

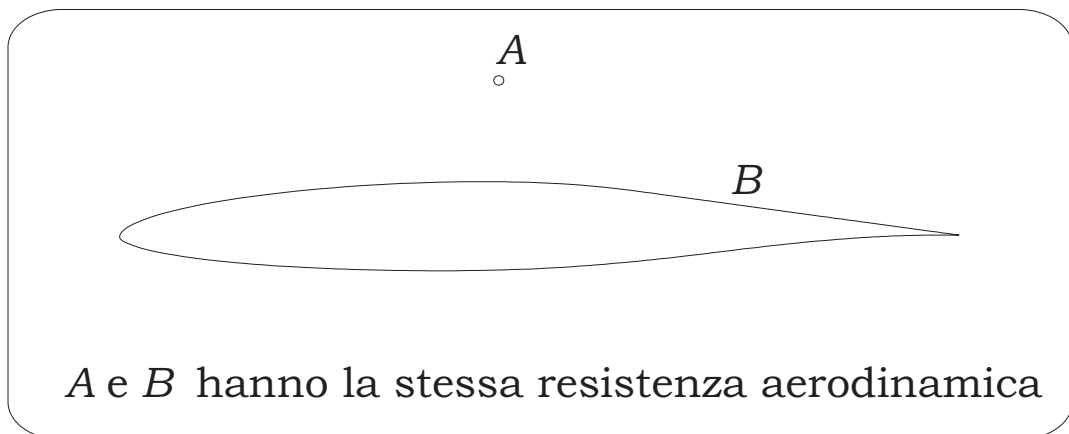
**Università degli Studi di Napoli “Federico II”**  
Dipartimento di Ingegneria Aerospaziale

Appunti per un corso di

## **AERODINAMICA DEGLI AEROMOBILI**

**PER I PILOTI DELL'ACCADEMIA AERONAUTICA DI POZZUOLI**

A cura di **Carlo de NICOLA** (denicola@unina.it)



**Anno Accademico 2010-2011**



# Indice

<b>I</b>	<b>ALCUNE CONSIDERAZIONI GENERALI</b>	<b>5</b>
<b>1</b>	<b>Funzionamento dell'aeromobile, architettura e modellistica semplice</b>	<b>7</b>
1.1	Introduzione . . . . .	7
1.2	Missione di volo . . . . .	10
1.3	Grandezze termofluidodinamiche e adimensionalizzazione . . . . .	10
1.4	Caratterizzazione aerodinamica di un aeromobile . . . . .	11
1.5	Come si studia il volo in maniera razionale . . . . .	12
1.6	Il modello più semplice per il funzionamento dell'ala: la Teoria Globale . . . . .	12
1.7	Il carico aerodinamico . . . . .	16
1.7.1	Profilo alare e carico sul profilo . . . . .	17
1.7.2	Carico alare: carico lungo l'apertura . . . . .	17
1.7.3	Scia vorticoso e <i>downwash</i> sull'ala . . . . .	18
1.8	Impostazione del testo . . . . .	20
1.9	Funzionamento del profilo in ambito non viscoso incomprimibile: l'esempio dell'ellisse . . . . .	20
1.10	Il momento, stabilità del velivolo e conseguenze architetture: impennaggi . . . . .	23
1.11	Effetti della viscosità alle basse velocità . . . . .	24
1.12	La comprimibilità: i fatti, la classificazione, il campo fluidodinamico . . . . .	26
1.13	Fisica della comprimibilità . . . . .	29
1.14	Funzionamento dell'ala (2) . . . . .	30
1.14.1	Il caso subsonico . . . . .	30
1.14.2	Il caso supersonico . . . . .	31
1.14.3	Il caso transonico . . . . .	31
1.15	Completamento dell'architettura . . . . .	32
1.16	Sul concetto di velocità di/in un fluido . . . . .	33
<b>2</b>	<b>Il trattamento delle geometrie di interesse aeronautico</b>	<b>37</b>
2.1	Premessa . . . . .	37
2.2	La geometria dei profili alari . . . . .	37
2.3	Famiglie di profili alari delle serie NACA . . . . .	38
2.3.1	Profili NACA a quattro e cinque cifre . . . . .	39
2.3.2	La famiglia di profili NACA della Sesta Serie Laminare . . . . .	40
2.4	Trattamento delle geometrie descritte in forma tabulare . . . . .	41
2.4.1	Profili alari . . . . .	41
2.5	Forme 3D . . . . .	42
2.6	ESERCIZI . . . . .	44
<b>3</b>	<b>Note complementari sulle ali in campo non viscoso incomprimibile</b>	<b>47</b>
3.1	Introduzione . . . . .	47
3.2	Metodi linearizzati . . . . .	47
3.3	Il modello della Linea Portante di Prandtl per l'ala dritta . . . . .	48
3.4	La soluzione di Prandtl per l'ala finita . . . . .	49
3.4.1	Ala ellittica e carico ellittico . . . . .	49
3.5	Ala a freccia . . . . .	50

3.5.1	Introduzione . . . . .	50
3.5.2	Ala infinita a freccia . . . . .	52
3.5.3	Distorsione del campo di moto . . . . .	53
3.5.4	Il carico sull'ala a freccia) . . . . .	54
3.6	Ali di basso allungamento . . . . .	54
3.7	Ala finita: un compendio . . . . .	54
3.8	Metodi semiempirici: il Metodo di Schrenk . . . . .	55
3.8.1	Introduzione . . . . .	55
3.8.2	Il metodo . . . . .	56
3.9	Effetto diedro . . . . .	57
 <b>II EFFETTI VISCOSI</b>		<b>59</b>
<b>4</b>	<b>Generalità sugli aspetti viscosi in aerodinamica applicata</b>	<b>61</b>
4.1	Introduzione . . . . .	61
4.2	Le equazioni di Prandtl e l'equazione di Von Karman . . . . .	63
4.3	Strato limite su lastra piana isobarica . . . . .	65
4.4	Il calcolo della resistenza su un profilo alare . . . . .	65
4.5	Instabilità dei flussi laminari e transizione . . . . .	68
4.6	La transizione in Aerodinamica Applicata . . . . .	72
4.6.1	La lastra piana isobarica . . . . .	72
4.6.2	Effetto del gradiente di pressione . . . . .	73
4.6.3	Effetti di tridimensionalità . . . . .	74
4.6.4	Conclusioni . . . . .	74
4.7	Lo strato limite tridimensionale . . . . .	74
4.8	La separazione dei flussi tridimensionali . . . . .	76
<b>5</b>	<b>Il campo transonico</b>	<b>83</b>
5.1	Aspetti non viscosi . . . . .	83
5.1.1	Numero di Mach critico superiore . . . . .	83
5.1.2	Struttura del campo . . . . .	85
5.2	Effetti viscosi . . . . .	85
5.2.1	Effetti viscosi in flusso attaccato . . . . .	85
5.2.2	Il fenomeno dell'interazione tra onda d'urto e strato limite . . . . .	88
5.2.3	Gli effetti dell'interazione tra onda d'urto e strato limite su un aeromobile . . . . .	90
5.2.4	Il controllo degli effetti dell'urto . . . . .	95
5.2.5	Il controllo passivo dell'interazione onda d'urto-strato limite . . . . .	96
5.2.6	Controllo della struttura degli urti mediante modifica locale della geometria del profilo - caso non viscoso . . . . .	99
 <b>III AERODINAMICA APPLICATA</b>		<b>103</b>
<b>6</b>	<b>Profili alari</b>	<b>105</b>
6.1	Introduzione . . . . .	105
6.2	Il profilo di riferimento . . . . .	106
6.3	La scelta del profilo di riferimento . . . . .	107
6.4	Alcuni differenti campi di impiego dei profili alari . . . . .	107
6.5	Considerazioni teoriche sul comportamento dei profili alari . . . . .	107
6.5.1	Soluzione non viscosa . . . . .	108
6.5.2	Considerazioni legate agli aspetti viscosi: lo strato limite . . . . .	108
6.6	Comportamento dei profili alari – effetto dell'angolo di attacco . . . . .	110
6.7	Comportamento dei profili alari – effetto dello spessore . . . . .	110
6.8	Comportamento dei profili alari – effetto della curvatura . . . . .	110

6.9	Comportamento dei profili alari – lo stallo . . . . .	111
6.10	Modifiche della forma di un profilo alare esistente . . . . .	112
<b>7</b>	<b>Funzionamento dei profili per il volo subsonico</b>	<b>113</b>
7.1	Caratteristica di portanza . . . . .	113
7.1.1	Incidenze basse e medie - crociera . . . . .	113
7.1.2	Incidenze medio alte - approccio alla pista . . . . .	114
7.1.3	Incidenze alte - atterraggio, stallo . . . . .	114
7.2	Caratteristica di resistenza . . . . .	115
7.2.1	Incidenze medie ed elevate . . . . .	115
7.2.2	Incidenze piccole - crociera . . . . .	116
7.3	La polare dei profili convenzionali . . . . .	116
7.4	La polare dei profili laminari . . . . .	116
<b>8</b>	<b>Alta portanza: lo stallo</b>	<b>119</b>
8.1	Introduzione . . . . .	119
8.2	Profili alari . . . . .	119
8.3	Ala: curva di portanza e polare . . . . .	120
8.4	Lo stallo delle ali . . . . .	120
8.5	Il sentiero di stallo . . . . .	121
8.6	Assetto critico e determinazione del cammino di stallo . . . . .	122
8.7	Metodi numerici di previsione dell'alta portanza . . . . .	123
<b>9</b>	<b>Sistema di ipersostentazione e comandi di volo</b>	<b>125</b>
9.1	Introduzione . . . . .	125
9.2	Considerazioni sui criteri di progetto del sistema di ipersostentazione . . . . .	125
9.3	Influenza dei sistemi di ipersostentazione sulle prestazioni del velivolo . . . . .	127
9.4	Aspetti costruttivi ed operativi . . . . .	130
<b>10</b>	<b>Controllo del flusso e dello strato limite</b>	<b>135</b>
10.1	Controllo diretto dello strato limite . . . . .	135
10.2	Sistemi di controllo della turbolenza . . . . .	136
10.3	Sistemi di controllo per l'incremento della portanza . . . . .	136
<b>11</b>	<b>Prese d'aria</b>	<b>139</b>
11.1	Generalità . . . . .	139
11.2	Caratterizzazione delle prestazioni: parametri di performance . . . . .	139
11.3	Resistenza additiva . . . . .	141
11.4	Prese d'aria subsoniche . . . . .	143
11.5	Prese d'aria supersoniche: generalità . . . . .	145
11.6	Prese d'aria supersonica a Pitot. . . . .	146
11.7	Presa d'aria convergente-divergente a geometria fissa: il problema dell'avviamento . . . . .	147
11.8	Diffusore convergente-divergente a geometria variabile . . . . .	150
11.9	Diffusore convergente-divergente con spillamento . . . . .	151
11.10	Prese d'aria a compressione mista . . . . .	151
11.11	Lo strato limite nelle prese d'aria . . . . .	155
11.12	Controllo dello strato limite. . . . .	156
11.13	Accoppiamento tra presa e motore . . . . .	157
11.14	Instabilità per <i>buzzing</i> . . . . .	158
11.15	ESERCIZI . . . . .	159
<b>12</b>	<b>L'accrescimento ghiaccio sulle superfici dei velivoli</b>	<b>161</b>
12.1	Introduzione . . . . .	161
12.2	Il fenomeno fisico dell'accrescimento ghiaccio . . . . .	164
12.3	Metodologia di predizione dell'accrescimento ghiaccio . . . . .	167

---

12.3.1	Analisi del campo aerodinamico . . . . .	167
12.3.2	Calcolo delle traiettorie delle <i>droplets</i> e dell'efficienza di cattura . . . . .	168
12.3.3	Bilancio termico . . . . .	171
12.3.4	Calcolo dell'accrescimento ghiaccio e modifica della geometria . . . . .	174
12.4	Considerazioni generali sul degrado delle prestazioni del velivolo per l'accrescimento ghiaccio . . . . .	176
12.5	Cenni sui regolamenti di certificazione in ghiaccio . . . . .	179
12.6	Riferimenti . . . . .	180
<b>BIBLIOGRAFIA</b>		<b>181</b>

## LISTA DEI SIMBOLI

In questa versione del testo le grandezze a carattere vettoriale sono caratterizzate, indifferentemente, mediante scrittura in grassetto o mediante sottolineatura. I tensori di ordine 2 saranno doppiamente sottolineati.

