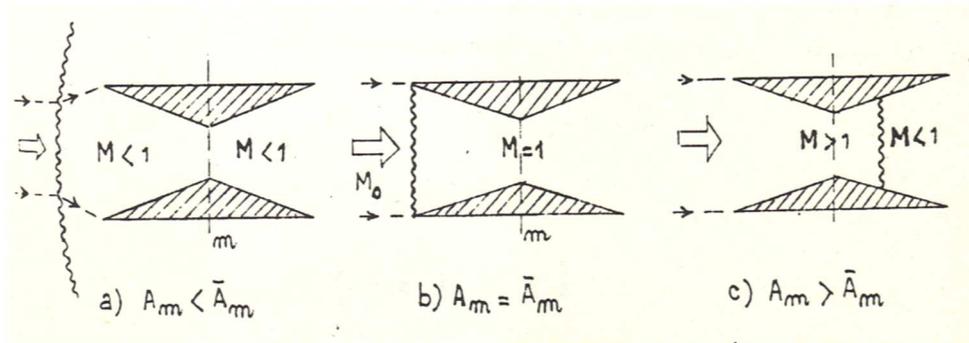


Figure III.28 Configurations d'écoulements possibles à l'amorçage suivant la valeur de A_m

III.9.2 Amorçage et propriété d'un diffuseur fixe et réglable à contraction interne

On peut préciser le mécanisme d'amorçage et les propriétés d'un diffuseur fixe à contraction interne. Un tel diffuseur est caractérisé par une valeur fixe de $\frac{A_m}{A_1} = k < 1$. Pendant la phase de mise en vitesse, tant que $k = A_m/A_1$ restera inférieur à $\frac{\bar{A}_m}{A_1} = \frac{1}{\Sigma_0 \pi_0}$ (courbe), le diffuseur fonctionnera en régime subcritique, son efficacité sera celle d'un Pitot classique :

$$\eta = \eta_{12} \cdot \pi(M_0) \tag{III.54}$$

En fait la contraction interne ayant pour effet d'allonger le diffuseur et d'accélérer inutilement l'écoulement jusqu'en A_m avant qu'il puisse ensuite se ralentir, η_{12} sera en principe inférieur à l'efficacité d'un bon diffuseur divergent.

Le débit maximal sera obtenu lorsque la section (m) deviendra sonique et l'on aura alors (en négligeant la perte de charge du convergent)

$$\frac{A_m}{A_{c_0}} = \frac{1}{\pi_0} \quad (\text{III.55})$$

Si $A_m = kA_1$ ($k < 1$) et $A_{c_0} = \frac{\varepsilon A_1}{\Sigma_0}$, on trouve le coefficient de débit maximal du diffuseur non amorcé :

$$\varepsilon_{\max} = \frac{A_0}{A_1} = k\pi_0\Sigma_0 \quad (\text{III.56})$$

$\varepsilon_{\max} = 1$, le choc peut se placer à l'entrée.

Si M_0 continue de croître, k sera supérieur à $\frac{1}{\pi_0\Sigma_0}$. Si les conditions aval le permettent (obstacles très faibles) et que l'onde de choc instable pénètre dans le diffuseur et produit une vitesse supersonique derrière lui, le coefficient d'écoulement est fixé à sa valeur maximale $\bar{\varepsilon} = 1$.

L'efficacité maximale peut être obtenue en ajustant la vitesse du moteur de manière à ce que l'impact interne soit exactement au niveau de la plus petite partie

En m le mach est supersonique mais inférieur à M_0 , donc l'efficacité sera meilleure que le simple tube de Pitot. En résumant Mach M_m , nous avons parce que le système est isentropique :

$$\frac{\Sigma_m}{\Sigma_0} = \frac{A_m}{A_1} = k \quad (\text{III.57})$$

Par conséquent, M_m en fonction de M_0 et k , si l'impact reste en (m) et que la perte par frottement n'est pas considérée, le rendement maximal devient :

$$\bar{\eta} = \pi(M_m) \quad (\text{III.58})$$

Le diffuseur fixe a montré deux défauts dans ce procédé, le première, l'amorçage n'est possible qu'à partir d'un certain nombre de Mach qui dépend du taux de contraction k , le deuxième, Lorsque l'amorçage est réalisé, le Mach minimal auquel peut se produire l'onde de choc interne est d'autant plus élevé que k est plus grand. L'efficacité reste limitée.

Grâce à un diffuseur à contraction réglable on peut permettre l'amorçage à tout nombre de Mach et maintenir le choc au voisinage de la section minimale rendue sonique (courbe A figure III.28), donc donner à l'efficacité de la prise d'air une valeur élevée que le permet la qualité propre du diffuseur.

On peut alors obtenir théoriquement des efficacités égales à l'unité quel que soit le nombre de Mach, si l'on réussit l'amorçage.

III.9.3 Exemple des prises d'air à C.S.I.

Considérons la Figure III.29 une rampe émergente, à profil continu ABC, attaquée sans déviation initiale par (M_0) et associée à une carène parallèle à cet écoulement en écoulement bidimensionnel.

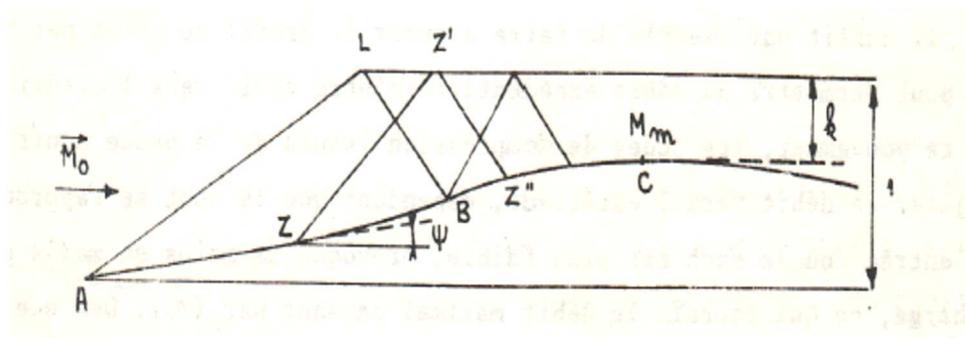


Figure III.29 une rampe émergente

Les ondes de compression émises par l'arc AZ du profil exerce une déflexion totale ψ sur l'écoulement, qui est égale à l'angle du profil Z, avec O_x . Ces ondes atteignent la coque à LZ', et du fait que la déviation de flux ψ est incompatible avec la carène, cette dernière émet des ondes réfléchies (LB, Z'Z''), ce qui renforce la compression apportée par l'onde initiale

La méthode caractéristique permet de calculer facilement la forme du profil de pente pour éviter toute onde de compression continue se condensant sous forme d'impact, et finalement obtenue dans la partie la plus étroite (k) de l'emboîture. Le nombre de Mach M_m est aussi proche de 1 que possible.

Étant donné que l'onde de choc d'amorçage (ω) apparaît avec un nombre de Mach de plus en plus faible à mesure qu'elle s'approche de la zone de captation A_1 , le problème d'amorçage devient ici plus facile.

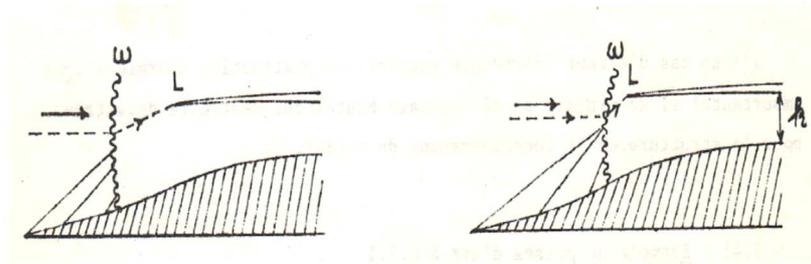


Figure III.30 les positions de (ω)

Il suffit d'avancer le profil arqué vers l'avant par rapport à L pour permettre à l'écoulement excédentaire de se dévier vers l'extérieur, mouvement dans lequel les ondes de compression de l'arc contribuent à rejeter cet écoulement vers l'extérieur. La proximité de l'onde de choc à l'entrée avec un nombre de Mach inférieur provoquera une chute de pression de plus en plus petite, augmentant ainsi le débit maximum à travers (k). Une fois que l'onde de choc atteint L, elle deviendra instable et se fixera en aval dans le diffuseur (k), puis suffisamment pour ramener le profil arqué dans sa position d'origine.

La variante intéressante, qui limite le déplacement nécessaire à l'amorçage, notamment en tirant le diffuseur, comme le montre la figure suivante :

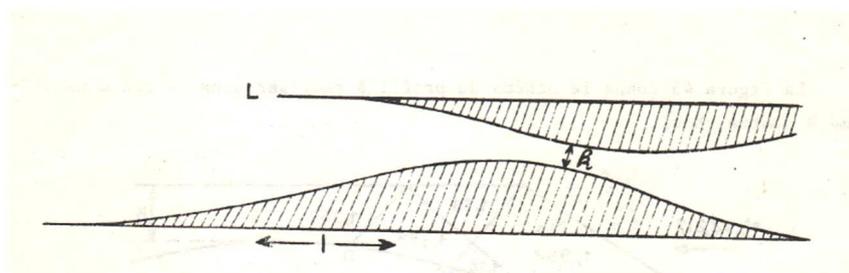


Figure III.31 l'amorçage d'un diffuseur

La translation du profil arqué augmente k, elle est donc bénéfique à la proposition de (J. LEYNAERT) ,une autre variante consiste à munir la partie initiale convergente de la prise d'air, d'une porte de décharge permettant d'évacuer vers l'extérieur le débit excédentaire d'amorçage.

On ne peut alors réaliser de bonnes efficacités que par l'emploi des couches limites internes.

Une solution pratiquement meilleur, consiste à remplacer les ondes de compression continues par des chocs multiples obtenus par un profil de proue polygonal, chaque choc doit être choisi de manière que son intensité, après réflexion, ne provoque pas le décollement de la couche limite (celle-ci étant turbulente, décolle si le saut de pression qu'elle subit est de l'ordre de 2). La réflexion sans déviation doublant sensiblement l'intensité du choc, le choc élémentaire doit donc être choisie de manière à ce que son rapport de compression soit de l'ordre de 1,4, si l'on prévoit une seule réflexion sur la carène. Les réflexions ultérieures sur le profil de rampe sont évitées ou atténuées, en donnant à celui-ci à chaque point d'impact, la direction imposée à l'écoulement par le choc incident en ce point ou une direction voisine [34].

III.10 Prises d'air à compression supersonique mixte (C.S.M)

La compression mixte implique l'utilisation de la compression externe et interne, à des degrés appropriés, afin de soulager le problème de traînée externe de la première, tout en évitant une couche limite excessive ou tout autre inconvénient de la seconde. Les prises d'air 1 (Figure III.32) et 2 (Figure III.33) sont des exemples de prises d'air à compression mixte, conçues selon les mêmes spécifications que la prise d'air à compression externe. Pour l'entrée d'air 1, les deux premières compressions en coin sont externes et donnent un tour total de 16° . Les chocs sont concentrés sur la lèvre où un virage inverse de 8° est effectué au moyen de l'angle interne du la carène. La deuxième surface de coin est poursuivie jusqu'à ce qu'elle rencontre le choc inversé, cela donne la contraction requise de la surface du conduit et distingue le système d'un angle de conduit inversé à surface constante. Un changement de direction de 8° de la surface à cette intersection annule la réflexion du choc et permet de positionner le choc normal. Le système à quatre chocs de la prise 1 peut donc être qualifié de 50/50 externe/interne. Dans la prise d'air 2, seulement le premier choc est externe. Un choc inversé est positionné sur la lèvre de carène et un second sur la surface interne de carène à une position qui focalise les deux chocs inversés sur la surface cunéiforme étendue du choc externe [3].

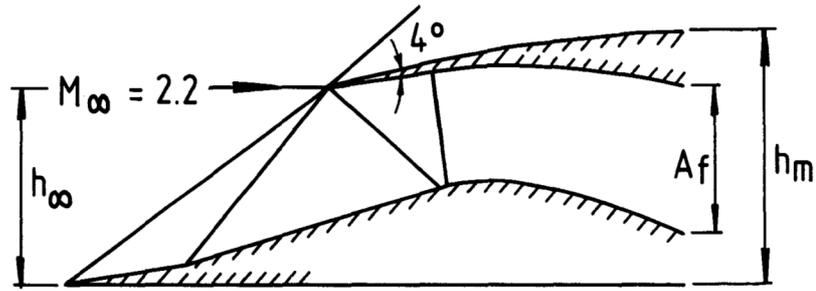


Figure III.32 Prise d'air 1 : 50/50 compressions mixtes, avec chocs externes focalisés sur la lèvre du carène.

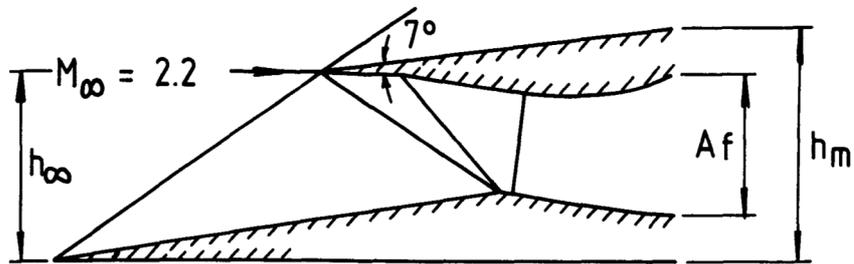


Figure III.33 Prise d'air 2 : compression mixte 25/75 avec chocs internes focalisés sur l'épaule

A cette position focale, une variation de 16° de l'angle de surface annule la réflexion du choc et définit le col pour la localisation du choc normal. Le système de choc de l'entrée d'air 2 peut être qualifié de 25/75 externe-interne.