### Alcuni acronimi utilizzati

- CAD *Computed Aided Design*
- CFD *Computational Fluid Dynamics*
- FPE *Full Potential Equation*
- MVD *Median Volume Diameter*
- NACA *National Advisory Committee for Aeronautics*
- NASA *National Aeronautics and Space Administration*
- PNS *Parabolized Navier-Stokes equations*
- RANS *Reynolds Averaged Navier-Stokes equations*
- SPTE *Small Perturbation Transonic Equation*
- TLNS *Thin Layer Navier-Stokes equations*

### Alcuni simboli utilizzati

In assenza di indicazione, la grandezza si intende adimensionale.

- $\mathcal{R}$  allungamento alare
- $b$  apertura alare (distanza tra i due estremi dell'ala),  $[L]$
- $c$  corda di un profilo,  $[L]$
- $C$  curvatura intrinseca,  $[L^{-1}]$
- $CP$  centro di pressione
- $C_p$  coefficiente di pressione
- $C_f$  coefficiente di attrito
- $c_p$  calore specifico (per l'aria 1006.  $J/(kg K)$ )
- $c_{p,w}$  calore specifico dell'acqua (4180.  $J/(kg K)$ )
- $c_{p,i}$  calore specifico del ghiaccio (2098.  $J/(kg K)$ )
- $d$  diametro delle gocce d'acqua *droplets*, in micron ( $= 10^{-6} m$ )
- $d_{ice}$  spessore di accrescimento ghiaccio,  $[L]$
- $e$  fattore di Oswald per la resistenza indotta dalla portanza
- $E$  efficienza di cattura totale
- $f$  *non-freezing fraction*
- $g$  accelerazione di gravità ( $9.806 m/s^2$ )
- $h$  coefficiente di scambio termico convettivo,  $[W/(m^2 K)]$
- $i$  unità immaginaria,  $i = \sqrt{-1}$
- $k_m$  parametro per la modulazione della portata massica nella Teoria Globale
- $K$  parametro inerziale nell'equazione delle traiettorie delle gocce d'acqua
- $K_L$  conducibilità termica dell'aria ( $0.0242 W/(m K)$ )
- $K_s$  rugosità superficiale relativa
- $l, d, m, C_l, C_d, C_m$  portanza, resistenza, momento di profilo e relativi coefficienti,  $[M/T^2]$  per  $l$  e  $d$ ,  $[ML/T^2]$  per  $m$
- $L, D, Y, M, C_L, C_D, C_Y, C_M$  portanza, resistenza, forza laterale e momento su ala (o velivolo) e relativi coefficienti,  $[ML/T^2]$  per  $L, D$  e  $Y$ ,  $[ML^2/T^2]$  per  $M$
- $Le$  numero di Lewis
- $LWC$  *Liquid Water Content*,  $[kg/m^3]$
- $L_f$  calore latente di fusione dell'acqua ( $33.4 \cdot 10^5 J/kg$ )
- $L_s$  calore latente di sublimazione dell'acqua ( $28.1 \cdot 10^5 J/kg$ )
- $L_v$  calore latente di vaporizzazione dell'acqua ( $22.6 \cdot 10^5 J/kg$ )

- $m$  massa,  $[kg]$
- $\dot{m}$  portata d'acqua per unità di superficie,  $[kg/(m^2s)]$
- $M$  numero di Mach
- $M_{\infty crit}, M'_{\infty crit}$  numeri di Mach critici inferiore e superiore
- $n, \mathbf{n}$  normale e versore normale
- $n$  freezing fraction
- $n_x, n_z$  coseni direttori della direzione di accrescimento
- $p$  pressione,  $[M/(LT^2)]$
- $Pr$  numero di Prandtl (per l'aria = 0.71 oppure 0.9 in flusso turbolento)
- $P_1, P_2$  pressione del vapore saturo in condizioni asintotiche e sulla superficie,  $[Pa]$
- $P_m$  pressione media dell'aria  $[Pa]$
- $Q$  portata di calore per unità di superficie,  $[W/m^2]$
- $R$  costante del gas,  $[L^2/(T^2K)]$
- $Re$  numero di Reynolds
- $s$  ascissa curvilinea,  $[L]$
- $S$  superficie in pianta dell'ala,  $[L^2]$
- $St$  numero di Stanton
- $S_m, S_w$  superficie di riferimento,  $[m^2]$
- $t, \mathbf{t}$  tangente e versore tangente
- $t, t_s$  tempo,  $[s]$
- $T$  (1) temperatura,  $K$  o  $^{\circ}C$ , (2) spinta,  $[ML/T^2]$
- $u, v, w$  componenti della velocità,  $[L/T]$
- $U, V$  velocità,  $[L/T]$
- $\dot{W}$  peso,  $[ML/T^2]$
- $x, X, y, Y, z, Z, t$  coordinate nello spazio e nel tempo,  $(L, T)$ ;
- $\alpha$  angolo di attacco, adimensionale se in radianti, altrimenti  $[^{\circ}]$
- $\beta$  angolo di deviazione del flusso nella Teoria Globale / angolo di derapata / efficienza di cattura
- $\gamma$  carico lungo il profilo o lungo l'apertura, oppure vorticità
- $\Gamma$  circolazione oppure intensità di vortice,  $[L^2/T]$
- $\delta, \delta^*$  spessore dello strato limite, spessore di spostamento,  $[L]$
- $\Delta$  (1) tipo di ala per velivoli supersonici, (2) operatore matematico, indica una differenza
- $\theta$  spessore di quantità di moto,  $[L]$
- $\Lambda$  angolo di freccia,  $[^{\circ}]$
- $\mu, \nu$  coefficienti di viscosità cinematica,  $[M/(LT)]$ , e dinamica,  $[L^2/T]$
- $\pi$  numero di Archimede, rapporto tra lunghezza della circonferenza e diametro ( $\pi = 3.141592654\dots$ )
- $\rho$  densità,  $[M/L^3]$
- $\rho_{H_2O}$  densità dell'acqua ( $1000. kg/m^3$ )
- $\rho_{ice}$  densità del ghiaccio ( $910. kg/m^3$  a  $^{\circ}C$ )
- $\tau$  spessore del profilo alare,  $[L]$  (adimensionale se relativo alla corda)
- $\tau$  sforzo tangenziale,  $[M/(LT^2)]$ , oppure spessore relativo
- $\Phi$  potenziale di velocità,  $[L^2/T]$
- $\phi$  potenziale della perturbazione,  $[L^2/T]$
- $\xi, \eta, \zeta$  terna di assi cartesiani

### Alcuni suffissi utilizzati

- $cr$  critico
- $c$  camber
- $C$  valutato sulla superficie del corpo
- $dd$  divergenza della resistenza
- $ell$  ala ellittica,
- $inf, sup$  inferiore, superiore
- $L$  Lagrangiano
- $l.e, t.e.$  bordo di attacco, bordo di uscita
- $max, min$  massimo, minimo
- $n, t$  normale e tangenziale
- $r, t$  radice ed estremità dell'ala
- $sep$  separazione
- $t$  thickness
- $u, l$  dorso e ventre
- $w$  parete, oppure riferito al vento (caso degli assi vento)
- $x, y, z$  indica derivazione parziale
- $x, s$  relativo all'ascissa curvilinea
- $\infty$  condizioni asintotiche



## PREFAZIONE

Questo fascicolo, tratto dal testo per il corso di AERODINAMICA DEGLI AEROMOBILI tenuto presso la Facoltà di Ingegneria dell'Università 'Federico II di Napoli', è un complemento al libro *Fondamenti di Aeronautica Generale*, del 1983, scritto dal prof. Valentino LOSITO e edito dall'Accademia Aeronautica di Pozzuoli. Esso è rivolto agli allievi Piloti dell'Accademia Aeronautica per i quali al terzo anno della Laurea di primo livello in Scienze Aeronautiche è previsto l'esame di AERODINAMICA DEGLI AEROMOBILI.

Si sono qui ripresi ed approfonditi alcuni aspetti di Aerodinamica Applicata per completare e modernizzare il corpo delle informazioni contenute nel libro del prof. LOSITO.

Le nozioni contenute sono senza dubbio ridondanti rispetto a quanto è possibile impartire nel corso ufficiale: si tratta comunque di argomenti che certamente interessano chi è cultore delle Scienze del Volo.

Il testo è articolato su tre parti. Nella Parte Prima si presentano considerazioni generali fondamentali per la comprensione del ruolo che l'Aerodinamica ha nello studio del comportamento di un aeromobile. La Parte Seconda tratta gli effetti della viscosità, in particolare in campo transonico. Infine nell'ultima Parte si sono descritti aspetti di Aerodinamica Applicata, con particolare attenzione al degrado aerodinamico introdotto dalla formazione di ghiaccio in volo.

CdN



Parte I

**ALCUNE CONSIDERAZIONI  
GENERALI**



# Capitolo 1

## Funzionamento dell'aeromobile, architettura e modellistica semplice

### 1.1 Introduzione

L'aeromobile è un veicolo che ha il compito di trasportare un carico pagante svolgendo una missione di volo. La conseguenza di questa affermazione è molto vasta, e conduce a quella che viene definita l'architettura dell'aeromobile. Per una classificazione degli aeromobili e per gli aspetti architetturali generali si fa riferimento a (1), Cap. 1.

Nel moto relativo tra aeromobile ed aria si sviluppa sulla superficie esterna del velivolo un sistema di forze, Fig. 1.1, di origine aerodinamica; insieme al sistema delle forze è conveniente introdurre un sistema di momenti, riferiti ad un prefissato polo. La forza ed il momento complessivi derivanti dall'interazione tra l'aria e le superfici dell'aeromobile si chiamano forza aerodinamica e momento della forza aerodinamica (rispetto al polo fissato). Questo sistema di forza e momenti dipende dalle condizioni di volo (quota, velocità, orientamento dell'aeromobile rispetto alla direzione della velocità) e dalla superficie 'attuale' dell'aeromobile, la cosiddetta configurazione, che può variare notevolmente durante la missione. Il comportamento dell'aeromobile è intimamente legato a questo sistema di forze ed a forze di altra natura, ad esempio propulsiva.

Lo scopo dell'Aerodinamica degli Aeromobili è la determinazione in ogni singola fase del volo delle forze e dei momenti di natura aerodinamica. È semplice poi mostrare che in opportune condizioni teorie, metodi, risultati e conclusioni possono essere validi anche quando il fluido di lavoro non è l'aria: in particolare, la sovrapposizione tra Aerodinamica ed Idrodinamica è in realtà veramente ampia.

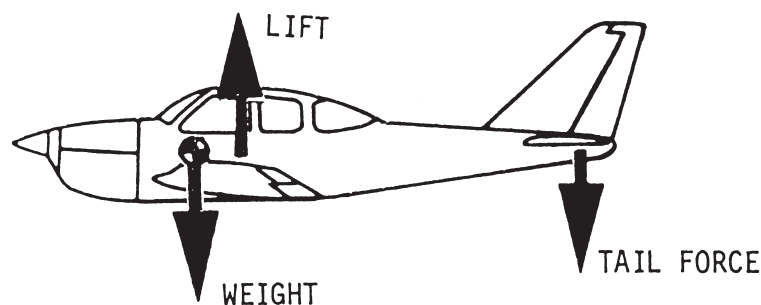


Figura 1.1: Uno schema delle forze agenti su un aeromobile

Dal momento che esistono molti tipi di aeromobile, con le più disparate modalità operative, può essere conveniente fare riferimento ad una forma -detta velivolo convenzionale, Fig. 1.1- e

si cercherà per quanto possibile di estendere tutte le considerazioni ad essa relative ad altri tipi di aeromobile. Sembra ovvio che gli elementi dell'architettura da introdurre immediatamente sono la fusoliera (che ha il compito, tra gli altri, di trasportare gran parte del carico pagante) e l'ala, necessaria a sviluppare la forza che, opponendosi al peso, consente all'aeromobile di volare. L'insieme di ala e fusoliera è detto velivolo parziale. Da considerazioni aerodinamiche si mostrerà la necessità di introdurre numerosi altri componenti per dare all'aeromobile il desiderato livello di stabilità, manovrabilità e sicurezza. Va detto peraltro che la continua evoluzione degli aeromobili deve necessariamente condurre all'idea che l'architettura 'attuale' degli aeromobili certamente in un futuro più o meno prossimo sarà innovata, in modo più o meno significativo: al giorno d'oggi (A. D. 2009) la separazione, abbastanza rigida, tra fusoliera ed ala è nettamente prevalente, e da decenni si insegue, con successi parziali in nicchie ben definite, il concetto di velivolo 'tutt'ala', tanto affascinante dal punto di vista concettuale quanto di difficile realizzazione su scale industriali.

Per un aeromobile è comodo introdurre diversi sistemi di riferimento, alcuni cartesiani ortogonali, altri polari o cilindrici (come nello studio dei corpi affusolati).

Una prima terna cartesiana ortogonale -assi velivolo,  $(x, y, z)$ - può essere introdotta assumendo l'asse  $x$  lungo la fusoliera, l'asse  $y$  in direzione laterale, l'asse  $z$  verso l'alto. La proiezione dell'ala sul piano  $(x - y)$  è la forma in pianta dell'ala, il dato geometrico più importante per la sua caratterizzazione; la misura dell'area della forma in pianta viene convenzionalmente indicata con  $S$ . La misura dell'estensione trasversale dell'ala (distanza tra i due estremi) è l'apertura alare  $b$ . Grandezza fondamentale derivata è l'allungamento alare  $AR = b^2/S$ . Esistono molti e diversi tipi di ala, con diverse funzionalità dal punto di vista aerodinamico e diversi aspetti caratterizzanti da ogni punto di vista (funzionale, operativo, strutturale, propulsivo, impiantistico).

Si definisce ora la terna degli assi vento  $(x_w, y_w, z_w)$  avente il versore dell'asse  $x_w$  diretto lungo la direzione della velocità asintotica  $\mathbf{V}_\infty$ , la velocità del velivolo rispetto all'aria in quiete a monte (il suffisso  $\infty$  indicherà il riferimento alle condizioni dell'aria non ancora perturbata dal passaggio del velivolo); gli altri due assi sono determinati in analogia con gli assi velivolo. In generale durante ogni fase del volo -non solo in volo livellato ed uniforme, che si svolge a quota e velocità costanti- si definiscono la portanza  $L$  (da Lift), la forza laterale  $Y$  e la resistenza  $D$  (da Drag) come le proiezioni della forza aerodinamica rispettivamente sugli assi vento  $z_w, y_w$  e  $x_w$ ; le componenti del momento intorno ai tre assi sono in genere contrassegnati con la lettera  $M$ .

Nel moto relativo tra aria e velivolo la posizione relativa della terna degli assi velivolo rispetto a quella degli assi vento determina il comportamento aerodinamico: si introducono quindi l'angolo d'attacco  $\alpha$  e l'angolo di derapata  $\beta$ , determinati rispettivamente da rotazioni intorno agli assi  $y$  e  $z$ , Fig. 1.2.

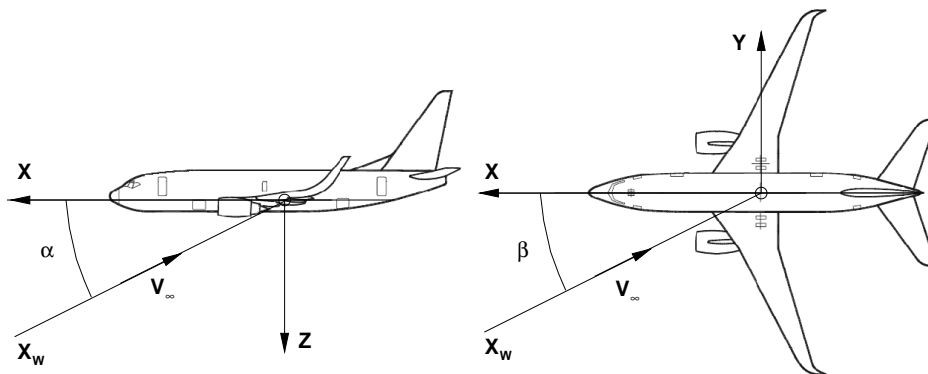


Figura 1.2: Angolo di attacco ed angolo di derapata

L'angolo di attacco è l'angolo tra  $x_w$  e la sua proiezione sul piano  $x - y$  del riferimento degli assi velivolo. Quando la portanza è nulla il relativo angolo d'attacco si definisce 'angolo di portanza nulla'  $\alpha_{zL}$ , e la direzione di  $\mathbf{V}_\infty$  definisce, nel sistema degli assi velivolo, la retta di portanza nulla.

Un primo modello che si propone - per modello si intende una descrizione più o meno approssi-

mata, anche schematica, della realtà - è quello dell'aeromobile visto come un punto materiale, Fig. 1.3, nel quale devono essere concentrate tutte le forze (al minimo il peso, le forze aerodinamiche e la forza propulsiva).

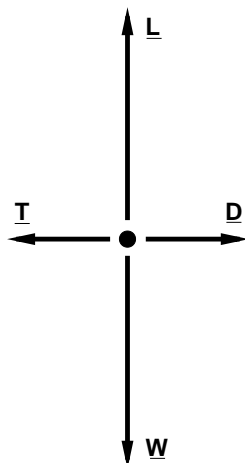


Figura 1.3: L'aeromobile visto come un punto materiale

In generale la posizione del velivolo rispetto ad un riferimento terrestre è individuata dagli angoli di *pitch* e di *bank* o *roll*, Fig. 1.4. Il primo è definito come l'angolo tra l'asse  $x$  e la sua proiezione nel piano orizzontale, il secondo come l'angolo fra l'asse  $y$  e la sua proiezione nel piano orizzontale.

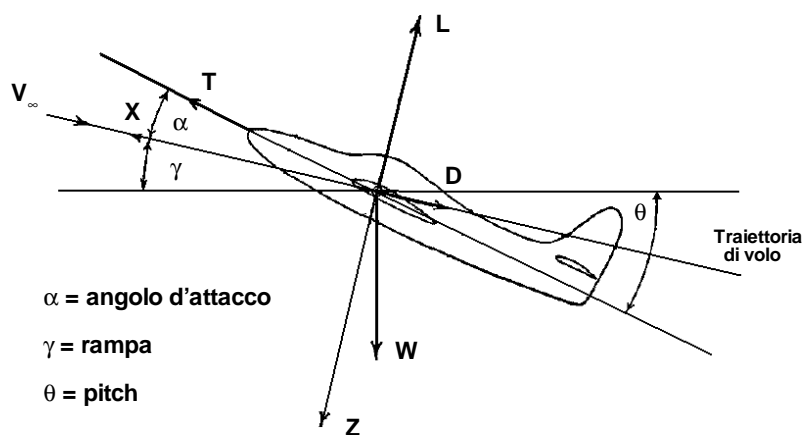


Figura 1.4: Angoli di assetto di un velivolo

Nel volo livellato  $V_\infty$  è orizzontale. La relazione di equilibrio alla traslazione verticale è  $L = W$ . Si parla di volo orizzontale dritto quando il pilota è a testa in su, e la portanza, necessaria per equilibrare il peso, si conviene positiva; per contro nel volo rovescio (pilota a testa in giù) la portanza è negativa (e si parla di deportanza nel linguaggio tecnico italiano). Inoltre un aeromobile presenta comunque in volo una resistenza aerodinamica, anche se, per assurdo, viaggiasse, secondo il modello Euleriano, in un fluido non viscoso, cfr. (1.6): nasce quindi l'esigenza dell'apparato propulsivo per fornire la spinta necessaria ad equilibrare la resistenza in volo livellato (oltre che per accelerare

il velivolo inizialmente fermo in pista!). La relazione di equilibrio alla traslazione orizzontale è  $D = T$ . Convieni fare presente che la perdita di peso derivante dal consumo di combustibile determina l'esigenza della riduzione di portanza in un volo a quota e velocità costanti.

Nel caso di salita o discesa di particolare rilievo ai fini del calcolo delle prestazioni è l'angolo detto di rampa tra l'asse  $x_w$  e la sua proiezione nel piano orizzontale.

## 1.2 Missione di volo

La missione di volo di un aeromobile può essere vista come una sequenza di fasi successive, che nell'insieme costituiscono il cosiddetto profilo di missione.

- Taxi: rullaggio verso la testa della pista di decollo, sotto le direttive della Torre di Controllo.
- Decollo e salita: la velocità è maggiore di quella minima (al di sotto della quale un aeroplano non può volare a velocità ed a quota costante), la portanza deve essere maggiore del peso ( $L > W$ ), e tale da dare all'aeromobile una adeguata velocità ascensionale, il coefficiente di portanza è elevato, la resistenza deve essere comunque non elevata.
- Crociera: la velocità è vicina a quella massima, la resistenza deve essere 'minima', la portanza è uguale al peso, il coefficiente di portanza è piccolo.
- Discesa: velocità ridotta rispetto a quella di crociera, il coefficiente di portanza assume un valore medio - elevato.
- Atterraggio: la velocità è poco maggiore di quella minima, la resistenza può essere anche elevata, il coefficiente di portanza è di poco minore del coefficiente di portanza massimo dell'aereo.
- Taxi verso l'area di parcheggio.

Durante il volo è necessario effettuare manovre diverse, quali virata, salita e discesa, richiamata, e per certe categorie di velivoli, manovre acrobatiche, quali looping, tonneau, ecc.

## 1.3 Grandezze termofluidodinamiche e adimensionalizzazione

È necessario richiamare qui il fatto che il lettore interessato all'Aerodinamica degli Aeromobili deve avere dimestichezza, o almeno conoscenza non superficiale, con concetti fondamentali di discipline strettamente collegate. Se ne richiamano alcuni, che interverranno nel seguito.

- Fisica di base: Meccanica, Dinamica, Termodinamica: i Principi Fondamentali, la Teoria Cinetica dei gas.
- Termodinamica di Equilibrio: definizione e significato di alcune grandezze di stato (massa, energia interna ed entropia, pressione, temperatura, densità, velocità caratteristiche e coefficiente di viscosità), equazioni di stato
- Fluidodinamica, Aerodinamica, Gasdinamica: viscosità e sua dipendenza dalla temperatura, sforzi in un fluido, la condizione asintotica (di fluido indisturbato), la comprimibilità (condizioni di ristagno, condizioni critiche, onde d'urto, espansione di Prandtl-Meyer), modelli ed equazioni del moto, teoremi fondamentali (Bernoulli, Crocco, teoremi sui vortici, ecc.), numeri caratteristici e loro interpretazione, moto quasi unidimensionale in condotti a sezione variabile, modello di atmosfera 'standard'.

La trattazione sarà svolta svincolandosi dalle dimensioni effettive dell'aeromobile facendo riferimento a grandezze opportunamente adimensionalizzate ed a numeri caratteristici (in questa impostazione i numeri di Mach, che misura l'effetto dell'alta velocità, e di Reynolds, che misura gli



effetti della viscosità, hanno importanza assoluta <sup>1)</sup>. In tal modo si ha certamente una maggiore generalità. Si fa presente che il passaggio successivo alla scala vera del problema può essere in generale non semplice.

La corretta adimensionalizzazione di forze e momenti si effettua introducendo i coefficienti di portanza, resistenza, momento e pressione  $C_L, C_D, C_M, C_p$

$$C_L = \frac{L}{\frac{1}{2}\rho_\infty V_\infty^2 S} \quad (1.1)$$

$$C_D = \frac{D}{\frac{1}{2}\rho_\infty V_\infty^2 S} \quad (1.2)$$

$$C_M = \frac{M}{\frac{1}{2}\rho_\infty V_\infty^2 S \bar{c}} \quad (1.3)$$

$$C_p = \frac{p}{\frac{1}{2}\rho_\infty V_\infty^2} \quad (1.4)$$

e in questo caso il riferimento è alla pressione dinamica della corrente asintotica ed alla superficie alare; nella 1.3 la lunghezza di riferimento è la corda media dell'ala  $\bar{c} = S/b$

## 1.4 Caratterizzazione aerodinamica di un aeromobile

In fase progettuale è necessario individuare e calcolare una estesa struttura di dati che descrive completamente gli effetti aerodinamici dell'interazione tra aria e velivolo nel loro moto relativo. Alcuni di questi dati possono avere una forma sintetica (in certi casi analitica), e descrivono coefficienti globali in funzione di una variabile indipendente. In altri casi si tratta di distribuzioni di alcune grandezze termofluidodinamiche (su tutta la superficie del velivolo o su parte di essa), e la base di dati può risultare di dimensioni assai rilevanti.

Alcuni esempi, generali e semplici.