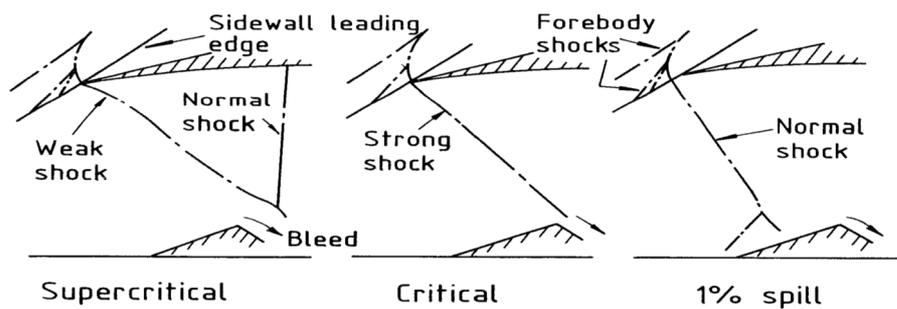


Figure III.34 Esquisses de la séquence de photographies Schlieren sur une entrée d'air pour Mach 2.0

En comparant les quatre spécimens des prises d'air subcritique et critique (Figure III.35), 1 et 2 à ce stade, les observations suivantes peuvent être faites :

- La séquence des nombres de Mach de compression est la même dans les quatre cas, il en va de même pour la taille du col et pour la récupération de la pression de choc.

- Si, dans les cas subcritique, 1 et 2, la section supersonique la plus courte possible (définie par la distance entre le sommet de l'avant-corps et le choc normal) a été utilisée dans chaque cas, conformément à la philosophie de conception particulière, cette section est néanmoins plus longue dans le cas subcritique et plus longue dans le cas 2 que dans le cas 1 (ce qui a une incidence sur les considérations de poids).

- A la fois en raison précédent et de l'enfermement accru des ondes de choc, on peut s'attendre à ce que les effets de la couche limite soient plus défavorables en 1 qu'en cas subcritique et plus défavorables en 2 qu'en 1 : ceci affecte les conclusions sur la récupération ultime de la pression.

- la conception du diffuseur subsonique pose des problèmes différents dans les quatre cas, mais comme cela dépend beaucoup de la situation d'installation du moteur, aucune généralisation n'est tentée, si ce n'est l'observation que l'augmentation du degré de rotation inverse, comme en 1 et plus encore en 2, atténuera généralement le problème.

- une différence potentiellement importante dans les performances entre les conceptions de cas subcritique ,1 et 2 se situe au niveau de la traînée de l'onde de carène.

IV.1 Introduction

Compte tenu de l'importance de la conception des prises d'air, constaté par son influence directe sur le fonctionnement du compresseur et par suite sur le moteur complet, il est important de procéder au calcul de leur précieuse valeur selon ces différentes formes, en diminuant la vitesse de l'air du supersonique en subsonique à l'entrée du compresseur. On se propose d'analyser dans cette étude une prise d'air Pitot dans le cas subsonique. Dans le cas supersonique, on analyse une prise d'air a compression interne qui présente une onde de choc normal, et une autre a compression externe caractérisée par deux ondes de choc obliques suivies d'une onde de choc normal, afin d'opter celle qui convient mieux au régime supersonique.

On va programmer les équations que nous avons déjà démontrées et traites dans les chapitres précédents et pour simplifier on va réaliser les programmes indépendants après on fait l'assemblage de ces programmes. On va tracer les courbes à partir de logiciel QtiPlot et on réalisera la simulation d'une prise d'air dans chaque cas à l'aide de logiciel ANSYS.

IV.2 La simulation on CFD (ANSYS)**IV.2.1 C'est quoi le CFD**

La simulation numérique en mécanique des fluides (CFD) est une discipline de la prédiction des écoulements de fluide, du transfert de chaleur et de la matière, des réactions chimiques et des phénomènes unis en résoudre des équations mathématiques représentant des lois physiques, à l'aide d'un processus numérique spécialisé:

- La CFD permet de visualiser des mécanismes invisibles et souvent impossibles à mesurer.
- L'analyse CFD est devenue un outil important pour le dimensionnement et l'optimisation des performances des équipements.
- L'analyse CFD complète les tests à moindre cout.
- maximisant le rendement et réduit l'effort total requis dans les laboratoires.

IV.3 Présentation d’ANSYS

IV.3.1 ANSYS workbench

ANSYS Workbench est une plate-forme de simulation intégrée qui comprend une large gamme de systèmes dans la boîte à outils, notamment des systèmes d'analyse, des systèmes de composants, des systèmes personnalisés et une exploration de la conception.

Il dispose également d'un schéma de projet où les détails du processus d'exécution des différents systèmes d'analyse sont disponibles. Ces détails de chaque système d'analyse dans le schéma du projet incluent les données d'ingénierie, la géométrie, le modèle, la configuration, la solution et les résultats. De plus, les propriétés des schémas sont disponibles pour la saisie de l'utilisateur.

IV.3.2 ANSYS Fluent

ANSYS Fluent est un logiciel de calcul de dynamique des fluides écrit en langage C. Fluent a de nombreuses capacités pour les simulations, comme indiqué dans le tableau IV.1.

Fluent Capabilities
2D Planar flows, Axisymmetric flows, Axisymmetric flows with swirl, 3D Flows
Acoustics
Cavitation flows
Chemical species mixing and reaction
Compressible flows, Incompressible flows
Forced heat transfer, Mixed convection heat transfer, Natural heat transfer
Free surface flows
Ideal gases, Real gases
Inviscid flows, Laminar flows, Turbulent flows
Lumped Parameter Models
Melting and Solidification
Multiphase flows
Newtonian flows, Non-Newtonian flows
Porous media
Steady flows, Time-dependent flows

Tableau IV.1 Nombreuses capacités pour les simulations Fluent

IV.3.3 Avantage de model k-ε Standard :

- Facile d'utilisation, convergence assurée, Modèle à 2 équations de transport.
- Obtenir un premier résultat facilement, pas forcément très précis et Permet la comparaison avec une étude analogue sous Fluent.

IV.3.4 Qualité de maillage

On peut comparer notre qualité de maillage à partir de ce tableau :

Unacceptable	Bad	Acceptable	Good	Very good	Excellent
0-0.001	0.001-0.14	0.15-0.20	0.20-0.69	0.70-0.95	0.95-1.00

Tableau IV.2 Qualité orthogonale

IV.4 Ecoulement isentropique

IV.4.1 Les Rappports de pression statique, masse volumique et Température en fonction de nombre de mach

On trace ce graphe à l'aide de programme N°1 de l'annexe B et le tableau N°1 :

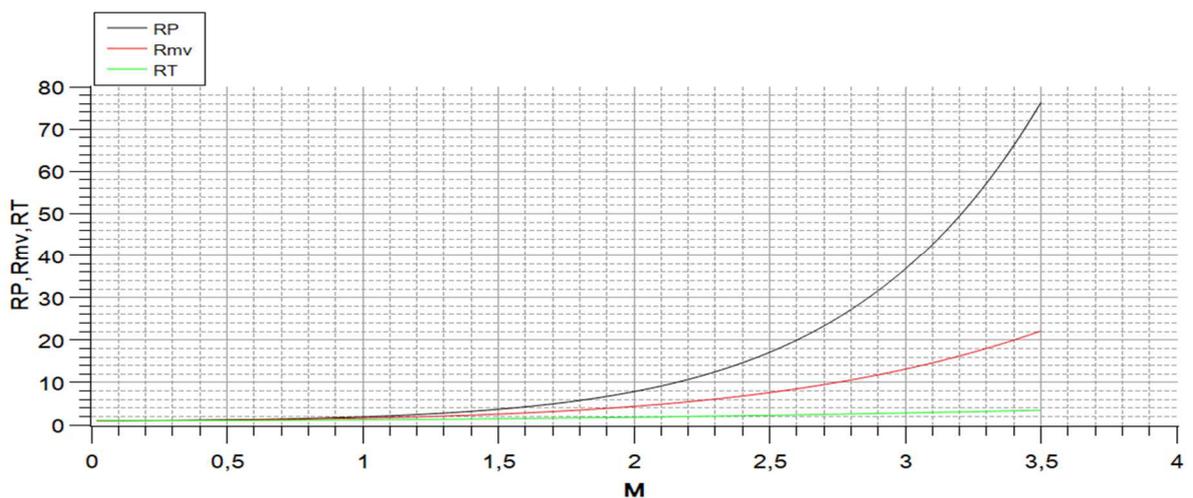


Figure IV.1 RP, Rmv et RT en fonction de nombre de mach

La figure (IV.1) illustre l'évolution du rapport de pression statique, du rapport de température statique et du rapport de masse volumique en fonction des différents Mach amont M1.

D'après la figure, on constate que le rapport de pression statique augmente progressivement lorsque le nombre de Mach amont augmente, telle qu'elle atteint des rapports importants d'ordre 76 pour M1 =3.5 par exemple.

Concernant le rapport température statique, il augmente lentement avec l'évolution de M1.

La figure montre aussi la variation du rapport de masse volumique avec le nombre de Mach amont M_1 Dont ca augmentation est un peu considérable par rapport au rapport précédent.

IV.5 Onde de choc oblique

IV.5.1 L'angle de choc en fonction de l'angle de déflexion

On trace ce graphes à l'aide du programme N°3 de l'annexe B et du tableau N°2 :

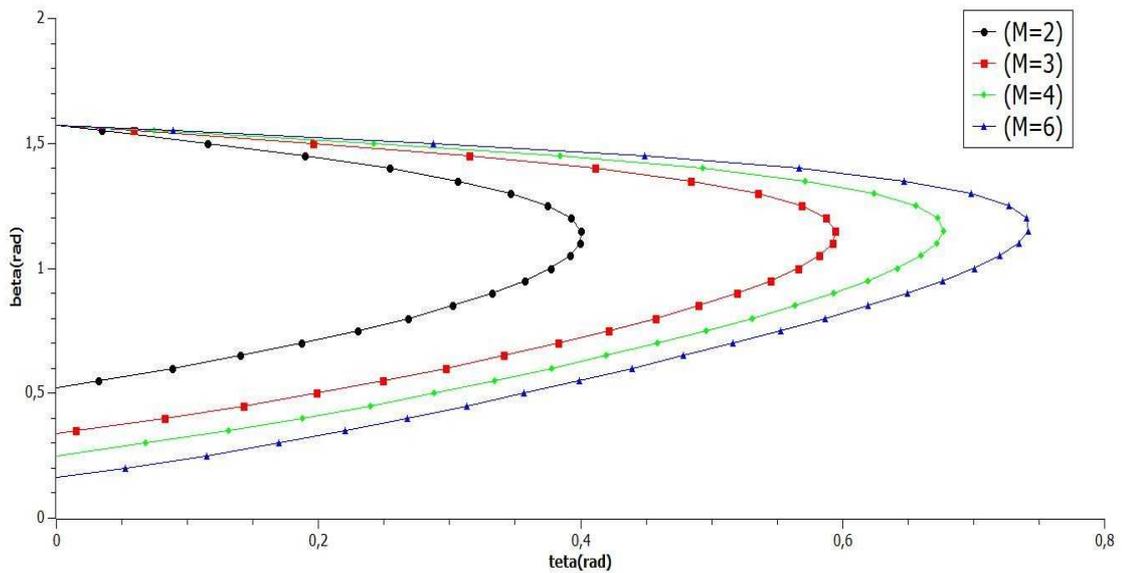


Figure IV.2 beta en fonction de teta

La figure (IV.2) représente la variation du l'angle β en fonction de θ pour des déférent nombre de mach M_1 .en voire que pour $M=2$ et pour β qui varie entre 0.52 jusqu'à 1.58, θ atteint sa valeur maximal 0.4, et pour $M=6$ et β varie entre 0.18 jusqu'à 1.58 la plus grand valeur de θ est 0.75.Donc θ augmente en parallèle avec le nombre de mach amont.

IV.6 Cas subsonique

IV.6.1 Simulation d'une prise d'air Pitot

IV.6.1.1 Géométrie et maillage

On a effectué la géométrie à l'aide de référence [37], on a pris des points par logiciel GDIGITAL ensuite les importé dans l'ANSYS, On a utilisé un maillage non structuré pour des meilleurs résultats, voilà la qualité de maillage :

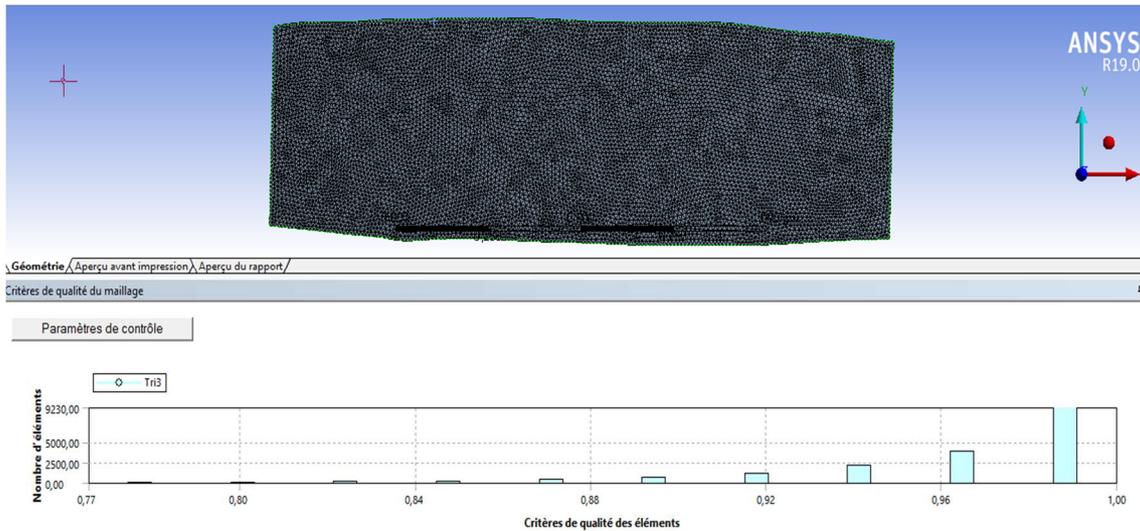


Figure IV.3 Génération de maillage

IV.6.1.2 Résultat

On a utilisé l'ANSYS Fluent avec un modèle de turbulence $k-\epsilon$ Standard avec les conditions aux limites suivantes :

$$V=220 \text{ m/s} , \quad T=273 \text{ K}, \quad P_s=101325 \text{ Pa} .$$

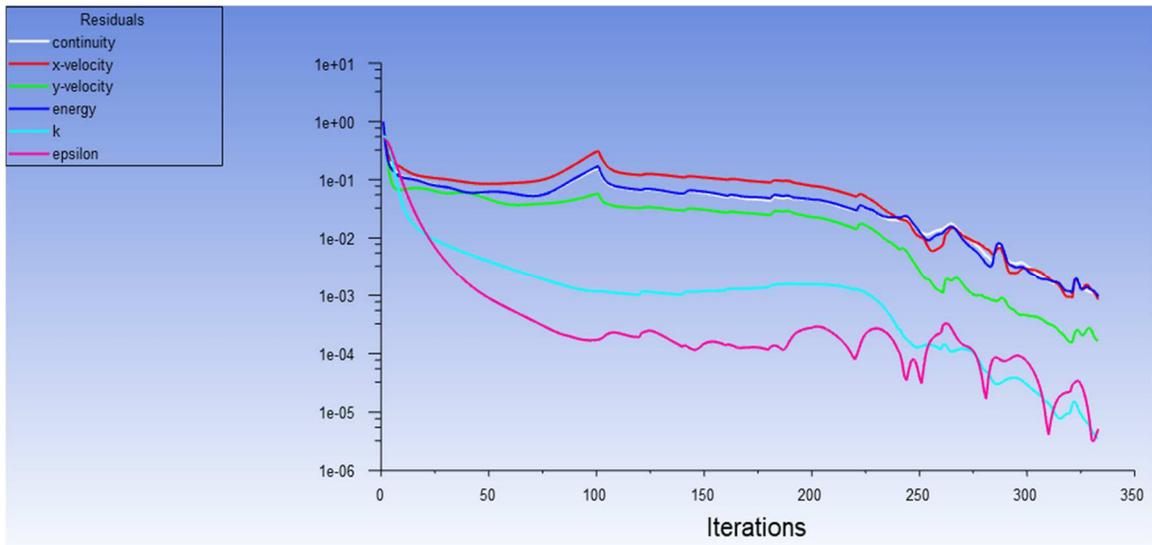


Figure IV.4 Résultat de convergence

La solution converge à 333 itérations dans 9 min et 28 sec.

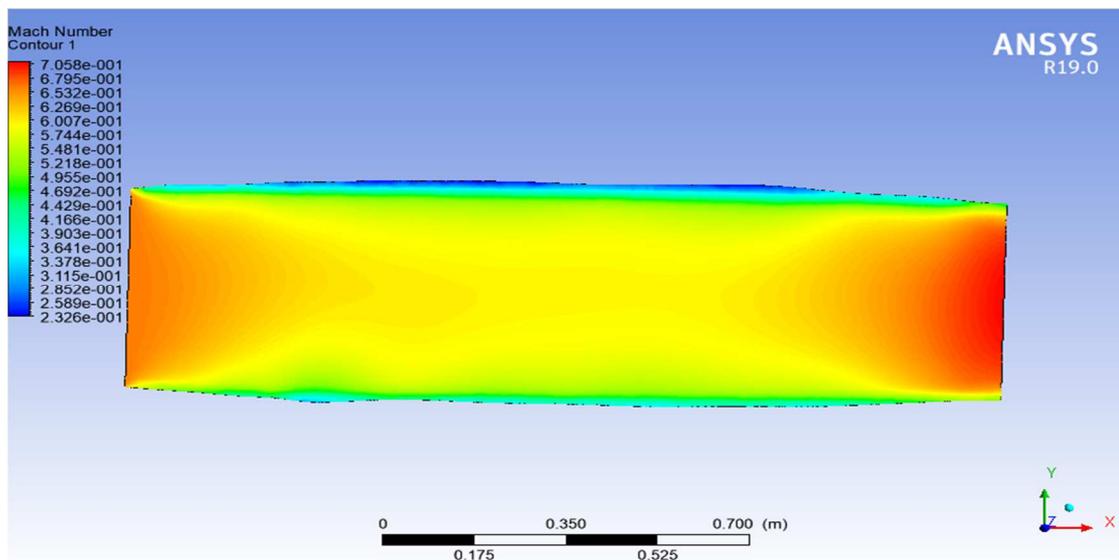


Figure IV.5 Résultat final

Cette figure représente l'évolution de nombre de mach à l'intérieur de la prise d'air Pitot. A l'entrée de cette prise d'air on a un nombre de mach égale presque à 0.67, le long de cette conduite le nombre de mach diminue et surtout au voisinage des parois, celle-ci due à l'effet de frottement .A la sortie de cette prise d'air le nombre de mach retourne à son état initiale avec une petite augmentation $M1=0.7$.

Voilà le résultat de la référence [37] :

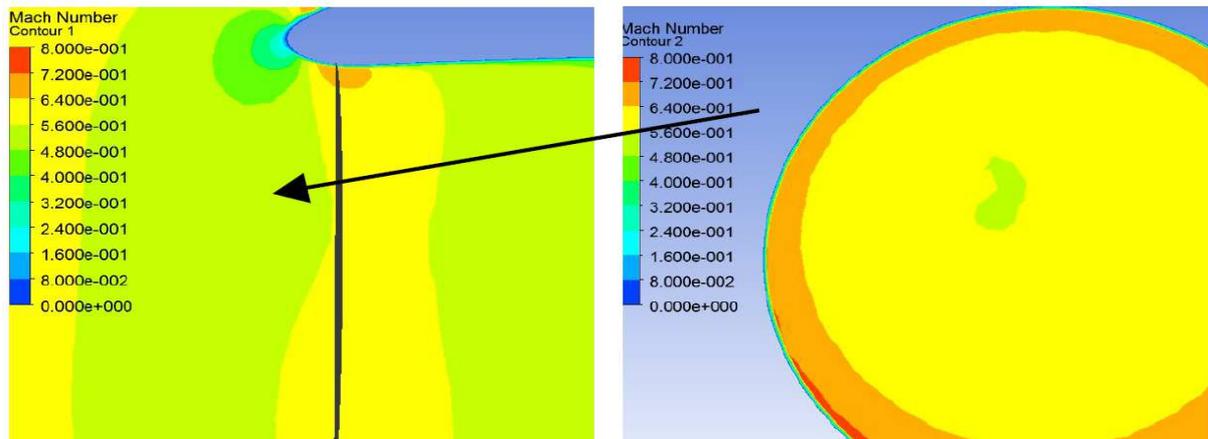


Figure IV.6 Résultat de référence [37]

On remarque que ce résultat est comparable avec notre résultat.

On constate d’après ce résultat que dans une prise d’air Pitot à un nombre de mach inférieure à 1 (régime subsonique), l’absence de l’onde de choc, alors le mach de sortie ne sera pas perturbé, et comme l’efficacité dépend de nombre de mach amont (l’équation (III.41)), alors l’efficacité de cette prise sera toujours proche à l’unité dans ce régime.

IV.7 Cas supersonique

IV.7.1 Prise d’air a compression interne

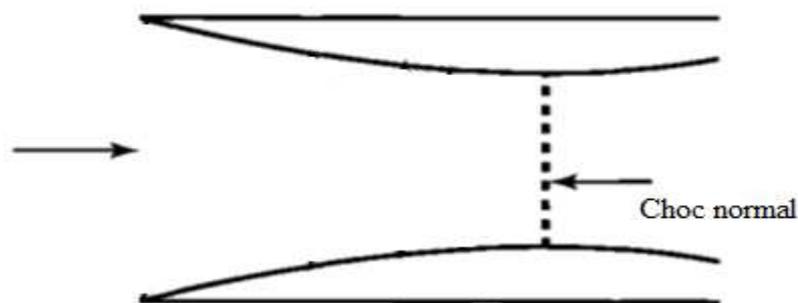


Figure IV.7 Cas d’une prise d’aire à compression interne (Pitot)

Dans ce type d’entrée d’air qui subite d’une onde de choc normal, on présente la variation des différents paramètres (M_3 , P_2/P_1 , ρ_2/ρ_1 , T_2/T_1 , Pt_2/Pt_1) avec la variation de nombre de mach amont M_1 .

IV.7.1.1 Rapports de masse volumique, température, mach amont, pressions statiques et totales en fonction de nombre de mach

On trace ce graphes à l'aide du programme N°2 de l'annexe B et du tableau N°3 :

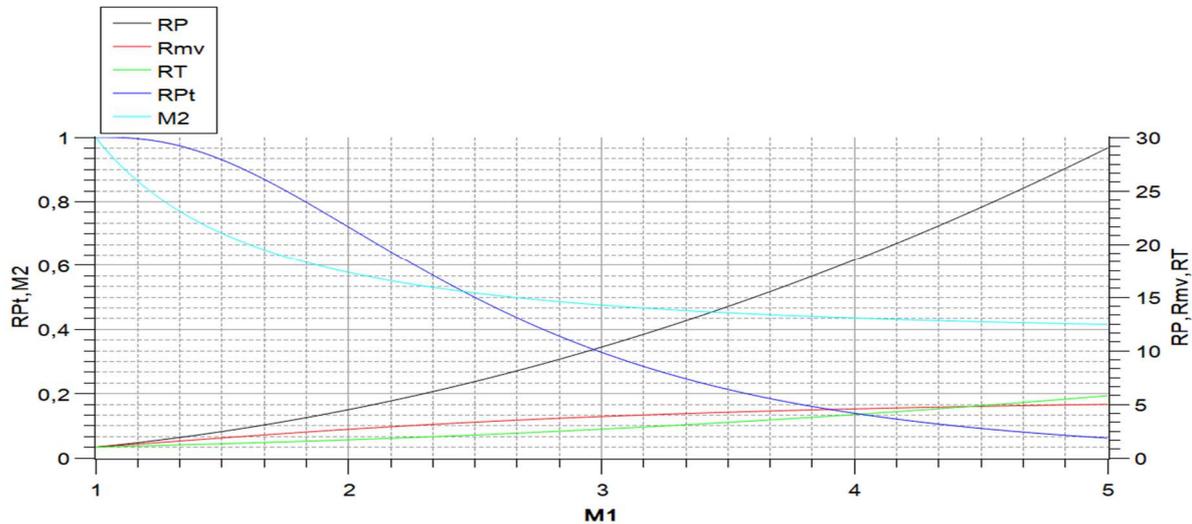


Figure IV.8 RP,Rmv,RT,RPt et M2 en fonction de M1

La figure (IV.8) illustre l'évolution du rapport de pression statique, du rapport de température statique, du rapport de pression totale du rapport de masse volumique et de mach aval M_2 en fonction des différents Mach amont M_1 .

D'après la figure, on constate que le rapport de pression statique augmente progressivement, lorsque le nombre de Mach amont augmente, la pression statique aval augmente par rapport à celle amont et vice versa, telle qu'elle atteint des rapports importants, par exemple d'ordre 29 pour $M_1=5$.

On remarque avec l'évolution de M_1 , une augmentation progressive de rapport de température statique ce qui nous montre qu'elle augmente avec une allure comparable au rapport précédent Ceci est dû au fait que les relations mathématiques obtenues (chapitre I) sont similaires dans leurs formes.

On voit aussi le rapport de masse volumique qui augmente lentement, avec l'évolution de M_1 , On constate que la masse volumique augmente lentement, et ceci est vrais en comparant avec les références.

La figure montre aussi la variation du rapport de pression totale avec le nombre de Mach amont M_1 dont il représente un paramètre primordial dans notre étude, remarquant que avec l'augmentation du nombre de Mach amont ce rapport diminue, tel qu'il atteint environ de 0.72 pour $M_1=2$, tandis qu'il atteint moins que 0.1 pour un Mach d'ordre 5, où il diminue rapidement après quelques premières valeurs du Mach amont M_1 .

Alors on peut déduire :

- ❖ La pression statique augmente.
- ❖ La température statique augmente.
- ❖ La pression totale diminue.
- ❖ Le nombre de Mach aval diminue à travers une onde de choc droite
- ❖ $M_2 < 1$; c.à.d. l'écoulement aval est toujours subsonique.
- ❖ La température totale se conserve à travers une onde de choc droite.
- ❖ remarque que l'efficacité est très faible, (Mauvaise).

Par conséquent, l'efficacité P_{t2}/ P_{t1} des entrées d'air de type Pitot est très faible, nous concluons donc que l'utilisation de ces type est limitée aux vitesses subsoniques et n'est pas recommandée pour le vol supersonique.

IV.7.2 Prise d'air a compression externe

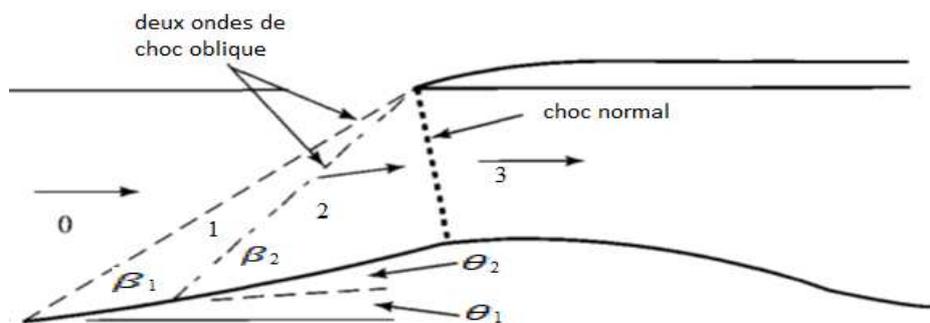


Figure IV.9 Cas d'une Prise d'aire à compression externe

Cette prise d'air est subite de deux ondes de choc oblique suivie d'une onde de choc normal, dans ce cas on va présenter la variation des différents paramètres ($M_4, P_2/P_1, \rho_2/\rho_1, T_2/T_1, P_{t2}/ P_{t1}$) avec la variation de nombre de Mach M_1 .