Un dato aerodinamico essenziale per il progetto è costituito dalle polari dell'aeromobile: si tratta di curve del tipo  $(C_D, C_L)$ , oppure  $(C_M, C_L)$ , mediante le quali si possono poi produrre tutta una serie di analisi comportamentali e progettuali. Le polari descrivono in modo globale il comportamento aerodinamico di un aeromobile.

Non si deve però pensare che l'insieme delle polari siano due curve. Sono un po' di più. In particolare, i coefficienti aerodinamici (e dunque le relative polari) dipendono da diversi parametri.

Grande importanza hanno i numeri di Mach  $M$  e Reynolds  $Re$  di volo (influenzati da quota e velocità di volo, e dalle dimensioni dell'aeromobile): gli intervalli tra velocità minima e massima e tra quota zero e quota massima raggiungibile (quota di tangenza) sono in generale molto più estesi per un aeromobile che per qualunque altro veicolo: quindi occorrono un numero non piccolo di polari per caratterizzare l'influenza di questi due parametri.

C'è poi da tenere in conto il fatto che un aeromobile modifica la propria geometria per svolgere la missione: flap deflessi (almeno due posizioni), alettoni deflessi (con angolo di deflessione variabile), carrelli giù, aerofreni estesi, propulsori con potenza impegnata variabile, caratterizzano in realtà tutta una serie di configurazioni diverse dalla configurazione base: se in principio si può dire che le possibili terne  $(M, Re, \text{configurazione})$  sono infinite, in concreto si devono produrre polari in un numero che è dell'ordine delle centinaia, e non è poco.

Si potrebbero proporre numerosi altri esempi per mostrare che sono realmente molti i dati che l'Ufficio di Aerodinamica di un'industria aerospaziale deve fornire nel corso della vita di un aeromobile, dal suo concepimento alla fine della produzione, passando per la progettazione, la costruzione del prototipo, lo sviluppo di tutte le modifiche che derivano dalle prove di volo e dalla fase operativa.

<sup>1)</sup> Detti  $V$  (il modulo della) velocità ed  $a$  (il modulo della) velocità del suono in un punto del campo di moto, il numero di Mach  $M$  in quel punto è  $M = V/a$ : il numero di Mach è una funzione di campo. Caratterizzato il problema in esame con una particolare opportuna scelta di lunghezza  $L$ , velocità  $U$ , densità  $\rho$  e viscosità  $\mu$ , il numero di Reynolds  $Re$  è  $Re = \rho UL/\mu$ .

## 1.5 Come si studia il volo in maniera razionale

In una certa accezione della realtà, esistono alcune leggi fondamentali della Fisica, leggi universali che si possono esprimere in formule, od anche in modo euristico. Provando a descrivere sinteticamente le leggi che hanno impatto nell'Aerodinamica Applicata, e con un certo grado di approssimazione, si può scrivere quanto segue.

- Per quanto riguarda la materia, nulla si crea, nulla si distrugge
- La forza agente su un sistema deve uguagliare la variazione di quantità di moto (Legge di Newton)
- L'energia totale non si crea e non si distrugge, vi sono piuttosto scambi tra le diverse forme che può assumere l'energia: qui interessano principalmente l'energia cinetica, l'energia interna e l'energia potenziale (Principio di conservazione dell'energia, Primo Principio della Termodinamica).
- L'entropia di un sistema isolato non può diminuire (Secondo Principio della Termodinamica).

Qui si sono ritenute inessenziali altre leggi universali di importanza assoluta, ad esempio le leggi dell'Elettromagnetismo.

Le leggi prima enunciate consentono di descrivere come evolvono in determinate condizioni i sistemi meccanici reali quale è, ad esempio, un aeromobile in volo, e dunque come procedere al loro progetto ed al loro controllo può essere dedotte da quelle leggi fondamentali.

La scrittura formale della formulazione razionale delle leggi sopra indicate per un sistema fluido nel caso che valga l'ipotesi del continuo costituisce l'insieme delle equazioni dette di Navier-Stokes, il cui studio non sarà affrontato in questo contesto. Tali equazioni modellano l'interazione tra fluido ed aeromobile, con approssimazione più o meno spinta.

Un principio da richiamare subito e da chiarire è il cosiddetto Principio di Reciprocità, o di Relatività del Moto. Sotto opportune ipotesi, esso permette di trattare i fenomeni che intervengono su un velivolo in volo rispetto all'aria in quiete esattamente come quelli che intervengono considerando il velivolo fermo investito da una corrente in movimento con velocità asintotica uguale ed opposta a quella di volo. Questo Principio sarà implicitamente utilizzato nella maggior parte delle situazioni. La simulazione dei fenomeni del volo nella galleria del vento si basa su questo Principio, anche se la reciprocità è in genere abbastanza lontana dall'essere verificata e c'è necessità di sforzi interpretativi per utilizzare correttamente i dati di galleria.

## 1.6 Il modello più semplice per il funzionamento dell'ala: la Teoria Globale

Nel caso delle aerodine la portanza deve conseguire dal moto relativo tra uno o più elementi portanti e l'aria: le parti dell'aeromobile che generano la portanza sono riconducibili alla macchina a fluido chiamata ala. È noto che su un velivolo convenzionale le ali sono almeno in numero di tre (ala propriamente detta, piano di coda orizzontale ed impennaggio verticale).

È bene precisare comunque che anche altri elementi architettonici - la fusoliera o elementi della propulsione, ad esempio - in generale sviluppano portanza, solo che per un aeromobile convenzionale essa è marginale, e non viene considerata se non come una correzione in fase di progetto aerodinamico di dettaglio.

Per i velivoli convenzionali l'ala è fissa, per gli elicotteri l'ala è rotante (il moto relativo ala - fluido c'è anche se il velivolo ha velocità nulla rispetto alla terra, essendo, come si dice, a punto fisso ovvero in 'hovering').

Come funziona un'ala? In estrema sintesi, l'ala imprime, nel moto relativo, una deviazione alle particelle d'aria ricevendone una forza di reazione, la forza aerodinamica, appunto: questa forza è data dalla globalità della variazione nel tempo della quantità di moto di tutte le particelle d'aria coinvolte. Nel volo livellato la variazione globale della quantità di moto delle particelle d'aria ha una componente verso il basso, e per reazione si genera la portanza.

Questo semplice meccanismo Newtoniano si estrinseca, dal punto di vista fenomenologico, mediante la genesi, nel moto relativo, di un campo di sforzi normali (essenzialmente di pressione) e tangenziali differenti rispetto al caso statico: l'integrazione sull'intera superficie dell'ala di questi sforzi è la forza aerodinamica.

È da tenere presente che durante tutta la missione -tranne particolari situazioni- la forza portante è significativamente maggiore della forza resistente (di un ordine di grandezza ed anche di più). Pertanto, se ci si riferisce alla condizione media dell'aeromobile in volo la forza aerodinamica praticamente coincide con la portanza. Inoltre il fatto che le superfici portanti sono sottili fa concludere che

- gli sforzi di pressione sono mediamente (e praticamente, tranne che in alcune regioni particolari) perpendicolari alla direzione della velocità dell'aeromobile,
- parimenti, quelli tangenziali sono praticamente orientati lungo la direzione della velocità dell'aereo,
- dunque la forza portante è praticamente dovuta al campo di pressione.

Lo stesso ragionamento non si ripete per la resistenza, che non dipende solo dagli sforzi tangenziali: essendo essa piccola rispetto alla portanza, anche una componente piccola della forza di pressione lungo direzione della velocità è importante (si sta anticipando il fatto che la resistenza legata al campo di pressione è comunque importante).

Si possono ricavare alcuni risultati fondamentali per l'aerodinamica di un aeromobile mediante un modello estremamente semplificato, basato sui principi fondamentali della meccanica e su un'approssimazione della fisica abbastanza rozza. Come prima detto, è l'accelerazione sulle particelle d'aria connessa con la deviazione loro impressa dalle superfici portanti del velivolo nel moto relativo che genera la forza aerodinamica. Orbene, il Modello Globale per portanza e resistenza indotta sostituisce il fenomeno 'Velivolo in Volo Rettilineo Uniforme' con il fenomeno 'Condotto a Sezione Costante in Regime Unidimensionale Stazionario', Fig. 1.5: si assume che le particelle d'aria perturbate dall'aeromobile sono solo quelle di un tubo di flusso curvo le cui sezioni trasversali di ingresso ed uscita hanno aree  $A_I$  ed  $A_U$  uguali, di valore  $A$  collegato al quadrato dell'apertura alare  $b$ : si può scrivere  $A = k_m \pi b^2 / 4$ , essendo  $k_m$  un coefficiente di ordine di grandezza unitario che corregge al valore appropriato l'area della sezione trasversale, pensata circolare, del tubo di flusso. In realtà le sezioni  $I$  e  $U$  hanno forma non necessariamente circolare; inoltre tra  $I$  e  $U$  non è necessario che il condotto sia a sezione rigorosamente costante, né che il moto sia unidimensionale.

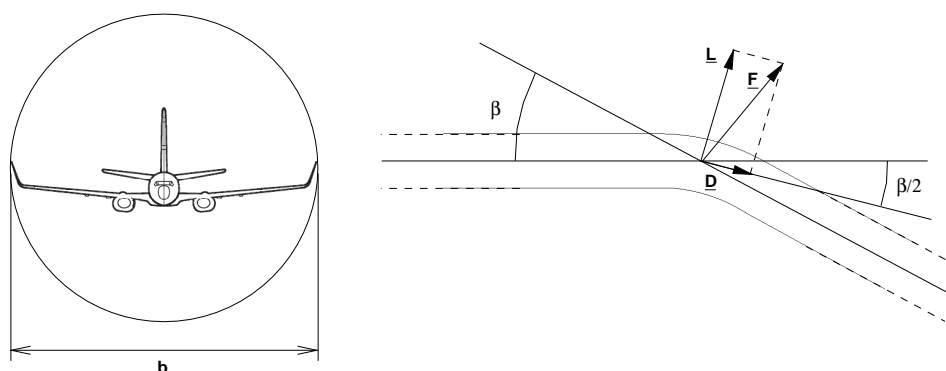


Figura 1.5: Deviazione del tubo di flusso mediante un gomito

Il modello si basa su semplici considerazioni su portata, quantità di moto ed energia cinetica. Nelle sezioni  $I$  e  $U$  il moto è quindi unidimensionale, è  $|\mathbf{V}_I| = |\mathbf{V}_U| = V$ , la densità è  $\rho$ . Il significato più semplice del modello è che l'azione mutua tra fluido ed ala (o velivolo) è uguale, in termini globali, a quella che si sviluppa sulle pareti di un condotto ad asse curvo, e cioè con un

gomito: la spinta sulle pareti è l'equivalente della forza aerodinamica sull'ala. Nel moto all'interno del tubo di flusso gli effetti della viscosità sono trascurati.

A causa della curvatura del condotto le particelle che a monte in  $I$  hanno velocità uniforme sono perturbate, e in particolare a valle avranno subito una deviazione  $\beta$  collegata, nell'analogia con il velivolo, all'angolo d'attacco. La reazione a tale deviazione si estrinseca in una forza, di natura fluidodinamica, che ha una componente portante ed una resistente il cui valore è collegato a quello della portanza.

Sia ora  $\dot{m} = \rho k_m \pi b^2 V/4$  la portata attraverso il condotto. La spinta  $\mathbf{F}$  agente sulle pareti del condotto si calcola come

$$\mathbf{F} = \dot{m}(\mathbf{V}_U - \mathbf{V}_I) = \dot{m}\Delta\mathbf{V} \quad (1.5)$$

(risultato esatto), ed è diretta lungo la bisettrice dell'angolo formato tra le direzioni dell'asse del condotto in  $I$  e  $U$ , verso l'estradosso.

Nell'analogia con il velivolo compaiono quindi la portanza e la resistenza  $L$  e  $D$  come le componenti di  $\mathbf{F}$ , Fig. 1.5. Si nota subito che la resistenza  $D$  esiste solo perché si deve realizzare una forza verticale necessaria ad equilibrare il peso, Fig. 1.3: si parla allora di 'resistenza indotta dalla portanza' o, tout court, resistenza indotta.

Tralasciando, per ora, la genesi fisica dettagliata della forza  $\mathbf{F}$ , il risultato (1.5) si ricava dall'applicazione combinata delle prime due leggi fondamentali (quella della massa e quella della quantità di moto): secondo la (1.5) una determinata spinta si può ottenere o deviando poco una grande massa di fluido oppure deviando molto una piccola massa di fluido.