On calcul les paramètres précédents (voir chapitre I pour formules) à l'aide du programme N°4 annexe B et le tableau 4, on utilise le Mach de sortie de chaque choc comme un nouveau mach d'entrée pour le choc suivant et $\theta_1 = \theta_2 = 5^\circ$ on obtient les résultats suivant :

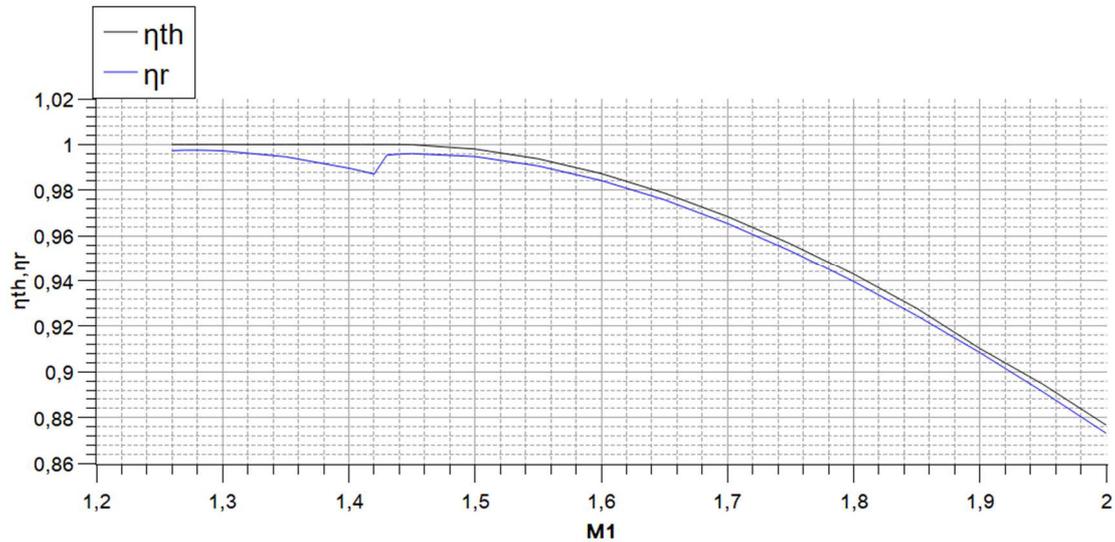


Figure IV.10 l'efficacité théorique et réelle en fonction de nombre de mach amont

On voit que l'efficacité qu'on a trouvée est proche de l'efficacité réel avec une erreur de 0.32% (l'efficacité réel est tirée à partir de la table de référence [39]).

IV.7.2.1 Rapports de masse volumique, température, mach amont, pressions statiques et totales en fonction de nombre de mach amont

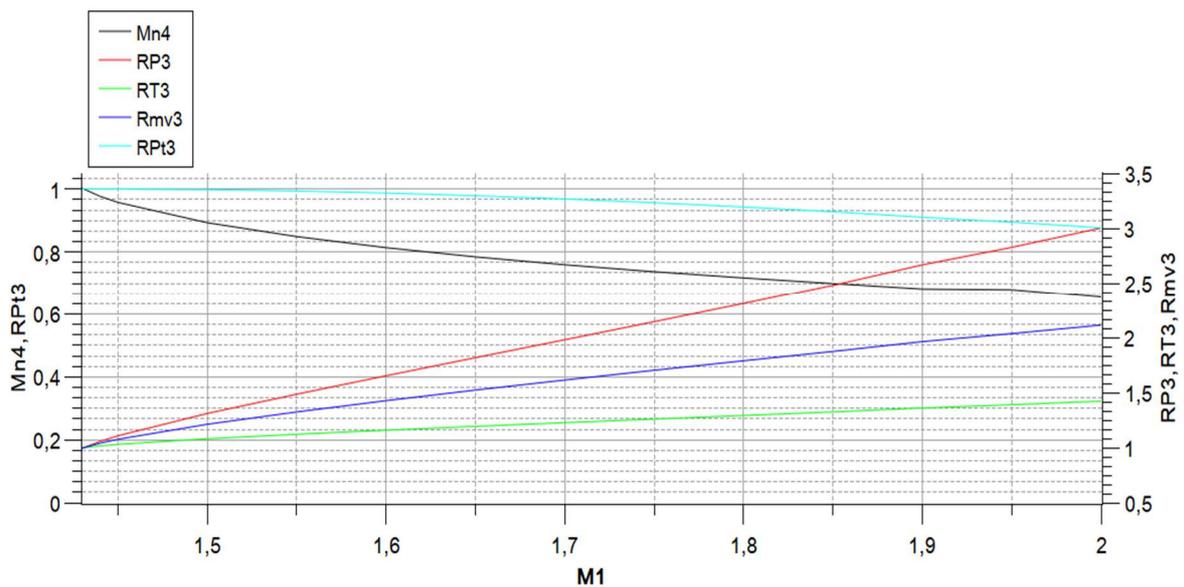


Figure IV.11 RP3, Rmv3, RT3, RPt3 et Mn4 en fonction de M1

La figure (IV.11) illustre l'évolution du rapport de pression statique, température statique, pression totale, de masse volumique et de mach aval Mn_4 en fonction des différents nombres de Mach amont M_1 .

D'après la figure, on remarque que les rapports de pression statique, température et de masse volumique augmentent progressivement jusqu'à ces valeurs maximales et les valeurs de rapport de pression total et Mn_4 diminue jusqu'à ces valeurs minimums.

IV.7.2.3 Exemple de Simulation 'SR71'

IV.7.2.3.1 Géométrie et maillage

On a réalisé cette géométrie à partir de la référence [38], on a prend des points par logiciel GDIGITAL et utilisé un maillage non structuré avec raffinement de parois pour des meilleurs résultats :

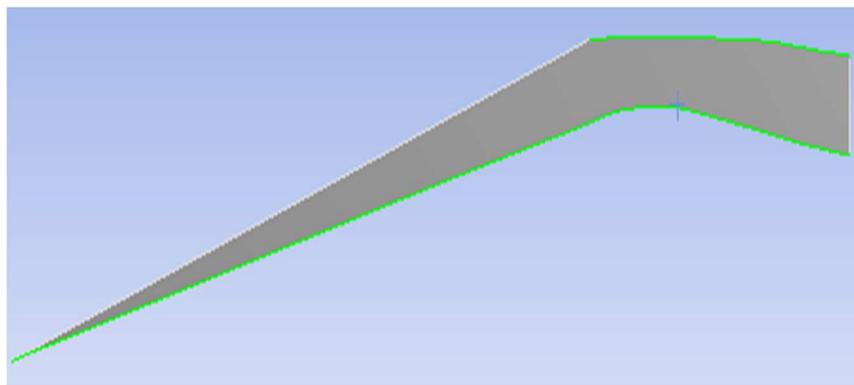


Figure IV.12 Géométrie de SR71

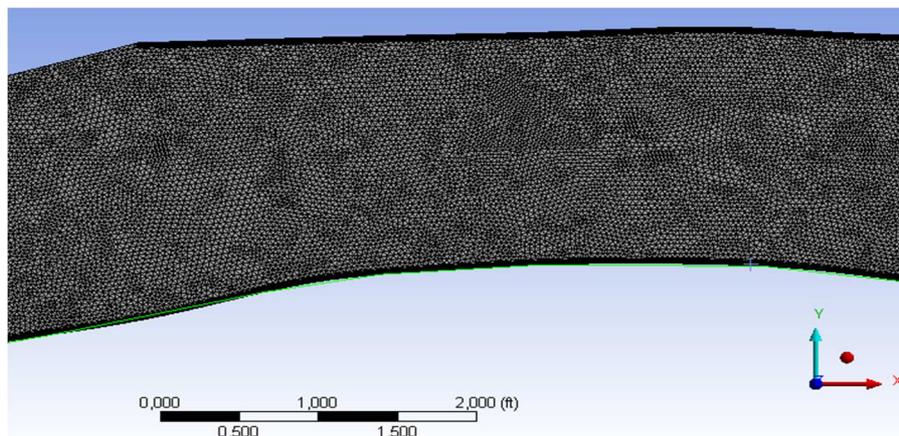


Figure IV.13 Maillage de SR71

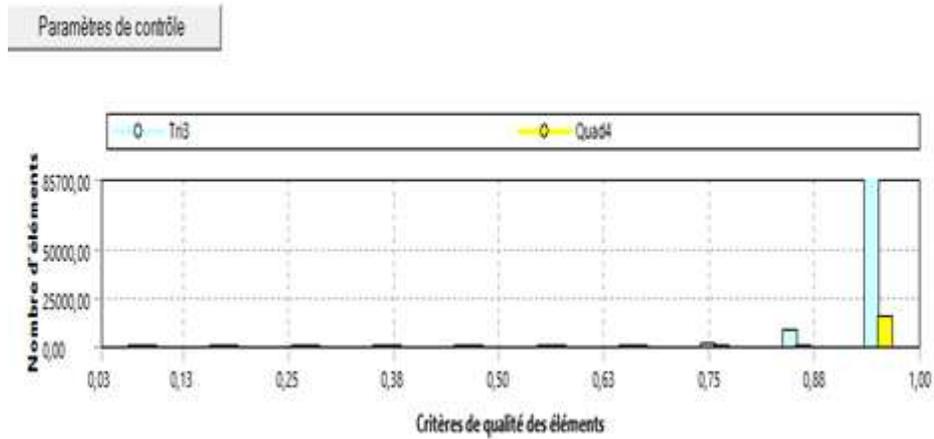


Figure IV.14 Qualité de maillage

IV.7.2.3.2 Résultat

On obtient ce résultat à partir de l'ANSYS Fluent et le model k-ε Standard avec les conditions au limites suivants :

$M=3,2$, $T=216.7$ K, $Ps=19400$ Pa

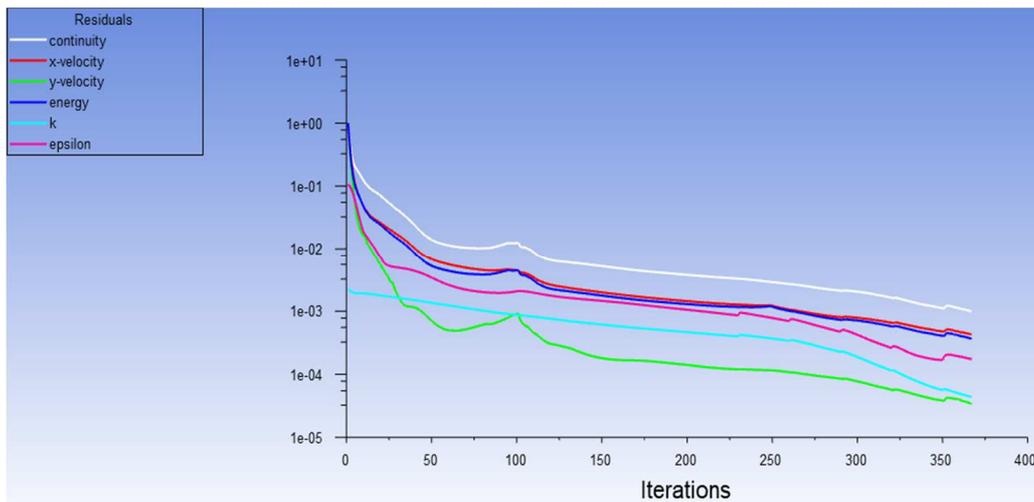


Figure IV.15 Résultat de convergence

La solution converge à 367 itérations pendant 3 min.

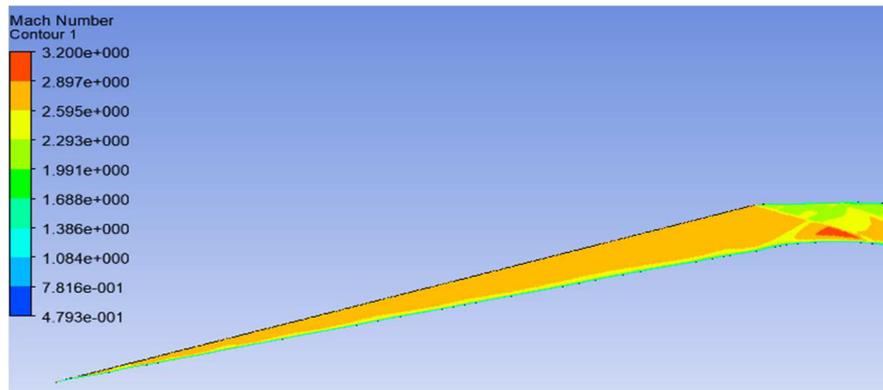


Figure IV.16 Résultat de la simulation

Cette figure représente la variation de nombre de mach à l’intérieur de la prise d’air supersonique SR71, on lance la simulation avec un nombre de mach égale à 3.2, on remarque que le mach diminue après la première onde de choc oblique à la valeur de 2.8. Ensuite, l’écoulement subit à une autre onde de choc oblique au début de la lèvre ou le nombre de mach atteint la valeur de 2.3, après ils continue de diminuer jusqu’à la valeur de 1.9.

On peut remarquer aussi que le nombre de mach proche des parois est inférieur au mach loin des parois à cause de frottement qui diminue la vitesse.

On constate d’après ce résultat que dans la prise d’air supersonique SR71 à un nombre de mach supérieure à 1 (régime supersonique) une présence des série d’onde de choc oblique terminer par une onde de choc normal ,alors il y a une influence sur le mach aval (diminution) qu’on a besoin pour le fonctionnement du compresseur.

Voilà le résultat de la référence :

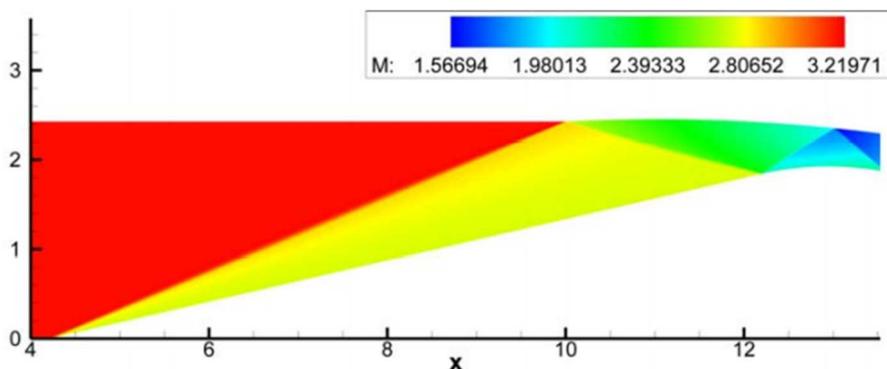


Figure IV.17 Résultat de référence [38]

On remarque que ce résultat est comparable avec notre résultat.

IV.8 Exemple de comparaison

On prend comme exemple $M_1=2$ et on compare les deux prises d'air précédentes :

-Prise d'air à compression interne (Pitot)

- Prise d'air a compression externe

$RP = 4.5$

$RP_3=3$

$R_{mv}=2.66$

$R_{mv3}=1.42$

$RT=1.68$

$RT_3=2.11$

$RP_t=0.72$

$RP_t3=0.87$

En comparant les rapports de pressions total et statique, températures et masse volumique d'une entrée d'airs subit de deux ondes de choc obliques suivie d'une onde de choc normal avec une prise d'air munie d'une onde de choc normal, on déduit que pour un régime supersonique, la prise d'air avec deux ondes de choc oblique suivie d'une onde de choc normal a une meilleure efficacité que l'autre .

Et ceci grâce à l'amortissement de l'effet du Mach élevé à l'entrée de la prise d'air par les ondes de choc obliques, donc, on a une efficacité plus élevé pour ce type de diffuseur.

IV.9 Tableaux des résultats

- **Tableau 1 :** Résultats obtenus pour l'écoulement isentropique pour :

$\gamma=1.4$, $M1=0.02$, $Mf=3.5$, $dM=0.02$

M1	RP	Rmv	RT	RA
.020	1.000	1.000	1.000	28.942
.040	1.001	1.001	1.000	14.481
.060	1.003	1.002	1.001	9.666
.080	1.004	1.003	1.001	7.262
.100	1.007	1.005	1.002	5.822
.120	1.010	1.007	1.003	4.864
.140	1.014	1.010	1.004	4.182
.160	1.018	1.013	1.005	3.673
.180	1.023	1.016	1.006	3.278
.200	1.028	1.020	1.008	2.964
.220	1.034	1.024	1.010	2.708
.240	1.041	1.029	1.012	2.496
.260	1.048	1.034	1.014	2.317
.280	1.056	1.040	1.016	2.166
.300	1.064	1.046	1.018	2.035
.320	1.074	1.052	1.020	1.922
.340	1.083	1.059	1.023	1.823
.360	1.094	1.066	1.026	1.736
.380	1.105	1.074	1.029	1.659
.400	1.117	1.082	1.032	1.590
.420	1.129	1.091	1.035	1.529
.440	1.142	1.100	1.039	1.474
.460	1.156	1.109	1.042	1.425
.480	1.171	1.119	1.046	1.380
.500	1.186	1.130	1.050	1.340
.520	1.202	1.141	1.054	1.303
.540	1.219	1.152	1.058	1.270
.560	1.237	1.164	1.063	1.240
.580	1.256	1.177	1.067	1.213
.600	1.276	1.190	1.072	1.188
.620	1.296	1.203	1.077	1.166
.640	1.317	1.218	1.082	1.145
.660	1.340	1.232	1.087	1.127
.680	1.363	1.247	1.092	1.110
.700	1.387	1.263	1.098	1.094
.720	1.412	1.280	1.104	1.081
.740	1.439	1.297	1.110	1.068
.760	1.466	1.314	1.116	1.057
.780	1.495	1.333	1.122	1.047
.800	1.524	1.351	1.128	1.038

.820	1.555	1.371	1.134	1.030
.840	1.587	1.391	1.141	1.024
.860	1.621	1.412	1.148	1.018
.880	1.655	1.433	1.155	1.013
.900	1.691	1.456	1.162	1.009
.920	1.729	1.478	1.169	1.006
.940	1.767	1.502	1.177	1.003
.960	1.808	1.526	1.184	1.001
.980	1.850	1.552	1.192	1.000
1.000	1.893	1.577	1.200	1.000
1.020	1.938	1.604	1.208	1.000
1.040	1.985	1.632	1.216	1.001
1.060	2.033	1.660	1.225	1.003
1.080	2.083	1.689	1.233	1.005
1.100	2.135	1.719	1.242	1.008
1.120	2.189	1.750	1.251	1.011
1.140	2.245	1.782	1.260	1.015
1.160	2.303	1.814	1.269	1.020
1.180	2.363	1.848	1.278	1.025
1.200	2.425	1.883	1.288	1.030
1.220	2.489	1.918	1.298	1.037
1.240	2.556	1.955	1.308	1.043
1.260	2.625	1.992	1.318	1.050
1.280	2.697	2.031	1.328	1.058
1.300	2.771	2.071	1.338	1.066
1.320	2.847	2.112	1.348	1.075
1.340	2.927	2.153	1.359	1.084
1.360	3.009	2.197	1.370	1.094
1.380	3.094	2.241	1.381	1.104
1.400	3.182	2.286	1.392	1.115
1.420	3.273	2.333	1.403	1.126
1.440	3.368	2.381	1.415	1.138
1.460	3.465	2.430	1.426	1.150
1.480	3.566	2.480	1.438	1.163
1.500	3.671	2.532	1.450	1.176
1.520	3.779	2.585	1.462	1.190
1.540	3.891	2.639	1.474	1.204
1.560	4.007	2.695	1.487	1.219
1.580	4.127	2.752	1.499	1.234
1.600	4.250	2.811	1.512	1.250
1.620	4.378	2.871	1.525	1.267
1.640	4.511	2.933	1.538	1.284
1.660	4.648	2.996	1.551	1.301
1.680	4.790	3.061	1.564	1.319
1.700	4.936	3.128	1.578	1.338

1.720	5.087	3.196	1.592	1.357
1.740	5.244	3.266	1.606	1.376
1.760	5.406	3.338	1.620	1.397
1.780	5.573	3.411	1.634	1.418
1.800	5.746	3.487	1.648	1.439
1.820	5.924	3.564	1.662	1.461
1.840	6.109	3.643	1.677	1.484
1.860	6.300	3.723	1.692	1.507
1.880	6.497	3.806	1.707	1.531
1.900	6.701	3.891	1.722	1.555
1.920	6.911	3.978	1.737	1.580
1.940	7.128	4.067	1.753	1.606
1.960	7.353	4.158	1.768	1.633
1.980	7.585	4.251	1.784	1.660
2.000	7.824	4.347	1.800	1.688
2.020	8.072	4.445	1.816	1.716
2.040	8.327	4.545	1.832	1.745
2.060	8.591	4.647	1.849	1.775
2.080	8.863	4.752	1.865	1.806
2.100	9.145	4.859	1.882	1.837
2.120	9.435	4.969	1.899	1.869
2.140	9.735	5.081	1.916	1.902
2.160	10.044	5.196	1.933	1.935
2.180	10.363	5.313	1.950	1.970
2.200	10.693	5.433	1.968	2.005
2.220	11.033	5.556	1.986	2.041
2.240	11.384	5.682	2.004	2.078
2.260	11.746	5.810	2.022	2.115
2.280	12.119	5.942	2.040	2.154
2.300	12.504	6.076	2.058	2.193
2.320	12.902	6.213	2.076	2.233
2.340	13.312	6.354	2.095	2.274
2.360	13.734	6.497	2.114	2.316
2.380	14.170	6.644	2.133	2.359
2.400	14.620	6.794	2.152	2.403
2.420	15.084	6.947	2.171	2.448
2.440	15.562	7.103	2.191	2.494
2.460	16.054	7.263	2.210	2.540
2.480	16.562	7.427	2.230	2.588
2.500	17.086	7.594	2.250	2.637
2.520	17.626	7.764	2.270	2.686
2.540	18.182	7.939	2.290	2.737
2.560	18.755	8.116	2.311	2.789
2.580	19.346	8.298	2.331	2.842
2.600	19.954	8.484	2.352	2.896

2.620	20.581	8.673	2.373	2.951
2.640	21.227	8.867	2.394	3.007
2.660	21.892	9.065	2.415	3.065
2.680	22.577	9.266	2.436	3.123
2.700	23.283	9.472	2.458	3.183
2.720	24.010	9.683	2.480	3.244
2.740	24.758	9.897	2.502	3.306
2.760	25.528	10.116	2.524	3.370
2.780	26.322	10.340	2.546	3.434
2.800	27.138	10.568	2.568	3.500
2.820	27.979	10.801	2.590	3.567
2.840	28.844	11.038	2.613	3.636
2.860	29.735	11.281	2.636	3.706
2.880	30.651	11.528	2.659	3.777
2.900	31.594	11.780	2.682	3.850
2.920	32.564	12.037	2.705	3.924
2.940	33.563	12.300	2.729	3.999
2.960	34.590	12.567	2.752	4.076
2.980	35.646	12.840	2.776	4.155
3.000	36.733	13.119	2.800	4.235
3.020	37.850	13.403	2.824	4.316
3.040	39.000	13.692	2.848	4.399
3.060	40.182	13.987	2.873	4.483
3.080	41.397	14.288	2.897	4.570
3.100	42.646	14.595	2.922	4.657
3.120	43.931	14.908	2.947	4.747
3.140	45.251	15.226	2.972	4.838
3.160	46.608	15.551	2.997	4.930
3.180	48.003	15.882	3.022	5.025
3.200	49.437	16.219	3.048	5.121
3.220	50.910	16.563	3.074	5.219
3.240	52.424	16.914	3.100	5.319
3.260	53.979	17.271	3.126	5.420
3.280	55.577	17.634	3.152	5.523
3.300	57.219	18.005	3.178	5.629
3.320	58.905	18.382	3.204	5.736
3.340	60.637	18.766	3.231	5.845
3.360	62.415	19.158	3.258	5.956
3.380	64.242	19.557	3.285	6.069
3.400	66.117	19.963	3.312	6.184
3.420	68.043	20.377	3.339	6.301
3.440	70.020	20.798	3.367	6.420
3.460	72.050	21.227	3.394	6.541
3.480	74.134	21.663	3.422	6.664
3.500	76.272	22.108	3.450	6.790

- **Tableau 2** : Resultats obtenus pour les ondes de choc oblique pour :

gama =1.4, ex : M1 entre 1.1 et 1.3

M1	Teta	beta
1.100000	-1.448487	.050000
1.100000	-1.327890	.100000
1.100000	-1.210555	.150000
1.100000	-1.097748	.200000
1.100000	-.990387	.250000
1.100000	-.889044	.300000
1.100000	-.793989	.350000
1.100000	-.705259	.400000
1.100000	-.622728	.450000
1.100000	-.546172	.500000
1.100000	-.475325	.550000
1.100000	-.409905	.600000
1.100000	-.349649	.650000
1.100000	-.294322	.700000
1.100000	-.243729	.750000
1.100000	-.197714	.800000
1.100000	-.156159	.850000
1.100000	-.118984	.900000
1.100000	-.086137	.950000
1.100000	-.057588	1.000000
1.100000	-.033316	1.050000
1.100000	-.013298	1.100000
1.100000	.002510	1.150000
1.100000	.014187	1.200000
1.100000	.021873	1.250000
1.100000	.025783	1.300000
1.100000	.026231	1.350000
1.100000	.023639	1.400000
1.100000	.018543	1.450000
1.100000	.011588	1.500000
1.100000	.003507	1.550000
1.100000	-.004911	1.600000
1.100000	-.012857	1.649999
1.100000	-.019548	1.699999
1.200000	-1.434815	.050000
1.200000	-1.301280	.100000
1.200000	-1.172340	.150000
1.200000	-1.049638	.200000
1.200000	-.934229	.250000
1.200000	-.826629	.300000

1.200000	-.726923	.350000
1.200000	-.634904	.400000
1.200000	-.550191	.450000
1.200000	-.472327	.500000
1.200000	-.400844	.550000
1.200000	-.335305	.600000
1.200000	-.275327	.650000
1.200000	-.220592	.700000
1.200000	-.170849	.750000
1.200000	-.125915	.800000
1.200000	-.085669	.850000
1.200000	-.050045	.900000
1.200000	-.019024	.950000
1.200000	.007376	1.000000
1.200000	.029114	1.050000
1.200000	.046139	1.100000
1.200000	.058417	1.150000
1.200000	.065950	1.200000
1.200000	.068804	1.250000
1.200000	.067147	1.300000
1.200000	.061274	1.350000
1.200000	.051635	1.400000
1.200000	.038847	1.450000
1.200000	.023692	1.500000
1.200000	.007092	1.550000
1.200000	-.009941	1.600000
1.200000	-.026368	1.649999
1.200000	-.041185	1.699999
1.300000	-1.419993	.050000
1.300000	-1.272656	.100000
1.300000	-1.131715	.150000
1.300000	-.999225	.200000
1.300000	-.876301	.250000
1.300000	-.763258	.300000
1.300000	-.659850	.350000
1.300000	-.565505	.400000
1.300000	-.479505	.450000
1.300000	-.401111	.500000
1.300000	-.329635	.550000
1.300000	-.264476	.600000
1.300000	-.205135	.650000
1.300000	-.151219	.700000
1.300000	-.102434	.750000
1.300000	-.058578	.800000
1.300000	-.019534	.850000

1.300000	.014740	.900000
1.300000	.044222	.950000
1.300000	.068837	1.000000
1.300000	.088468	1.050000
1.300000	.102980	1.100000
1.300000	.112238	1.150000
1.300000	.116141	1.200000
1.300000	.114655	1.250000
1.300000	.107867	1.300000
1.300000	.096021	1.350000
1.300000	.079574	1.400000
1.300000	.059216	1.450000
1.300000	.035880	1.500000
1.300000	.010709	1.550000
1.300000	-.015015	1.600000
1.300000	-.039965	1.649999
1.300000	-.062875	1.699999