Considerando ora 'utile' e 'dissipata' le potenze  $\dot{E}$  e  $\dot{E}_d$  associate rispettivamente all'energia cinetica del fluido prima della deviazione e all'energia cinetica a valle relativa alla componente verso il basso della velocità, sarà allora

$$\dot{E} = \frac{1}{2}\dot{m}V^2 \quad \dot{E}_d = \frac{1}{2}\dot{m}|\Delta\mathbf{V}_v|^2 \quad |\Delta\mathbf{V}_v| = |\Delta\mathbf{V}| \cos \frac{\beta}{2}$$

Dunque rispetto a  $|\Delta\mathbf{V}|$  la spinta cresce linearmente, l'energia 'dissipata' cresce quadraticamente. Tanto basta per concludere, che a parità di spinta, se si vogliono limitare le perdite è necessario accelerare verticalmente al minimo una massa di fluido quanto più grande possibile:  $\beta$  (e dunque  $\alpha$ ) deve essere quanto più piccolo possibile, compatibilmente però con i vincoli derivanti da considerazioni diverse da quelle di minima 'dissipazione'. Il fatto che l'angolo di attacco debba essere molto piccolo nelle condizioni di crociera consegue da queste considerazioni.

Assumendo quindi che  $|\beta| \ll 1$  (1 radiante, ovviamente, e quindi con  $\beta$  dell'ordine di grandezza del grado), un po' di formalismo consente di completare lo sviluppo del Modello Globale. Innanzitutto, sarà  $\Delta V \cong V\beta$ , e quindi  $\beta \cong \Delta V/V$ . La portanza  $L$  si calcola come

$$L = |\mathbf{F}| \cos(\beta/2) \cong |\mathbf{F}| = \dot{m}\Delta\mathbf{V} = \rho k_m \pi \frac{b^2}{4} V^2 \beta \quad (1.6)$$

e dipende quadraticamente dall'apertura alare e dalla velocità di volo, mentre varia linearmente con la deviazione della corrente, e quindi con l'angolo d'attacco. Il coefficiente di portanza è allora

$$C_L = \frac{L}{\frac{1}{2}\rho_\infty V_\infty^2 S} = k_m \frac{\pi}{2} \mathcal{R} \beta \quad (1.7)$$

Per la resistenza indotta  $D_i$  si può procedere in due modi (il risultato sarà ovviamente lo stesso). Si può subito scrivere

$$D_i = |\mathbf{F}| \sin(\beta/2) \cong L\beta/2 = \frac{1}{2}L \frac{\Delta\mathbf{V}}{V} = \frac{1}{2} \frac{L^2}{\dot{m}V} = \frac{1}{2} \frac{L^2}{k_m \pi \rho \frac{b^2}{4} V^2} \quad (1.8)$$

essendo  $\Delta V/V = L/(\dot{m}V)$ . In alternativa, si può tenere conto del fatto che associata alla resistenza  $D_i$  è necessaria una spinta  $T$  uguale ed opposta alla resistenza: la potenza impegnata per produrre la spinta deve essere uguale alla potenza dissipata  $\dot{E}_d$ . Pertanto sarà

$$TV = D_i V = \dot{E}_d = \frac{1}{2}\dot{m}(\Delta V)^2 \quad (1.9)$$

e con semplici passaggi si ritrova il risultato (1.8): la resistenza indotta dipende dal quadrato della portanza (e dunque, nel volo livellato, del peso).

Piuttosto che trovare esplicitamente il coefficiente di resistenza indotta  $C_{Di}$ , è più utile derivare la relazione tra  $C_{Di}$  e  $C_L$ : con semplici sostituzioni si ottiene la fondamentale relazione

$$C_{Di} = \frac{C_L^2}{k_m \pi \mathcal{A}} \quad (1.10)$$

La formula (1.10) è evidentemente universalmente valida ogniqualvolta c'è lo sviluppo di una forza portante. Questo risultato applicato agli aeromobili è di importanza centrale, ancorché ricavato da una teoria che modella molto alla lontana il fenomeno del volo. In quanto ricavato da leggi fondamentali, esso *non ha bisogno di essere verificato* con altri modelli meglio approssimati, bensì *serve per convalidare* tali modelli: il lettore ricorda certamente che un risultato identico viene trovato con la Teoria di Prandtl per l'ala, e non poteva essere diversamente...

Piuttosto, il ricorso alla Teoria di Prandtl per l'ala è utile per chiarire il ruolo del parametro  $k_m$ , detto "Fattore di Oswald". In effetti è ben noto che per l'ala di minima resistenza indotta, ala detta ellittica, è  $k_m = 1$ , mentre per qualunque ala diversa da quella ellittica è  $k_m < 1$ . Si può concludere quindi che, se si assume circolare la sezione trasversale del condotto di riferimento nella Teoria Globale, per l'ala ellittica il diametro del condotto è esattamente uguale all'apertura alare, per un'ala non ellittica è *minore* dell'apertura alare: dunque in quest'ultimo caso c'è una minore portata di lavoro, dunque per sviluppare la stessa portanza è necessaria una maggiore deviazione, dunque la resistenza indotta è maggiore. In realtà uno dei principali obbiettivi delle teorie alari è proprio la determinazione di  $k_m$ .

Comunque in generale la resistenza indotta si riduce all'aumentare dell'allungamento, che nel progetto di un aeromobile viene tenuto elevato per quanto è possibile. Per la sua minimizzazione occorre poi un certo lavoro, anche di dettaglio, su tutti gli altri parametri che caratterizzano l'ala (forma in pianta, svergolamento, estremità). Si fa presente che la resistenza indotta è un'aliquota non piccola della resistenza di un aeromobile (20 ÷ 50%).

Si sintetizzano qui i notevoli risultati della Teoria Globale.

- Per sviluppare la portanza si deve accettare anche la resistenza: in questo modello la resistenza si sviluppa (anche se si è in moto non viscoso) solo se c'è portanza (resistenza indotta dalla portanza). La resistenza indotta cresce quadraticamente con il peso, ed è inversamente proporzionale al quadrato dell'apertura alare e al quadrato della velocità.
- La portanza è direttamente collegata alla deviazione determinata dalla curvatura del tubo di flusso, e dunque varia linearmente con l'angolo d'attacco; inoltre cresce con il quadrato dell'apertura dell'ala.
- L'efficienza dell'ala (rapporto tra portanza e resistenza) è tanto migliore quanto maggiore è l'allungamento alare: conviene cioè, fissato il peso dell'ala, e dunque la portanza, avere una piccola deviazione di una grande massa di aria (detta  $\Delta V$  l'accelerazione verticale deve essere  $\frac{\Delta V}{V} \ll 1$ ). In realtà l'ordine di grandezza dell'efficienza (massima) di un'ala è di ordine 10, quindi la forza aerodinamica è principalmente portanza.
- L'angolo di deviazione del gomito  $\beta$  deve essere piccolo per essere rappresentativo del funzionamento di un'ala, e la forza aerodinamica (le cui componenti sono appunto portanza e resistenza) è inclinata di  $\frac{\beta}{2}$  rispetto alla verticale. Questo risultato è molto importante se si immagina che l'ala, grosso modo, corrisponde al gomito del tubo di flusso: si può dire che sull'ala la deviazione della corrente è metà di quella che si ha infinitamente a valle. Si usa anche dire che la deviazione verso il basso si estrinseca per metà prima e durante l'attraversamento dell'ala, e per metà dal bordo di uscita fino all'infinito. È in base a questa considerazione che la Teoria di Prandtl per l'ala finita (Teoria della linea portante) ha, tra le sue assunzioni, quella che prevede che la deviazione della corrente sulla linea portante sia la metà della deviazione infinitamente a valle. È comunque impossibile valutare con la Teoria Globale la legge con la quale la deviazione dell'asse del tubo di flusso (verso il basso in caso di superficie portante, verso l'alto in caso di superficie deportante) si sviluppa verso valle, e fino

al valore asintotico: nell'analogia con il velivolo pertanto non è possibile sapere con questo modello quale sia la direzione (globale) della corrente in corrispondenza dei piani di coda (quest'informazione è peraltro molto importante per il corretto posizionamento dei piani di coda).

- La curva  $C_L - C_{Di}$ , la polare indotta, è una parabola passante per l'origine degli assi, che si appiattisce al crescere dell'allungamento alare, Fig. 1.6.

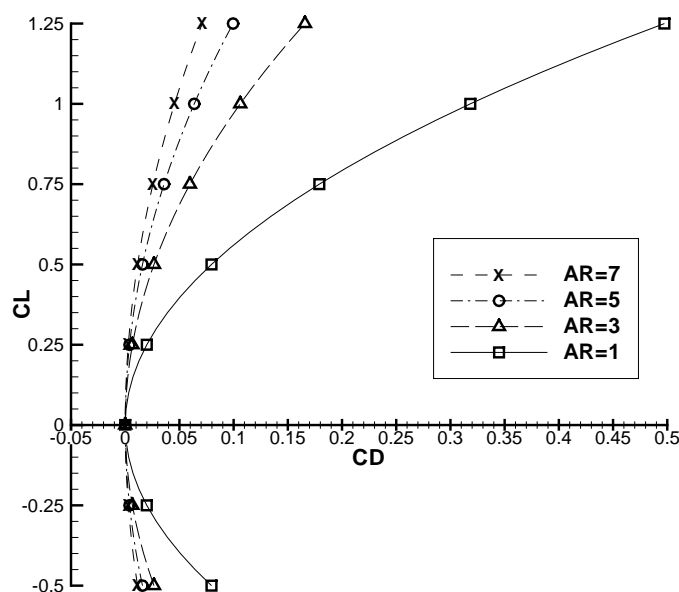


Figura 1.6: Polare indotta al variare dell'allungamento alare

Si ribadisce che i risultati qui trovati non vanno pensati come collegati ad un aeromobile o ad un'ala isolata: essi sono da intendersi validi ogniqualvolta un oggetto a causa del moto relativo rispetto ad un fluido sviluppa una forza con una componente non nulla rispetto alla direzione della velocità (ad esempio un'autovettura). Al più, una limitazione applicativa può essere opportuna quando la deviazione globale impressa al fluido non è piccola.

## 1.7 Il carico aerodinamico

Il concetto di carico in Aerodinamica è piuttosto articolato.

Nel calcolo delle prestazioni di un aeromobile interviene in modo decisivo la grandezza  $W/S$ , detta tout court 'carico alare' che indica come in media il peso dell'aeromobile si distribuisce sull'ala.

È poi importante notare una conseguenza del discorso del paragrafo (1.6): il calcolo su una superficie portante della portanza (che per un aeromobile in crociera è poco più piccola della forza aerodinamica, par. (1.6)) può effettuarsi anche integrando sulla forma in pianta la componente nella direzione  $z$  della differenza di pressione  $\Delta p$  tra la parte superiore ed inferiore della superficie:

$$L \cong \int \int_S \Delta p(x, y) dx dy \quad (1.11)$$

La differenza di pressione  $\Delta p$  è il carico aerodinamico puntuale, ovviamente definito in punti  $P(x, y, 0)$  del piano  $(x - y)$  in corrispondenza della forma in pianta. Per questa via non si riesce ovviamente a stimare la resistenza di pressione, almeno direttamente: molto si può fare però

in modo indiretto, una volta nota la portanza, come mostrato in (1.6), dove si è determinata l'espressione generale per quella particolare forma di resistenza legata alla esistenza della portanza.

### 1.7.1 Profilo alare e carico sul profilo

Si introduce ora il concetto di ala infinita, entità astratta, intesa come ala estesa trasversalmente in modo indefinito. La sezione di un'ala infinita con un piano parallelo a  $(x - z)$  è il profilo alare, che, per l'ala infinita, deve essere ovviamente sempre lo stesso. La dimensione del profilo in direzione  $x$  è la misura della corda  $c$ , elemento fondamentale dell'architettura del profilo, che si può definire in diverse maniere, (1), ma che in genere coincide, con ottima approssimazione, con il segmento che congiunge il punto più avanzato del profilo con quello più arretrato (con il velivolo in configurazione base: l'azionamento di dispositivi quali flap ed alettoni modificano la forma del profilo, e quindi la sua corda); spesso per corda si intende anche la sua misura. Nel caso di ala a freccia si definisce e si usa, per certe applicazioni, anche la corda in direzione perpendicolare al bordo di attacco dell'ala.