- **Tableau 3** : Résultats obtenus pour les ondes de choc normal pour :

gama=1.4 ,M1=1,Mf=5 ,dM=0.02

M1	RP	Rmv	Rt	Rpt	M2
1.0000000	1.0000000	1.0000000	1.0000000	1.0000000	1.0000000
1.0200000	1.0471330	1.0334410	1.0132490	.9999900	.98051950
1.0400000	1.0952000	1.0670880	1.0263450	.99992330	.96202550
1.0600000	1.1442000	1.1009210	1.0393120	.99975070	.94444540
1.0800000	1.1941330	1.1349250	1.0521700	.99943070	.92771330
1.1000000	1.2450000	1.1690820	1.0649380	.99892800	.91177040
1.1200000	1.2968000	1.2033770	1.0776340	.99821310	.89656280
1.1400000	1.3495330	1.2377930	1.0902740	.99726110	.88204160
1.1600000	1.4032000	1.2723150	1.1028720	.99605180	.86816230
1.1800000	1.4578000	1.3069270	1.1154410	.99456860	.85488440
1.2000000	1.5133330	1.3416150	1.1279940	.99279840	.84217040
1.2200000	1.5698000	1.3763640	1.1405410	.99073090	.82998650
1.2400000	1.6272000	1.4111600	1.1530940	.98835880	.81830100
1.2600000	1.6855330	1.4459890	1.1656610	.98567680	.80708510
1.2800000	1.7448000	1.4808390	1.1782510	.98268220	.79631200
1.3000000	1.8050000	1.5156950	1.1908730	.97937360	.78595710
1.3200000	1.8661330	1.5505460	1.2035330	.97575190	.77599750
1.3400000	1.9282000	1.5853790	1.2162390	.97181910	.76641190
1.3600000	1.9912000	1.6201820	1.2289980	.96757860	.75718070
1.3800000	2.0551330	1.6549450	1.2418140	.96303520	.74828550
1.4000000	2.1200000	1.6896550	1.2546940	.95819440	.73970930
1.4200000	2.1858000	1.7243030	1.2676430	.95306290	.73143600
1.4400000	2.2525330	1.7588780	1.2806650	.94764790	.72345080

1.46000000	2.32020000	1.79337000	1.29376500	.94195770	.71573980
1.48000000	2.38880000	1.82777000	1.30694800	.93600080	.70828980
1.50000000	2.45833300	1.86206900	1.32021600	.92978650	.70108870
1.52000000	2.52880000	1.89625700	1.33357400	.92332430	.69412510
1.54000000	2.60020000	1.93032700	1.34702600	.91662430	.68738790
1.56000000	2.67253300	1.96427000	1.36057300	.90969660	.68086720
1.58000000	2.74580000	1.99807900	1.37422000	.90255170	.67455330
1.60000000	2.82000000	2.03174600	1.38796900	.89520030	.66843740
1.62000000	2.89513300	2.06526400	1.40182200	.88765290	.66251080
1.64000000	2.97120000	2.09862700	1.41578300	.87992060	.65676550
1.66000000	3.04820000	2.13182700	1.42985300	.87201400	.65119390
1.68000000	3.12613300	2.16486000	1.44403500	.86394390	.64578900
1.70000000	3.20500000	2.19771900	1.45833000	.85572110	.64054390
1.72000000	3.28480000	2.23039800	1.47274200	.84735610	.63545200
1.74000000	3.36553300	2.26289300	1.48727000	.83885970	.63050750
1.76000000	3.44720000	2.29519900	1.50191800	.83024200	.62570450
1.78000000	3.52980000	2.32731000	1.51668700	.82151340	.62103750
1.80000000	3.61333300	2.35922300	1.53157700	.81268380	.61650130
1.82000000	3.69780000	2.39093400	1.54659200	.80376310	.61209080
1.84000000	3.78320000	2.42243900	1.56173200	.79476070	.60780160
1.86000000	3.86953300	2.45373300	1.57699800	.78568610	.60362890
1.88000000	3.95680000	2.48481400	1.59239300	.77654850	.59956850
1.90000000	4.04500000	2.51567900	1.60791600	.76735660	.59561650
1.92000000	4.13413300	2.54632500	1.62356800	.75811900	.59176880
1.94000000	4.22420000	2.57674900	1.63935200	.74884410	.58802180
1.96000000	4.31520000	2.60694900	1.65526800	.73953970	.58437190
1.98000000	4.40713400	2.63692200	1.67131700	.73021390	.58081590
2.00000000	4.50000000	2.66666700	1.68750000	.72087380	.57735030
2.02000000	4.59380000	2.69618100	1.70381700	.71152690	.57397220
2.04000000	4.68853300	2.72546300	1.72027100	.70217990	.57067850
2.06000000	4.78420000	2.75451100	1.73686000	.69283940	.56746660
2.08000000	4.88080000	2.78332500	1.75358600	.68351190	.56433360
2.10000000	4.97833300	2.81190200	1.77045000	.67420330	.56127700
2.12000000	5.07679900	2.84024300	1.78745300	.66491930	.55829420
2.14000000	5.17619900	2.86834500	1.80459400	.65566560	.55538300
2.16000000	5.27653400	2.89620900	1.82187600	.64644710	.55254090
2.18000000	5.37780000	2.92383400	1.83929700	.63726920	.54976590
2.20000000	5.48000000	2.95122000	1.85685900	.62813630	.54705580
2.22000000	5.58313300	2.97836500	1.87456300	.61905290	.54440860
2.24000000	5.68720000	3.00527100	1.89240800	.61002320	.54182240
2.26000000	5.79220000	3.03193600	1.91039600	.60105110	.53929530
2.28000000	5.89813300	3.05836200	1.92852700	.59214040	.53682550
2.30000000	6.00500000	3.08454800	1.94680000	.58329450	.53441120
2.32000000	6.11280000	3.11049500	1.96521800	.57451670	.53205080
2.34000000	6.22153300	3.13620200	1.98377900	.56581000	.52974280

CHAPITRE IV

RESULTATS ET INTERPRETATION

2.36000000	6.33119900	3.16167100	2.00248500	.55717730	.52748570
2.38000000	6.44179900	3.18690200	2.02133600	.54862110	.52527770
2.40000000	6.55333200	3.21189600	2.04033200	.54014400	.52311770
2.42000000	6.66580100	3.23665300	2.05947300	.53174790	.52100410
2.44000000	6.77920000	3.26117400	2.07876000	.52343520	.51893570
2.46000000	6.89353400	3.28546100	2.09819400	.51520770	.51691130
2.48000000	7.00880000	3.30951400	2.11777300	.50706710	.51492950
2.50000000	7.12500000	3.33333300	2.13750000	.49901480	.51298920
2.52000000	7.24213300	3.35692100	2.15737300	.49105230	.51108920
2.54000000	7.36020000	3.38027900	2.17739400	.48318090	.50922850
2.56000000	7.47919900	3.40340700	2.19756300	.47540160	.50740580
2.58000000	7.59913300	3.42630600	2.21787900	.46771540	.50562040
2.60000000	7.71999900	3.44898000	2.23834300	.46012300	.50387100
2.62000000	7.84179900	3.47142700	2.25895500	.45262530	.50215690
2.64000000	7.96453200	3.49365000	2.27971600	.44522270	.50047690
2.66000000	8.08819900	3.51565100	2.30062600	.43791580	.49883030
2.68000000	8.21280000	3.53743100	2.32168500	.43070490	.49721610
2.70000000	8.33833300	3.55899100	2.34289200	.42359030	.49563350
2.72000000	8.46480000	3.58033300	2.36424900	.41657210	.49408180
2.74000000	8.59220000	3.60145800	2.38575600	.40965040	.49256000
2.76000000	8.72053300	3.62236900	2.40741200	.40282520	.49106750
2.78000000	8.84980000	3.64306600	2.42921800	.39609650	.48960350
2.80000000	8.98000000	3.66355200	2.45117300	.38946390	.48816730
2.82000000	9.11113300	3.68382700	2.47327900	.38292720	.48675820
2.84000000	9.24319900	3.70389400	2.49553600	.37648630	.48537550
2.86000000	9.37619900	3.72375500	2.51794200	.37014060	.48401860
2.88000000	9.51013300	3.74341100	2.54049900	.36388970	.48268680
2.90000000	9.64499900	3.76286300	2.56320700	.35773310	.48137960
2.92000000	9.78080100	3.78211500	2.58606600	.35167020	.48009620
2.94000000	9.91753400	3.80116700	2.60907600	.34570050	.47883620
2.96000000	10.05520000	3.82002100	2.63223700	.33982340	.47759910
2.98000000	10.19380000	3.83867900	2.65554900	.33403810	.47638420
3.00000000	10.33333000	3.85714300	2.67901200	.32834390	.47519100
3.02000000	10.47380000	3.87541400	2.70262700	.32274000	.47401900
3.04000000	10.61520000	3.89349500	2.72639300	.31722560	.47286770
3.06000000	10.75753000	3.91138700	2.75031100	.31180000	.47173670
3.08000000	10.90080000	3.92909200	2.77438100	.30646210	.47062550
3.10000000	11.04500000	3.94661200	2.79860300	.30121130	.46953350
3.12000000	11.19013000	3.96394800	2.82297600	.29604640	.46846050
3.14000000	11.33620000	3.98110300	2.84750200	.29096670	.46740590
3.16000000	11.48320000	3.99807800	2.87218000	.28597110	.46636930
3.18000000	11.63113000	4.01487500	2.89701000	.28105870	.46535040
3.20000000	11.78000000	4.03149600	2.92199200	.27622850	.46434870
3.22000000	11.92980000	4.04794300	2.94712700	.27147960	.46336380
3.24000000	12.08053000	4.06421700	2.97241400	.26681090	.46239540

CHAPITRE IV

RESULTATS ET INTERPRETATION

3.26000000	12.23220000	4.08031900	2.99785300	.26222140	.46144320
3.28000000	12.38480000	4.09625300	3.02344600	.25771000	.46050670
3.30000000	12.53833000	4.11202000	3.04919100	.25327580	.45958560
3.32000000	12.69280000	4.12762100	3.07508800	.24891780	.45867960
3.34000000	12.84820000	4.14305900	3.10113900	.24463470	.45778840
3.36000000	13.00453000	4.15833400	3.12734200	.24042570	.45691160
3.38000000	13.16180000	4.17345000	3.15369800	.23628970	.45604900
3.40000000	13.32000000	4.18840600	3.18020700	.23222560	.45520020
3.42000000	13.47913000	4.20320600	3.20687000	.22823240	.45436490
3.44000000	13.63920000	4.21785000	3.23368500	.22430900	.45354290
3.46000000	13.80020000	4.23234100	3.26065400	.22045440	.45273400
3.48000000	13.96213000	4.24668100	3.28777600	.21666760	.45193770
3.50000000	14.12500000	4.26087000	3.31505100	.21294760	.45115390
3.52000000	14.28880000	4.27491000	3.34247900	.20929320	.45038230
3.54000000	14.45353000	4.28880500	3.37006100	.20570350	.44962260
3.56000000	14.61920000	4.30255300	3.39779600	.20217750	.44887470
3.58000000	14.78580000	4.31615800	3.42568500	.19871410	.44813820
3.60000000	14.95333000	4.32962100	3.45372700	.19531240	.44741290
3.62000000	15.12180000	4.34294400	3.48192300	.19197120	.44669870
3.64000000	15.29120000	4.35612800	3.51027300	.18868980	.44599530
3.66000000	15.46153000	4.36917500	3.53877600	.18546700	.44530240
3.68000000	15.63280000	4.38208600	3.56743300	.18230200	.44462000
3.70000000	15.80500000	4.39486400	3.59624300	.17919360	.44394760
3.72000000	15.97813000	4.40750800	3.62520800	.17614110	.44328530
3.74000000	16.15220000	4.42002200	3.65432600	.17314350	.44263280
3.76000000	16.32720000	4.43240500	3.68359800	.17019970	.44198980
3.78000000	16.50313000	4.44466100	3.71302400	.16730900	.44135620
3.80000000	16.68000000	4.45679000	3.74260400	.16447030	.44073190
3.82000000	16.85780000	4.46879400	3.77233700	.16168280	.44011660
3.84000000	17.03653000	4.48067400	3.80222500	.15894570	.43951020
3.86000000	17.21620000	4.49243200	3.83226700	.15625790	.43891250
3.88000000	17.39680000	4.50406900	3.86246300	.15361870	.43832330
3.90000000	17.57833000	4.51558600	3.89281300	.15102720	.43774250
3.92000000	17.76080000	4.52698600	3.92331700	.14848260	.43716990
3.94000000	17.94420000	4.53826800	3.95397500	.14598400	.43660540
3.96000000	18.12853000	4.54943600	3.98478700	.14353060	.43604880
3.98000000	18.31380000	4.56048800	4.01575400	.14112160	.43550000
4.00000000	18.50000000	4.57142900	4.04687500	.13875620	.43495880
4.02000000	18.68713000	4.58225800	4.07815000	.13643360	.43442510
4.04000000	18.87520000	4.59297600	4.10957900	.13415310	.43389880
4.06000000	19.06420000	4.60358600	4.14116300	.13191390	.43337970
4.08000000	19.25413000	4.61408900	4.17290100	.12971510	.43286770
4.10000000	19.44500000	4.62448400	4.20479300	.12755620	.43236270
4.12000000	19.63680000	4.63477500	4.23684000	.12543640	.43186450
4.14000000	19.82953000	4.64496200	4.26904100	.12335490	.43137310