In generale, quale che sia forma in pianta, su ogni profilo insiste una portanza (per unità di apertura)  $l = l(y)$  che si può ottenere integrando lungo  $x$  all'ascissa  $y$  il carico aerodinamico:

$$l = l(y) \cong \int_{c(y)} \Delta p(x, y) dx \quad (1.12)$$

La naturale adimensionalizzazione di  $l$  è il coefficiente di portanza di profilo

$$C_l = C_l(y) = \frac{l(y)}{\frac{1}{2}\rho_\infty V_\infty^2 c(y)} \quad (1.13)$$

Ovviamente

$$C_l \cong \int_0^1 \frac{\Delta p}{\frac{1}{2}\rho_\infty V_\infty^2} d\left(\frac{x}{c}\right) = \int_0^1 \gamma d\left(\frac{x}{c}\right) \quad (1.14)$$

avendo introdotto il carico adimensionale lungo il profilo

$$\gamma(x/c) = \frac{\Delta p}{\frac{1}{2}\rho_\infty V_\infty^2} \quad (1.15)$$

definito in ogni punto della corda e che può essere 'letto' come quella grandezza che, integrata lungo la corda (normalizzata) fornisce proprio il coefficiente di portanza.

Si tornerà sul carico lungo il profilo quando si presenteranno le teorie di profilo sottile per significative considerazioni.

Il coefficiente di portanza può calcolarsi anche valutando la circolazione *Gamma* della velocità attorno al corpo, giusto il Teorema di Kutta-Joukowski, in base al quale è  $l = \rho V_{infy} \Gamma$ : spesso un modo comodo per calcolare  $\gamma$  può essere l'integrazione della velocità tangenziale  $V_t$  sul corpo.

### 1.7.2 Carico alare: carico lungo l'apertura

A questo punto un'ala può essere pensata come costituita da (infiniti) profili alari, spesso diversi l'uno dall'altro. Se i profili sono 'montati' lungo l'asse  $y$  l'ala viene detta diritta. Quando montati su una linea (anche non rettilinea) non coincidente con l'asse  $y$  l'ala non si dice più diritta (si parla di ala a freccia, a delta o di altro tipo).

La portanza di un'ala può essere allora calcolata come

$$L = \int_{-b/2}^{+b/2} l(y) dy \quad (1.16)$$

e, dalla (1.13),

$$L = \int_{-b/2}^{+b/2} \frac{1}{2}\rho_\infty V_\infty^2 C_l(y) c(y) dy = \frac{1}{2}\rho_\infty V_\infty^2 b^2 \int_{-1}^1 \frac{C_l(y) c(y)}{2b} d\left(\frac{y}{b/2}\right) \quad (1.17)$$

Introducendo un'ascissa trasversale adimensionale  $\eta = \frac{y}{b/2}$ , si ha

$$C_L = \frac{L}{\frac{1}{2}\rho_\infty V_\infty^2 S} = \frac{b^2}{S} \int_{-1}^1 \frac{cC_l}{2b} d\left(\frac{y}{b/2}\right) = \mathcal{R} \int_{-1}^1 \frac{cC_l}{2b} d\eta = \mathcal{R} \int_{-1}^1 \gamma(\eta) d\eta \quad (1.18)$$

avendo introdotto, in analogia con il carico di profilo ed indicandolo con il medesimo simbolo  $\gamma$ , il carico adimensionale lungo l'apertura:

$$\gamma(\eta) = \frac{c(\eta)C_l(\eta)}{2b} \quad (1.19)$$

La formula (1.18) è analoga alla (1.14), a parte la presenza del fattore di scala  $\mathcal{R}$ . I due carichi, quello di profilo e quello lungo l'apertura, sono diversi nella sostanza, ma analoghi.

Il carico lungo l'apertura è una grandezza fondamentale. La conoscenza della distribuzione di carico  $\gamma(\eta)$  è il principale dato aerodinamico che occorre calcolare per una valutazione del comportamento aerodinamico di un'ala, e quindi del velivolo parziale e del velivolo completo. Inoltre la distribuzione di carico interviene in modo decisivo in considerazioni di tipo strutturale.

In pratica la distribuzione di carico è la distribuzione della portanza lungo l'apertura. Come suggerisce la definizione, per ciascun profilo dell'ala i contributi della corda  $c$  (estensione fisica) e del coefficiente di portanza  $C_l$  (attitudine a portare) hanno pari importanza.

Il progettista in genere ha un'idea precisa di come debba essere la distribuzione del carico lungo l'apertura, e disegnerà l'ala in modo da avere quel carico. I vincoli che deve soddisfare la distribuzione di carico sono molteplici, aerodinamici e non, e di norma il progettista raggiunge un compromesso tra diverse esigenze, il cui soddisfacimento ne è fortemente condizionato. Alcune tra queste sono

- la bassa resistenza indotta,
- un buon comportamento allo stallo,
- la compatibilità con le esigenze strutturali e di peso,
- l'ottimizzazione della configurazione insieme alla fusoliera ed alle altre superfici portanti (impennaggi) e alle superfici mobili di controllo e di ipersostentazione.

Realizzare un'ala soddisfacente da tutti i punti di vista è un lavoro complesso, e richiede notevole esperienza ed abilità.

Quando la portanza sull'ala è nulla in genere il carico lungo l'apertura può non essere identicamente nullo: si parla in questo caso di carico basico (lungo l'apertura).

### 1.7.3 Scia vorticoso e *downwash* sull'ala

Per il problema della determinazione del carico sulle ali è importante richiamare il fatto che a valle di un'ala si deve introdurre presenza della scia vorticoso, costituita da una densità di vortice, o vorticità, legata alla distribuzione del carico sull'ala. Se si assume l'ipotesi che il flusso sia bidimensionale in piani paralleli al piano  $x-z$ , e cioè che i profili 'lavorino' in campo bidimensionale (ipotesi alla base della teoria di Prandtl per l'ala finita) allora la portanza  $l(y)$  definita nella (1.12) può essere scritta come

$$l(y) = \rho_\infty V_\infty \Gamma(y) \quad (1.20)$$

essendo  $\Gamma(y)$  la circolazione intorno al profilo all'ascissa  $y$ , variabile lungo l'apertura e nulla alle estremità, associabile ad un vortice di intensità variabile, detto vortice aderente. Si ricava, con semplici passaggi,

$$\gamma = \frac{cC_l}{2b} = \frac{\Gamma(y)}{bV_\infty} \quad (1.21)$$



Per i noti teoremi sui vortici in corrispondenza della variazione  $d\Gamma$  su un tratto  $dy$  di ala

$$d\Gamma = \frac{d\Gamma}{dy} dy \quad (1.22)$$

occorre che all'ascissa  $y$  l'ala emani, verso valle, un vortice infinitesimo, detto vortice libero, di uguale intensità. La grandezza  $\frac{d\Gamma}{dy}$  è una densità di vortice, ha le dimensioni di una velocità, e si chiama vorticità; si usa dire che a valle di un'ala, e collegata al carico, esiste una superficie vorticosa di intensità

$$\gamma_{lib} = \frac{d\Gamma}{dy} = 2V_\infty \frac{d\gamma}{d\eta} \quad (1.23)$$

Nel modello di Prandtl scompare l'estensione longitudinale dell'ala, ciascun profilo della quale viene visto come un elemento infinitesimo del vortice aderente; la scia vorticosa è contenuta nella striscia del piano alare che va dall'ala all'infinito a valle, con  $-b/2 \leq y \leq +b/2$ , Fig. 1.7a.

La superficie vorticosa nella realtà esiste, è fisica, la cui forma (non planare, specie per ali fortemente caricate) ed evoluzione vengono determinate dall'effetto sulla vorticità del campo di moto, Fig. 1.7b. È ben noto il fenomeno del *rolling up*.

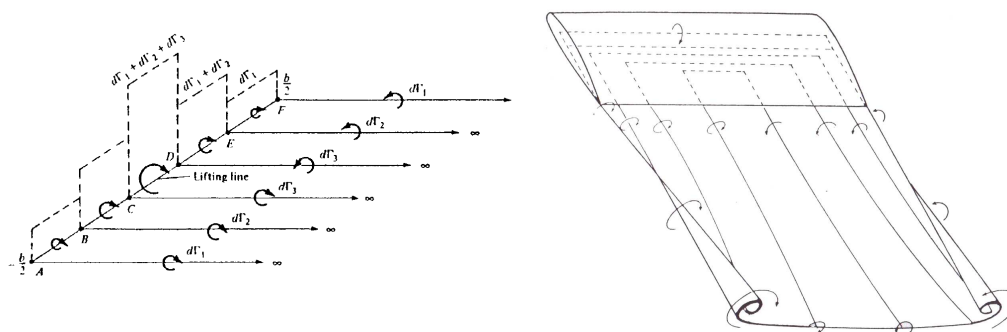


Figura 1.7: Modelli di scia a valle di un'ala. a) Modello di Prandtl, b) Scia non planare

La vorticità libera induce un campo di velocità praticamente perpendicolare al piano alare (il *downwash*) che modifica anche la corrente a monte dell'ala: cambia quindi anche l'angolo d'attacco di ciascun profilo dell'ala rispetto al valore geometrico, e si parla di angolo di attacco effettivo, per il calcolo del quale è necessario valutare il *downwash* sull'ala. Ora questo calcolo è non semplice, sia perchè il *downwash* non è noto a priori (dipende proprio dalla distribuzione di carico che si intende calcolare), sia perchè in generale non è chiara, o meglio non è definibile, l'ascissa  $x$  alla quale si dovrebbe calcolare, per ogni valore di  $y$ .

Il modello di Prandtl assume per il *downwash* sull'ala, in ogni punto lungo l'apertura, la metà del *downwash* nel corrispondente punto improprio infinitamente a valle, nel piano di Trefftz, il cui calcolo è possibile effettuare; una proposta significativa per correggere la relazione tra il *downwash* nel piano di Trefftz e quello sull'ala per allungamenti medi e bassi viene presentata in (1). L'assunzione di Prandtl è basata su un fondamentale risultato della Teoria Globale: la forza aerodinamica è perpendicolare alla bisettrice dell'angolo tra la direzione della corrente asymptotica e quella della corrente a valle, lontano dall'ala; essa però funziona solo nel caso si ala diritta. Diverso è in caso del modello vorticoso per l'ala a freccia, per la quale la collocazione del vortice aderente è invece necessaria, e viene fatta sulla base delle proprietà del punto neutro posteriore, un risultato importante della Teoria del Profilo Sottile. Evidentemente, come nel Modello Globale non ha senso un preciso posizionamento del velivolo il cui comportamento si sta modellando, così nel modello di Prandtl il vortice aderente non ha una sua collocazione precisa lungo l'asse  $x$ , come già anticipato (a volte, impropriamente, si scrive che il vortice aderente è posto lungo la linea dei fuochi: e invece la dimensione  $x$  scompare nella Teoria di Prandtl).

## 1.8 Impostazione del test

In generale nello studio di una disciplina è conveniente, e dunque abituale, il ricorso allo schema di affrontare fenomeni per approssimazioni successive: si costruisce un modello semplice e lo si modifica introducendo aspetti via via più complessi in modo da approssimare al meglio la realtà.

Una buona traiettoria in Aerodinamica è di iniziare dal campo di moto non viscoso (il coefficiente di viscosità  $\mu$  è nullo) ed incomprimibile (la densità  $\rho$  non varia, il che corrisponde a dire che il numero di Mach  $M$  è nullo in tutti i punti del campo di moto). Considerando quindi il caso di un aeromobile inteso come 'veicolo pesante che vola' (dunque con la necessità di avere la fusoliera ed un'ala, elemento necessario a generare la portanza per equilibrare il peso) il modello 0 è il Modello Globale, che mostra come associata alla portanza dell'ala vi è una resistenza anche in assenza di viscosità: si introduce dunque l'esigenza della propulsione. Lo studio aerodinamico di fusoliera ed ala viene quindi affrontato indipendentemente, dando un rilievo decisamente maggiore all'ala, per la quale si tratta prima il caso particolare, molto conveniente per minimizzare la resistenza indotta, dell'ala detta infinita diritta: il profilo alare. A partire dalla soluzione del profilo si studia l'ala. Per il profilo si introducono poi gli effetti di viscosità e comprimibilità, effetti che sono poi estesi all'ala. Si passa quindi allo studio separato degli altri componenti del velivolo (la fusoliera, la propulsione, ecc.). Infine si procede ad un'integrazione complessiva.