4.16000000	20.02320000	4.65504600	4.30139600	.12131100	.43088820
4.18000000	20.21780000	4.66502900	4.33390600	.11930420	.43040980
4.20000000	20.41333000	4.67491200	4.36657000	.11733350	.42993780
4.22000000	20.60980000	4.68469500	4.39939000	.11539850	.42947200
4.24000000	20.80720000	4.69438100	4.43236300	.11349850	.42901240
4.26000000	21.00553000	4.70396900	4.46549100	.11163270	.42855890
4.28000000	21.20480000	4.71346200	4.49877300	.10980060	.42811130
4.30000000	21.40500000	4.72286100	4.53221000	.10800160	.42766950
4.32000000	21.60613000	4.73216600	4.56580200	.10623490	.42723350
4.34000000	21.80820000	4.74137900	4.59954800	.10450010	.42680300
4.36000000	22.01120000	4.75050000	4.63344900	.10279650	.42637820
4.38000000	22.21513000	4.75953100	4.66750400	.10112350	.42595880
4.40000000	22.42000000	4.76847300	4.70171500	.09948063	.42554470
4.42000000	22.62580000	4.77732700	4.73607900	.09786725	.42513590
4.44000000	22.83253000	4.78609400	4.77059900	.09628282	.42473230
4.46000000	23.04020000	4.79477500	4.80527300	.09472680	.42433380
4.48000000	23.24880000	4.80337000	4.84010200	.09319866	.42394030
4.50000000	23.45833000	4.81188200	4.87508500	.09169786	.42355170
4.52000000	23.66880000	4.82031000	4.91022300	.09022391	.42316800
4.54000000	23.88020000	4.82865600	4.94551700	.08877628	.42278910
4.56000000	24.09253000	4.83692100	4.98096500	.08735449	.42241480
4.58000000	24.30580000	4.84510600	5.01656700	.08595805	.42204510
4.60000000	24.52000000	4.85321100	5.05232500	.08458648	.42168000
4.62000000	24.73513000	4.86123800	5.08823700	.08323931	.42131930
4.64000000	24.95120000	4.86918800	5.12430400	.08191609	.42096310
4.66000000	25.16820000	4.87706100	5.16052600	.08061635	.42061110
4.68000000	25.38613000	4.88485800	5.19690300	.07933967	.42026340
4.70000000	25.60500000	4.89258100	5.23343400	.07808560	.41991990
4.72000000	25.82480000	4.90022900	5.27012100	.07685371	.41958050
4.74000000	26.04553000	4.90780400	5.30696200	.07564360	.41924520
4.76000000	26.26720000	4.91530800	5.34395800	.07445484	.41891390
4.78000000	26.48980000	4.92273900	5.38111000	.07328703	.41858640
4.80000000	26.71333000	4.93010000	5.41841600	.07213978	.41826290
4.82000000	26.93780000	4.93739100	5.45587700	.07101271	.41794310
4.84000000	27.16320000	4.94461300	5.49349300	.06990540	.41762720
4.86000000	27.38953000	4.95176700	5.53126400	.06881754	.41731480
4.88000000	27.61680000	4.95885400	5.56919000	.06774873	.41700620
4.90000000	27.84500000	4.96587400	5.60727100	.06669860	.41670110
4.92000000	28.07413000	4.97282800	5.64550600	.06566682	.41639950
4.94000000	28.30420000	4.97971700	5.68389700	.06465305	.41610140
4.96000000	28.53520000	4.98654100	5.72244300	.06365692	.41580670
4.98000000	28.76713000	4.99330200	5.76114400	.06267811	.41551540
5.00000000	29.00000000	5.00000000	5.80000000	.06171631	.41522740

- **Tableau 4** : Résultats obtenus pour deux ondes de choc oblique suivie d'une onde de choc normal pour :

$\gamma = 1.4$, $M1 = 1.26$, $M2 = 2$

M1	β_1	β_2	Mn4	RP3	RT3	Rmv3	Rpt3
1.26	64.69	90	1.00000	0.95816	0.98786	0.96993	1.00000
1.27	63.26	90	1.00000	0.91719	0.97558	0.94014	1.00000
1.28	62.04	90	1.00000	0.88329	0.96511	0.91522	1.00000
1.29	60.95	90	1.00000	0.85366	0.95569	0.89324	1.00000
1.30	59.96	90	1.00000	0.82728	0.94707	0.87350	1.00000
1.35	55.93	90	1.00000	0.72431	0.91107	0.79500	1.00000
1.40	52.78	90	1.00000	0.64806	0.88134	0.73531	1.00000
1.41	52.22	90	1.00000	0.63487	0.87587	0.72484	1.00000
1.42	51.68	90	1.00000	0.62227	0.87054	0.71480	1.00000
1.43	51.16	66.59	1.00000	0.99424	0.99835	0.99588	1.00000
1.44	50.65	64.59	0.97685	1.05639	1.01580	1.03996	0.99998
1.45	50.16	63.05	0.95744	1.10764	1.02967	1.07572	0.99989
1.50	47.89	57.77	0.89283	1.31001	1.08082	1.21204	0.99799
1.55	45.89	54.11	0.84859	1.48483	1.12158	1.32387	0.99373
1.60	44.11	51.21	0.81346	1.65196	1.15845	1.42600	0.98725
1.65	42.50	48.78	0.78406	1.81637	1.19322	1.52222	0.97871
1.70	41.03	46.69	0.75895	1.97880	1.22649	1.61337	0.96843
1.75	39.68	44.84	0.73674	2.14316	1.25926	1.70191	0.95641
1.80	38.44	43.19	0.71692	2.30961	1.29172	1.78801	0.94286
1.85	37.30	41.70	0.69888	2.48023	1.32437	1.87275	0.92779
1.90	36.29	40.34	0.68133	2.66721	1.35957	1.96179	0.91021
1.95	35.23	39.09	0.67889	2.82681	1.38922	2.03480	0.89452
2.00	34.30	37.95	0.65445	3.00272	1.42155	2.11228	0.87669

Conclusion générale

Ce travail a permis une compréhension plus approfondie sur les prises d'air, tout en commençant d'abord, par l'état de l'art ainsi que la compréhension théorique des phénomènes physiques liés à notre étude.

L'influence des paramètres d'écoulement ainsi que la géométrie de ces prises d'air sur l'efficacité est prédite et confirmée par la programmation en FORTRAN et la simulation numérique avec ANSYS. De plus, la simulation numérique permet d'étudier les phénomènes locaux et donne accès à des grandeurs physiques difficiles voire impossible à mesurer expérimentalement.

L'étude présentée nous a permis de constater qu'en régime subsonique la prise d'air Pitot conserve une efficacité proche à l'unité, ce qui explique son utilisation pour les avions subsonique. Par contre en régime supersonique la prise d'air a compression externe qui crée deux ondes de choc obliques suivies d'une onde de choc normal convient mieux qu'une prise d'air a compression interne Pitot qui a une onde de choc normal.

On constatant aussi que l'onde de choc normal fait toujours passer la vitesse de l'écoulement du supersonique au subsonique, mais avec une chute de pression totale très importante. Par contre l'onde de choc oblique fait diminuer le nombre de Mach mais il résulte un écoulement toujours supersonique, ce qui nous permet de conclure que la succession des ondes de choc obliques est la meilleure méthode pour amortir l'écoulement et élever l'efficacité de la prise d'air.

Annexe A : déclaration des paramètres

Parameters	Designations
Teta	Angle de déflexion du premier choc
beta	Angle d'inclinaison du premier choc
M1	Mach amont
Mf	Mach final
dM	Le pas
gama	Rapport des chaleurs massiques
RP	Rapport de pression statique après la première onde de choc oblique
RT	Rapport de température après la première onde de choc oblique
Rmv	Rapport de masse volumique après la première onde de choc oblique
RPt	Rapport de pression total après la première onde de choc oblique
M2	Mach après la première onde de choc oblique
beta2	Angle d'inclinaison du deuxième choc
Teta2	Angle de déflexion du deuxième choc
RP2	Rapport de pression statique après la deuxième onde de choc oblique
RT2	Rapport de température après la deuxième onde de choc oblique
Rmv2	Rapport de masse volumique après la deuxième onde de choc oblique
RPt2	Rapport de pression total après la deuxième onde de choc oblique
M3	Mach après la deuxième onde de choc oblique
Mn4	Mach après la troisième onde de choc normal
RP3	Rapport de pression statique après la troisième onde de choc normal
RT3	Rapport de température après la troisième onde de choc normal
Rmv3	Rapport de masse volumique après la troisième onde de choc normal
RPt3	Rapport de pression total après la troisième onde de choc normal

Annexe B : Les programmes

1-Programme d'écoulement isentropique :

```

real RP,RT,Rmv,gama,M1,Mf,dM,M,a,RA,e
open(0,file='table A1.dat')
write(*,*)' M1 , Mf et dM'
read(*,*)M1,Mf,dM
write(*,*)'donner le gamma '
read(*,*)gama
e=(gama+1)/(2*(gama-1))
M=M1
n=(Mf-M1)/dM
write(1,*)' M Pt/P Rhot/Rho Tt/T A/Ac'
do i=0,n
M=M1+(i*dM)
a=(gama-1)/2
RT=1+(a*(M**2))
RP=(1+(a*(M**2)))**(gama/(gama-1))
Rmv=(1+(a*(M**2)))**(1/(gama-1))
RA=(1/M)*((2/(gama+1))*(1+a*(M**2)))**e
write(0,100)M,RP,Rmv,RT,RA
100 format ((2x,5(F14.3,3x),/))
enddo
stop
end

```

2-Programme onde de choc normal :

```

real RP,RT,Rmv,gama,M1,Mf,dM,M,M2,RPt
open(20,file=' onde de choc normal.dat')
15  write(*,*)'give : M1>1 , Mf>M1 et dM'
    read(*,*)M1,Mf,dM
    if (M1.lt.1)then
    go to 15
    end if
    write(*,*)'donner le gamma '
    read(*,*)gama
    M=M1
    n=(Mf-M1)/dM
    write(1,*)'Respectivement, les valeurs de : M1,RP,Rmv,RT ,RPt,M2'
    do i=0,n
    M=M1+(i*dM)
    RT=(1+((2*gama)/(gama+1))*((M**2)-1))*((2+((gama-1)*M**2))/((gama+
+1)*M**2))
    RP=(1+((2*gama)/(gama+1))*((M**2)-1))
    Rmv=((gama+1)*M**2)/(2+((gama-1)*M**2))
    M2=sqrt((1+(((gama-1)/2)*M**2))/((gama*M**2)-((gama-1)/2)))
    RPt((((gama+1)/2)*M**2)/(1+((gama-1)/2)*M**2)**(gama/(gama-1)))
+((((2*gama)/(gama+1))*M**2)-((gama-1)/(gama+1)))*(1/(gama-1)))
    write(20,200)M,RP,Rmv,RT ,RPt,M2
200  format ((2x,7(F14.8,3x),/))
    enddo
    stop
    end

```

3-Programme onde de choc oblique :

```

real Teta, beta,dbeta,M1,Mf,dM,M
open(1,file='les resultats.dat')
open(2,file='onde de choc oblique.dat')
10 write(*,*)' M1>1 , Mf>M1 et dM'
read(*,*)M1,Mf,dM
if (M1.lt.1)then
goto 10
end if
write(*,*)'donnerla valeur de gamma et Dbetta '
read(*,*)gama,dbeta
M=M1
n=(Mf-M1)/dM
k=n/2
do i=0,n
M=M+dM
beta=0
do j=1,k
beta=beta+dbeta
Teta=atan(2*cotan(beta)*(((M**2)*(sin(beta))**2)-1)/((M**2)*
*(gama+cos(2*beta))+2)))
open (7,file='M=.dat')
write(1,5)M,Teta ,beta
write(2,5)Teta,beta
5 format ((2x,5(F12.6,3x),/))
enddo
enddo
stop
end

```

4-Programme de deux ondes de choc oblique suivie d'une onde normale

```

real Teta,beta,M1,RP,RT,Rmv,gama,RPt,Mn2,Mn1,M2,Rbeta,N,Mn3,M3,
,RP2,RT2,Rmv2,RPt2,Rbeta2,Mn4,RP3,RT3,Rmv3,RPt3,beta2
read(*,*)M1,gama,beta,beta2
Rbeta=(beta*3.141592654)/180
Mn1=M1*(sin(Rbeta))
Teta=atan(2*cotan(Rbeta)*(((M1**2)*(sin(Rbeta)**2)-1)/((M1**2)*
*(gama+cos(2*Rbeta))+2)))
RT=(1+((2*gama)/(gama+1))*((Mn1**2)-1))*((2+((gama-1)*Mn1**2))/
/((gama+1)*Mn1**2))
RP=(1+((2*gama)/(gama+1))*((Mn1**2)-1))
Rmv=((gama+1)*Mn1**2)/(2+((gama-1)*Mn1**2))
Mn2=sqrt((1+(((gama-1)/2)*Mn1**2))/((gama*Mn1**2)-((gama-1)/2)))
RPt=(((gama+1)/2)*Mn1**2)/(1+((gama-1)/2)*Mn1**2)**(gama/
/(gama-1))/(((2*gama)/(gama+1)*Mn1**2)-((gama-1)/(gama+1)))**1
/(gama-1))
M2=Mn2/sin(Rbeta-Teta)
Rbeta2=(beta2*3.141592654)/180
N=M2*sin(Rbeta2)
RT2=(1+((2*gama)/(gama+1))*((N**2)-1))*((2+((gama-1)*N**2))/
/((gama+1)*N**2))
RP2=(1+((2*gama)/(gama+1))*((N**2)-1))
Rmv2=((gama+1)*N**2)/(2+((gama-1)*N**2))
Mn3=sqrt((1+(((gama-1)/2)*N**2))/((gama*N**2)-((gama-1)/2)))
RPt2=(((gama+1)/2)*N**2)/(1+((gama-1)/2)*N**2)**(gama/
/(gama-1))/(((2*gama)/(gama+1)*N**2)-((gama-1)/(gama+1)))**1
/(gama-1))
M3=Mn3/sin(Rbeta2-Teta)
RT3=(1+((2*gama)/(gama+1))*((M3**2)-1))*((2+((gama-1)*M3**2))/
/((gama+1)*M3**2))
RP3=(1+((2*gama)/(gama+1))*((M3**2)-1))
Rmv3=((gama+1)*M3**2)/(2+((gama-1)*M3**2))
Mn4=sqrt((1+(((gama-1)/2)*M3**2))/((gama*M3**2)-((gama-1)/2)))
RPt3=(((gama+1)/2)*M3**2)/(1+((gama-1)/2)*M3**2)**(gama/

```

ANNEXES

```
/(gama-1))/((((2*gama)/(gama+1))*M3**2)-((gama-1)/(gama+1)))**(1
//(gama-1))
write(*,*)Mn4,RP3,RT3,Rmv3,RPt3
stop
end
```