Per la stesura di questo testo si è scelto di effettuare prima lo studio di profilo ed ala in campo non viscoso prima incomprimibile e poi comprimibile, e si sono poi introdotti gli effetti della viscosità. Successivamente si sono trattati gli aspetti legati alla propulsione. Infine si è affrontata la formazione di ghiaccio.

## 1.9 Funzionamento del profilo in ambito non viscoso incomprimibile: l'esempio dell'ellisse

Certamente il lettore ha conoscenza dell'argomento dalle nozioni di Aerodinamica: esso viene qui richiamato in quanto indispensabile per la comprensione di alcuni punti fondamentali.

La Figura 1.8 rappresenta l'andamento di alcune delle linee di corrente intorno ad un profilo convenzionale. Si evidenzia il comportamento della linea di corrente che raggiunge il profilo esattamente nel punto di ristagno  $A$ : la linea di corrente si biforca in  $A$  e si ricompone al bordo di uscita in  $B$ .<sup>2</sup>

Si introducono alcune proprietà del campo di moto portante stazionario non viscoso incomprimibile irrotazionale intorno all'ellisse, che si deducono dalla soluzione analitica ottenuta attraverso il metodo delle Trasformazioni Conformi. In particolare, è notevole la formula

$$\frac{V_t}{V_\infty} = (1 + \tau) \frac{\sqrt{1 - x^2} \cos \alpha \pm (1 - x) \sin \alpha}{\sqrt{1 - x^2 + \tau^2 x^2}} \quad (-1 \leq x \leq +1) \quad (1.24)$$

che fornisce la velocità tangenziale  $V_t$  sul profilo. Nella (1.24)  $\alpha$  è l'angolo d'attacco (in radianti) e  $\tau$  è lo spessore relativo (rapporto dei diametri dell'ellisse). Il bordo di uscita, punto  $(1, 0)$ , è il punto da cui si distacca la vena fluida, e nel quale è verificata la condizione di regolarità di Kutta. La velocità tangenziale risulta positiva se orientata in senso orario.

La (1.24) mostra in modo esatto il comportamento di questo particolare profilo al variare dello spessore e dell'angolo d'attacco, prevedendo come casi particolari il cilindro circolare ( $\tau = 1$ ), la lastra piana ( $\tau = 0$ ) ed il flusso intorno ad un punto di ristagno ( $\tau \rightarrow \infty$ ).

Sono molto importanti, in particolare, le seguenti considerazioni, Fig. 1.9.

- Al crescere di  $\alpha$ , fissato  $\tau$

<sup>2</sup>È importante richiamare un risultato teorico esatto relativo al cilindro circolare: i tempi che le particelle a contatto con la superficie impiegano a percorrere il tratto sul dorso e quello sul ventre sono uguali. La cosa deriva dalla classica soluzione intorno al cilindro portante, (1), e non si generalizza a tutti i profili. L'uguaglianza dei tempi di percorrenza sul dorso e sul ventre fa comprendere come viene fuori la portanza sul cilindro: se la distanza percorsa è maggiore sul dorso (rispetto al ventre), lì la velocità media delle particelle è maggiore, la pressione media è minore, e dunque c'è una forza risultante, diretta verso l'alto.

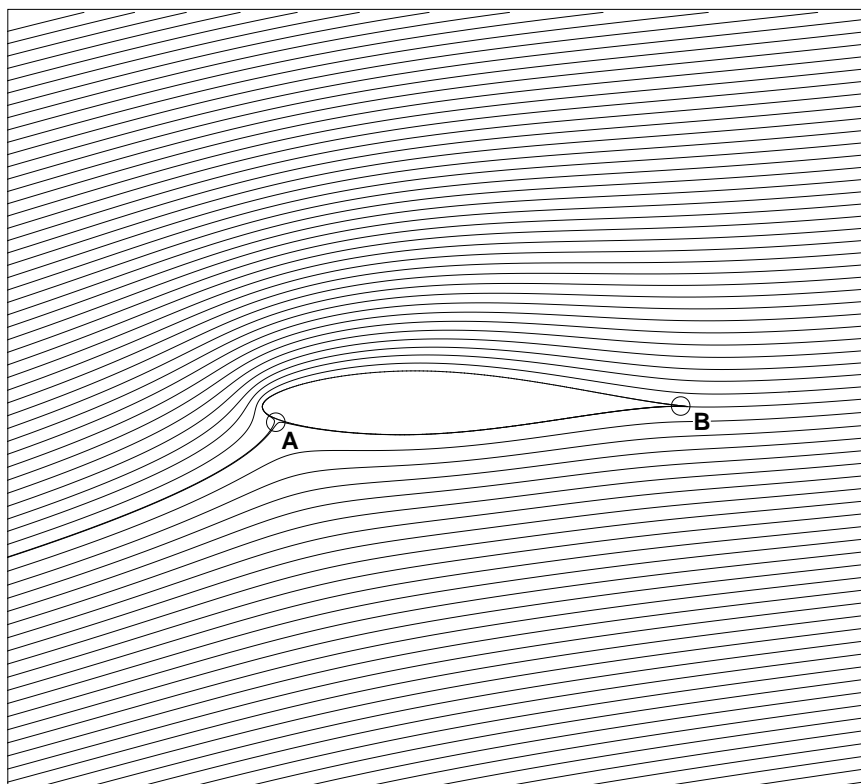


Figura 1.8: Una descrizione del campo di moto attorno al profilo

- la posizione del punto di velocità massima, e quindi di massima espansione, avanza verso il bordo d'attacco, a partire dalla mezzeria per  $\alpha = 0$  (il punto del profilo nel quale si ha la massima velocità, e dunque la minima pressione, si chiama cresta nel gergo aerotecnico);
- l'espansione aumenta e, di conseguenza, i cosiddetti gradienti di velocità e pressione aumentano;
- il punto di ristagno anteriore si sposta verso valle e sul ventre per  $\alpha > 0$ ;
- nel piano  $x - C_p$  l'area racchiusa tra le curve rappresentative della distribuzione di pressione del ventre e del dorso (area che misura il valore del coefficiente di portanza) aumenta dal valore nullo che si ha per  $\alpha = 0$ , (allorquando tali curve sono coincidenti e sovrapposte) secondo la relazione (esatta per piccoli angoli di attacco)  $C_l = 2\pi(1 + \tau)\alpha$ ;
- il gradiente della retta di portanza  $C_{l\alpha}$  (l'incremento del coefficiente di portanza corrispondente all'aumento unitario dell'angolo d'attacco) vale, per l'ellisse,

$$C_{l\alpha} = 2\pi(1 + \tau) \quad (\text{per radiante}) \quad (1.25)$$

e questa relazione è un caso particolare della relazione generalmente valida per i profili alari

$$C_{l\alpha} = 2\pi(1 + k\tau) \quad (1.26)$$

essendo  $k$  dipendente dalla geometria ( $k$  è la vera incognita delle teorie del profilo alare in campo incomprimibile non viscoso!);

- è evidente il contributo alla portanza dello spessore;
- il centro di pressione CP, che è il punto di intersezione tra la retta lungo la quale agisce la forza aerodinamica ed il piano alare (la corda nel caso presente del profilo) si sposta in avanti (verso il bordo di attacco).

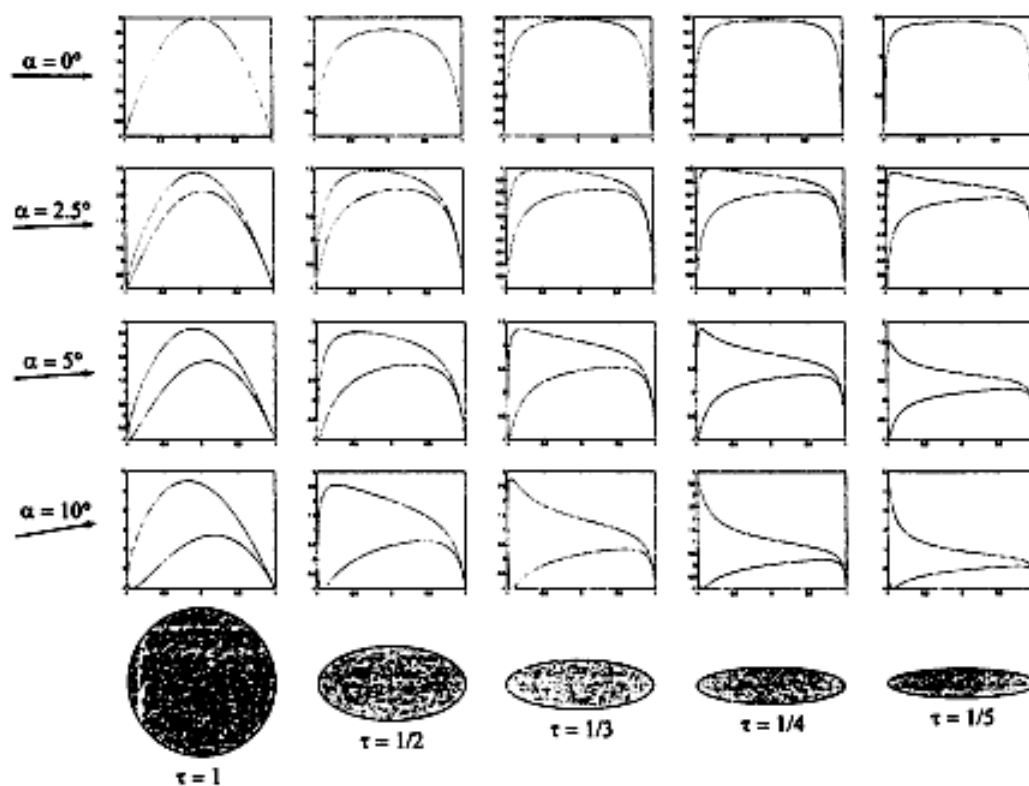


Figura 1.9: Coefficiente di pressione sull'ellisse al variare di  $\alpha$  e  $\tau$

- Al diminuire di  $\tau$ , fissato  $\alpha$

- le variazioni di velocità diventano sempre più brusche;
- per il caso limite della lastra piana ( $\tau = 0$ ) sul bordo di attacco per  $\alpha \neq 0$  c'è sempre una singolarità della velocità, mentre per  $\alpha = 0$  il campo di moto resta ovunque imperturbato;
- il punto di ristagno anteriore non si sposta.

Queste considerazioni sono valide per ogni profilo alare simmetrico. Dunque la portanza di un profilo cresce linearmente con il crescere dell'angolo di attacco per piccoli valori dell'angolo di attacco.

### Estensione a profili non simmetrici

Per profili non simmetrici è un dato fondamentale l'angolo di attacco  $\alpha_{z1}$  per il quale la portanza è nulla: la cosiddetta retta di portanza, Fig. 1.10, entità fondamentale in Aerodinamica, è caratterizzabile mediante pendenza  $C_{l\alpha}$  ed angolo di portanza nulla  $\alpha_{z1}$  (per profili simmetrici  $\alpha_{z1} = 0$ ). Il carico sul profilo ad  $\alpha = \alpha_{z1}$  è definito nel testo carico basico, e non deve essere confuso con il carico basico lungo l'ala.

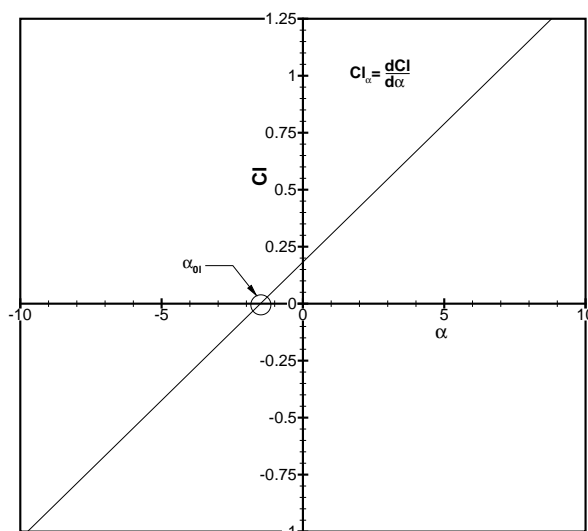


Figura 1.10: La retta di portanza dei profili

## 1.10 Il momento, stabilità del velivolo e conseguenze architettonali: impennaggi

Si premette che, in generale, l'equilibrio di un sistema si dirà stabile quando il sistema è in grado di contrastare spontaneamente una causa perturbatrice. In una condizione di equilibrio instabile invece il sistema perturbato reagisce in modo da amplificare la perturbazione, allontanandosi definitivamente dalla condizione di equilibrio.