Annexe C : table de référence

M_0	β_a	P_{ta}/P_{t0}	M_a	β_b	P_{tb}/P_{ta}	M_b	P_{tc}/P_{tb}	η_r
2.00	34.30	0.9979	1.821	37.95	0.9982	1.649	0.8765	0.8731
1.95	35.23	0.9980	1.773	39.09	0.9983	1.602	0.8945	0.8912
1.90	36.23	0.9981	1.725	40.34	0.9983	1.554	0.9117	0.9084
1.85	37.30	0.9982	1.677	41.70	0.9984	1.506	0.9278	0.9246
1.80	38.44	0.9982	1.628	43.19	0.9984	1.457	0.9428	0.9396
1.75	39.68	0.9983	1.579	44.84	0.9985	1.407	0.9563	0.9533
1.70	41.03	0.9984	1.529	46.69	0.9985	1.356	0.9684	0.9654
1.65	42.50	0.9984	1.480	48.78	0.9985	1.303	0.9788	0.9758
1.60	44.11	0.9985	1.429	51.21	0.9985	1.248	0.9873	0.9842
1.55	45.89	0.9985	1.378	54.11	0.9984	1.190	0.9937	0.9906
1.50	47.89	0.9985	1.325	57.77	0.9982	1.125	0.9980	0.9947
1.45	50.16	0.9985	1.272	63.05	0.9976	1.045	0.9999	0.9960
1.44	50.65	0.9985	1.261	64.59	0.9973	1.024	1	0.9958
1.43	51.16	0.9985	1.250	66.59	0.9969	0.9974	1	0.9953
1.42	51.68	0.9984	1.238	90	0.9886	0.8192	1	0.9870
1.41	52.22	0.9984	1.227	90	0.9899	0.8257	1	0.9884
1.40	52.78	0.9984	1.216	90	0.9912	0.8325	1	0.9896
1.35	55.93	0.9983	1.156	90	0.9963	0.8705	1	0.9946
1.30	59.96	0.9980	1.090	90	0.9992	0.9195	1	0.9972
1.29	60.95	0.9979	1.075	90	0.9995	0.9316	1	0.9974
1.28	62.04	0.9977	1.059	90	0.9998	0.9450	1	0.9975
1.27	63.26	0.9976	1.042	90	0.9999	0.9602	1	0.9975
1.26	64.69	0.9973	1.023	90	1	0.9782	1	0.9973

Partie du tableau de la référence du livre ‘Elements of Gas Turbines and Rockets’ par
Jack D.Mattingly

On remarque que les résultats de l’efficacité obtenue par l’exécution de notre programme N°4 sont comparables avec ces résultats.

M	$\frac{\rho_2}{\rho_1}$	$\frac{\rho_2}{\rho_1}$	$\frac{T_2}{T_1}$	$\frac{\rho_{0_2}}{\rho_{0_1}}$	$\frac{\rho_{0_2}}{\rho_1}$	M_2
0.1000 + 01	0.1000 + 01	0.1000 + 01	0.1000 + 01	0.1000 + 01	0.1893 + 01	0.1000 + 01
0.1020 + 01	0.1047 + 01	0.1033 + 01	0.1013 + 01	0.1000 + 01	0.1938 + 01	0.9805 + 00
0.1040 + 01	0.1095 + 01	0.1067 + 01	0.1026 + 01	0.9999 + 00	0.1984 + 01	0.9620 + 00
0.1060 + 01	0.1144 + 01	0.1101 + 01	0.1039 + 01	0.9998 + 00	0.2032 + 01	0.9444 + 00
0.1080 + 01	0.1194 + 01	0.1135 + 01	0.1052 + 01	0.9994 + 01	0.2082 + 01	0.9277 + 00
0.1100 + 01	0.1245 + 01	0.1169 + 01	0.1065 + 01	0.9989 + 00	0.2133 + 01	0.9118 + 00
0.1120 + 01	0.1297 + 01	0.1203 + 01	0.1078 + 01	0.9982 + 00	0.2185 + 01	0.8966 + 00
0.1140 + 01	0.1350 + 01	0.1238 + 01	0.1090 + 01	0.9973 + 00	0.2239 + 01	0.8820 + 00
0.1160 + 01	0.1403 + 01	0.1272 + 01	0.1103 + 01	0.9961 + 00	0.2294 + 01	0.8682 + 00
0.1180 + 01	0.1458 + 01	0.1307 + 01	0.1115 + 01	0.9946 + 00	0.2350 + 01	0.8549 + 00
0.1200 + 01	0.1513 + 01	0.1342 + 01	0.1128 + 01	0.9928 + 00	0.2408 + 01	0.8422 + 00
0.1220 + 01	0.1570 + 01	0.1376 + 01	0.1141 + 01	0.9907 + 00	0.2466 + 01	0.8300 + 00
0.1240 + 01	0.1627 + 01	0.1411 + 01	0.1153 + 01	0.9884 + 00	0.2526 + 01	0.8183 + 00
0.1260 + 01	0.1686 + 01	0.1446 + 01	0.1166 + 01	0.9857 + 00	0.2588 + 01	0.8071 + 00
0.1280 + 01	0.1745 + 01	0.1481 + 01	0.1178 + 01	0.9827 + 00	0.2650 + 01	0.7963 + 00
0.1300 + 01	0.1805 + 01	0.1516 + 01	0.1191 + 01	0.9794 + 00	0.2714 + 01	0.7860 + 00
0.1320 + 01	0.1866 + 01	0.1551 + 01	0.1204 + 01	0.9758 + 00	0.2778 + 01	0.7760 + 00
0.1340 + 01	0.1928 + 01	0.1585 + 01	0.1216 + 01	0.9718 + 00	0.2844 + 01	0.7664 + 00
0.1360 + 01	0.1991 + 01	0.1620 + 01	0.1229 + 01	0.9676 + 00	0.2912 + 01	0.7572 + 00
0.1380 + 01	0.2055 + 01	0.1655 + 01	0.1242 + 01	0.9630 + 00	0.2980 + 01	0.7483 + 00
0.1400 + 01	0.2120 + 01	0.1690 + 01	0.1255 + 01	0.9582 + 00	0.3049 + 01	0.7397 + 00
0.1420 + 01	0.2186 + 01	0.1724 + 01	0.1268 + 01	0.9531 + 00	0.3120 + 01	0.7314 + 00
0.1440 + 01	0.2253 + 01	0.1759 + 01	0.1281 + 01	0.9476 + 00	0.3191 + 01	0.7235 + 00
0.1460 + 01	0.2320 + 01	0.1793 + 01	0.1294 + 01	0.9420 + 00	0.3264 + 01	0.7157 + 00
0.1480 + 01	0.2389 + 01	0.1828 + 01	0.1307 + 01	0.9360 + 00	0.3338 + 01	0.7083 + 00
0.1500 + 01	0.2458 + 01	0.1862 + 01	0.1320 + 01	0.9298 + 00	0.3413 + 01	0.7011 + 00

Partie du tableau de la référence du livre ‘Fundamentals of Aerodynamics’ par

John D. Anderson, Jr.

On remarque que les résultats obtenu par l’exécution de notre programme 2 sont comparable avec ces résultats.

References

- [1] Sacks, A. H., and Spreiter, J. R., "Theoretical Investigation of Submerged Inlets at Low Speeds," NACA Technical Note 2323, 1951.
- [2] Ward-Smith, A. J., "A Prediction Method for the Influence of a Turbulent Boundary Layer on the Efficiency of Submerged Intakes," *The Aeronautical Journal*, Vol. 77, Nov. 1973, pp. 570–574.
- [3] Seddon, J., and Goldsmith, E. L., *Intake Aerodynamics*, Collins Professional and Technical Books, London, 1985.
- [4] Stewart Rolls, L., "A Flight Comparison of a Scoop Inlet and a Submerged Inlet at Transonic Speeds," NACA Research Memorandum A53A06, 1953.
- [5] Bore, C. L., "Intakes for Vertical Landing Aircraft," *Practical Intake Aerodynamic Design*, edited by E. L. Goldsmith and J. Seddon, Blackwell Scientific Publications, Oxford, 1993.
- [6] Curtis, P., and Whitmore, I., "The Development of the Nimrod MRA.4 Intake," 7th CEAS European Propulsion Forum, Council of European Aerospace Studies, Pau, France, 1999, pp. 1–10.
- [7] Whitford, R., *Design for Air Combat*, Jane's, London, 1987.
- [8] Ran, H., and Mavris, D., "Preliminary Design of a 2D Supersonic Inlet to Maximize Total Pressure Recovery," AIAA Paper 2005-7357, Sept. 2005.
- [9] Hawkins, J. E., "YF-16 Inlet Design and Performance," *Journal of Aircraft*, Vol. 13, No. 6, 1976, pp. 436–441.
- [10] Hunter, L. G., and Cawthon, J. A., "Improved Supersonic Performance for the F-16 Inlet Modified for the J79 Engine," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 1, No. 1, 1985, pp. 50–57.
- [11] Dobson, M. D., and Goldsmith, E. L., "External Drag of Fuselage Side Intakes," *Journal of Aircraft*, Vol. 9, No. 2, 1972, p. 121.
- [12] Surber, L. E., and Goldsmith, E. L., "Intake/Airframe Integration for Combat Aircraft," *Practical Intake Aerodynamic Design*, edited by E. L. Goldsmith and J. Seddon, Blackwell Scientific Publications, Oxford, 1993.

- [13] Philhower, J. S., “Development of a Highly Offset Induction System for a Supersonic STOVL Fighter,” AIAA Paper 1998-3417, 1998.
- [14] Pitt, D. M., Dunne, J. P., White, E. V., and Garcia, E., “SAMPSON Smart InletSMAPowered Adaptive Lip Design and Static Test,” AIAA Paper 2001-1359, 2001.
- [15] Mattingly, J. D., *Elements of Gas Turbine Propulsion*, McGraw–Hill, New York, 1996.
- [16] Jenkins, R. C., and Loeffler, A. L., “Modeling of Subsonic Flow Through a Compact Offset Inlet Diffuser,” *AIAA Journal*, Vol. 29, No. 3, 1991, pp. 401–408.
- [17] Zhang, W. L., Knight, D., and Smith, D., “Automated Design of a Three-Dimensional Subsonic Diffuser,” *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 16, No. 6, 2000, pp. 1132–1140.
- [18] Lefantzi, S., and Knight, D. D., “Automated Design Optimization of a Three-Dimensional S-Shaped Subsonic Diffuser,” *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 18, No. 4, 2002, p. 913.
- [19] Haines, A. B., “Aerodynamics,” *The Aeronautical Journal*, Vol. 80, July 1976, pp. 277–293.
- [20] Eleshaky, M. E., and Baysal, O., “Shape Optimizing Nacelle near Flat- Plate Wing Using Multiblock Sensitivity Analysis,” *Journal of Aircraft*, Vol. 35, No. 1, 1998, pp. 33–38.
- [21] Moulton, E. S., “De Havilland Engines—Some Recollections,” *The Aeronautical Journal*, Vol. 82, Sept. 1978, pp. 369–386.
- [22] Williams, T. L., and Hunt, B. L., “Top Inlet System Feasibility for Transonic-Supersonic Fighter Aircraft Applications,” AIAA Paper 1980-1809, 1980, pp. 1–15.
- [23] Leyland, D. C., “Intake Design for Strike/Fighter Aircraft,” *Practical Intake Aerodynamic Design*, edited by E. L. Goldsmith and J. Seddon, Blackwell Scientific Publications, Oxford, 1993.
- [24] Young, L. C., and Beaulieu, W. D., “Review of Hammershock Pressures in Aircraft Inlets,” *Journal of Aircraft*, Vol. 12, No. 4, 1975, p. 210.
- [25] Evans, P. J., and Truax, P. P., “YF-16 Air Induction System Design Loads Associated with Engine Surge,” *Journal of Aircraft*, Vol. 12, No. 4, 1975, p. 205.
- [26] Menzies, R. D. D., Babcock, K. J., Barakos, G. N., and Richards, B., “Surge Wave Propagation Modelling Using Computational Fluid Dynamics,” AIAA Paper 2003-4088, 2003, p. 1.

- [27] Ytterstrom, A., and Axelson, E., "Hammershock Calculations in the Air Intake of JAS 39 GRIPEN, Using Dual Timestepping," AIAA Paper 99-3113, 1999, pp. 1–9.
- [28] Goble, B. D., King, S., Terry, J., and Schoop, M., "Inlet Hammershock Analysis Using a 3-D Unsteady Euler/Navier-Stokes Code," AIAA Paper 96-2547, 1996.
- [29] Gridley, M., Sylvester, T., and Truax, P., "Impact of a Probabilistic Approach on Inlet Hammershock Design Loads," AIAA Paper 99-2114, 1999, p. 1.
- [30] RABAH HAOUI. Dynamique des gaz (écoulements compressibles).Dar Essabil.
- [31] D.J.Dunn ,THERMODYNAMICS TUTORIAL 7 ,COMPRESSIBLE FLOW.
- [32] JOHN D.ANDERSON, JR. Fundamentals of aerodynamics. McGraw-Hill Book Company 1984
- [33] R.COMOLET. Mécanique expérimentale des fluides. Tome 1 : Statique et dynamique des fluides non visqueux
- [34] P.CARRIERE , Aérodynamique Interne des réacteurs : Prises d'air.
- [35] Zednek KOPAL, Tables of supersonic flow around cones. Tech. Rep. n^o 1 - M.I.T.
- [36] Divas Gupta,Arjun Agrawal and Prabhat Kumar .Aircraft Intake Aerodynamics. Department of Mechanical Engineering, Indian, Institute of Technology, New Delhi Delhi,, INDIA 110016, corrigé le 04/22/2014 13:37:00.
- [37] Jingjing Chen, Yadong Wu, Zhonglin Wang, Anjenq Wang.Nacelle, Air Intake Aerodynamic Design And Inlet Compatibility, December 15-17, 2014, New Delhi, India
- [38] Inlet Jesse R. Colville, Ryan P. Starkey and Mark J. Lewis, Extending the Flight Mach Number of the SR-71 ,Department of Aerospace Engineering, University of Maryland, College Park MD 20742-3015
- [39] Jack D.Mattingly, Elements of Gas Turbines and Rockets, Department of Mechanical Engineering, Seattle University, Seattle, Washington.