In (1.9) si è mostrato che il centro di pressione di un profilo si sposta al crescere dell'angolo di attacco. Questa considerazione è ricca di conseguenze che coinvolgono l'equilibrio e la stabilità di un velivolo (e dunque la manovrabilità e la condotta): i più importanti aspetti dell'architettura di un aeromobile possono essere colti anche solo facendo alcune considerazioni sulla formula (1.24) e sulle sue conseguenze.

Il momento intorno all'asse  $y$  della forza aerodinamica (forza che in ambito non viscoso bidimensionale coincide con la portanza),  $C_m$  (il momento di beccheggio), calcolato rispetto ad un polo opportuno, è di notevole importanza per lo studio dell'equilibrio e della stabilità. Per un profilo si fa riferimento o al bordo di attacco o al punto ad  $1/4$  della corda (distante cioè  $c/4$  dal bordo di attacco), il cosiddetto fuoco. Si fa presente che per profili non simmetrici ad  $\alpha = \alpha_{z1}$ , e cioè a portanza nulla, è in genere non nullo il momento, ed il centro di pressione si trova all'infinito (per avere un momento finito di una forza di intensità nulla occorre un braccio di lunghezza infinita). Un momento è convenzionalmente definito positivo se ha un verso a cabrare. In ipotesi abbastanza ben verificate in crociera, ma a bassa velocità, la teoria prevede un momento costante se valutato intorno ad un punto opportuno, che viene detto centro aerodinamico: tale punto è molto vicino al fuoco, intorno al quale il momento è costante nella Teoria del Profilo Sottile. Quando diventano significativi gli effetti della comprimibilità il centro di pressione si sposta verso valle. Ad incidenze alte, quando la separazione del flusso diviene significativa, il momento cambia drasticamente. Queste considerazioni si generalizzano nel caso di un'ala, di un velivolo parziale o di un velivolo riferendosi alla corda media aerodinamica, ed anche per i momenti intorno agli assi  $z$  ed  $x$ .

Facendo riferimento al paragrafo (1.1) ed alla Fig. 1.1, è evidente che è possibile un volo uniforme se tutte le forze e tutti i momenti hanno risultante nullo: La cosa è verificata, ad esempio, nello schema di Fig. 1.3. In caso di squilibrio di forze e/o momenti a partire dalla condizione di volo uniforme il velivolo farà qualcosa di diverso, si avvia una manovra e si generano forze di inerzia. La stabilità aerodinamica del sistema-velivolo è la caratteristica che permette al velivolo

in una certa condizione di volo a reagire ad una causa perturbante in modo autonomo -anche senza l'intervento diretto del pilota- evitando di precipitare in una condizione di volo incontrollato. La configurazione di un aeromobile può essere più o meno stabile, ma il livello di stabilità deve essere deciso dal progettista e conferito quindi all'aeromobile.

In generale un profilo (oppure un velivolo) è instabile intorno all'asse di beccheggio se a una crescita dell'angolo di attacco  $\alpha$  (causato da una perturbazione, ad esempio una raffica verticale) la variazione del momento è tale da indurre un ulteriore aumento di  $\alpha$ , e cioè quando risulta

$$\frac{dC_m}{dC_l} > 0$$

La stabilizzazione del velivolo parziale alla raffica verticale ed a quella laterale viene realizzata mediante l'introduzione degli impennaggi, costituiti da un'ala orizzontale e una semiala verticale che, in condizioni perturbate, forniscono forze e momenti aerodinamici che si oppongono alla perturbazione, tendono ad annullarla e riportano la prua del velivolo nella giusta direzione. Gli impennaggi sono posizionati quanto più lontano possibile dal baricentro, e dunque o in coda alla fusoliera (configurazione convenzionale) oppure a prua (configurazione 'canard', solo per il piano orizzontale), in modo da ridurre la superficie, evitando effetti poco 'graditi', i seguenti.

- La presenza degli impennaggi rende il velivolo più complesso e pesante.
- In quanto superfici (portanti) esposte alla corrente, gli impennaggi danno resistenza, nelle varie forme.
- Si potrebbe pensare che l'orizzontale contribuisce alla portanza totale, alleviando l'ala. Invece in realtà l'orizzontale in certe condizioni porta (quando il centro di pressione è avanzato), in altre deporta: in questo secondo caso l'ala deve fornire una portanza più grande del peso (nel volo livellato) e dunque c'è un duplice aggravio di resistenza indotta, uno legato alla maggiore portanza dell'ala, l'altro alla resistenza indotta dell'orizzontale (si parla di resistenza di trim, essendo il trimmaggio una precisa attività di posizionamento delle superfici che costituiscono gli impennaggi per migliorare la condotta dell'aeromobile in ciascuna condizione di volo).

## 1.11 Effetti della viscosità alle basse velocità

La viscosità è reale, ma trascurarne l'esistenza non è però paradossale, in quanto si ottengono comunque risultati fondamentali: introdurre poi la viscosità a partire da un modello non viscoso è necessario per ottenere altre informazioni comunque fondamentali.

Il lettore certo ha familiarità con il concetto di strato limite, regione dello spazio nella quale sono confinati gli effetti viscosi più significativi, 'piccola' rispetto all'estensione complessiva del sistema. Questo concetto è decisivo in Aerodinamica degli Aeromobili. Un velivolo in crociera o opera in un campo di strato limite oppure... non è un buon velivolo: se gli effetti viscosi non sono confinati, la qualità del volo risulta inaccettabile.

Quali sono gli effetti reali che la viscosità introduce quando si supera il modello non viscoso? Limitandosi a considerazioni generali, innanzitutto la viscosità è responsabile della resistenza aerodinamica legata all'attrito tra linee di corrente e superfici dell'aeromobile (resistenza di attrito). Inoltre il campo di moto, per quella sua parte che si può considerare comunque e sempre non viscosa, viene alterato (così come la portanza), e questo fatto certamente dà luogo ad un incremento di resistenza, la resistenza di scia. Quest'alterazione cresce al crescere della portanza: quando poi diventa tale da presentare il distacco anticipato delle linee di corrente dalla superficie (linee che sono attaccate in ambito non viscoso) la portanza non cresce più linearmente con l'angolo d'attacco, la resistenza di scia aumenta notevolmente, ed inoltre si determina, a partire da un certo angolo di attacco la diminuzione della portanza al crescere dell'angolo di attacco: in questo caso si parla di stallo, e l'angolo di attacco per il quale la portanza è massima si chiama angolo di stallo. Riguardo la curva di portanza, rimane un tratto lineare (la cui pendenza cambia di poco rispetto al caso non viscoso) che ha un campo di validità limitato all'intervallo di angoli di attacco per i quali non c'è la separazione del flusso.

Se ci si limita al profilo alare, la resistenza è tutta di tipo viscoso, e le curve caratteristiche si presentano come in Fig. 1.11. A volte le polari assumono forme atipiche, a causa dalla forte complessità degli effetti viscosi.

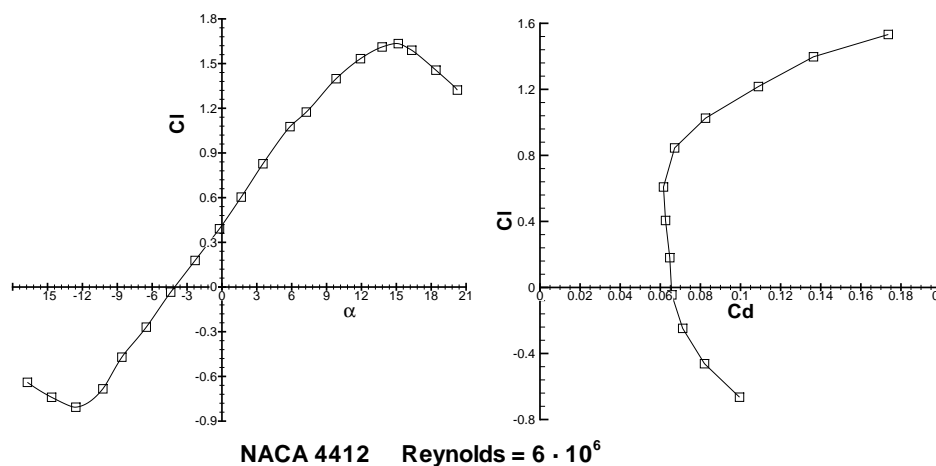


Figura 1.11: Curva di portanza e polare di un profilo

Se si parla di ala o velivolo la polare parabolica perde validità, tranne che in un ristretto intervallo di  $C_L$ , Fig. 1.12.

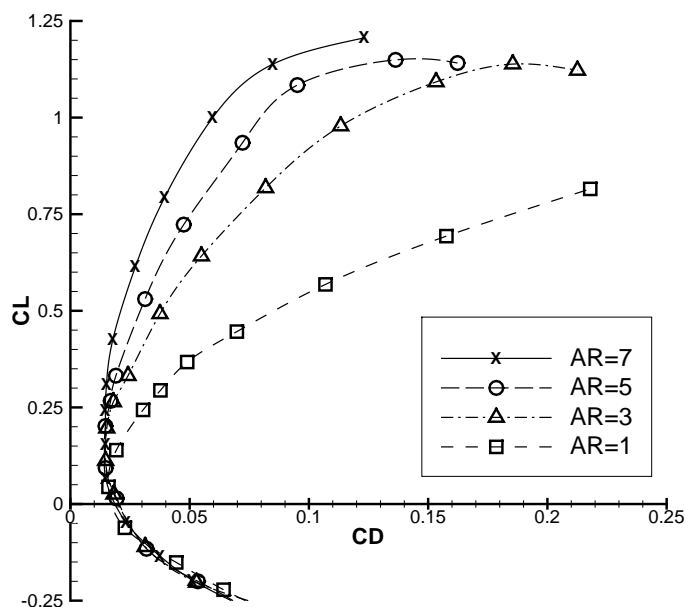


Figura 1.12: Curva di portanza e polare di un velivolo

La condizione di stallo è quella più condizionante nella progettazione -non solo aerodinamica- dell'aeromobile, in quanto nel volo livellato corrisponde alla velocità minima di sostentamento  $V_{min}$ , dato fondamentale per la certificazione al volo: dalla definizione di coefficiente di portanza (1.1) si ha

$$V_{min} = \sqrt{\frac{2}{\rho_{\infty}} \frac{W}{S} \frac{1}{C_{Lmax}}} \quad (1.27)$$

essendo  $C_{Lmax}$  il coefficiente di portanza massimo, anch'esso grandezza fondamentale.

Un cenno agli ordini di grandezza può essere utile. Tutto quanto riportato in questo paragrafo è fortemente condizionato dal valore del numero di Reynolds di volo dell'aeromobile, che è riferito alla quota ed alla velocità di volo, ed ad una lunghezza di riferimento dell'aeromobile, ad esempio un valore medio delle corde dell'ala: si va dall'OdG di  $10^7$  per grandi velivoli veloci ad un OdG di  $10^4$  per velivoli molto molto piccoli, ad esempio i cosiddetti  $\mu$ UAV (Micro UnManned Vehicles): i fenomeni legati alla viscosità si sviluppano in modo totalmente differente per questi due diversi ordini di grandezza. Inoltre ad alti numeri di Reynolds per il  $C_{Lmax}$  (velivolo) un ottimo valore è 1.3, per il  $C_{lmax}$  (profilo) si può avere un valore intorno a 1.5 – 1.6 (tanto vale per configurazioni base, senza cioè attivazione dei necessari sistemi di alta portanza per l'abbassamento della velocità minima di sostentamento); al decrescere del numero di Reynolds questi valori diminuiscono, anche drasticamente. Il coefficiente di resistenza minimo di un profilo è dell'ordine del centinaio di *count* ( $1count = 10^{-4} = .0001$ ).

## 1.12 La comprimibilità: i fatti, la classificazione, il campo fluidodinamico

Il modello di moto incomprimibile ha significato limitato alle 'basse' velocità di volo, dove 'basse' ora non ha un significato assoluto: vi sono velivoli per i quali alla massima velocità di volo il modello incomprimibile è assolutamente valido (e utile), mentre per altri velivoli che viaggiano alla loro minima velocità lo stesso modello non può dare risultati soddisfacenti.

Detta  $a_L$  la velocità del suono (con un po' di enfasi, la velocità Lagrangiana dei piccoli disturbi) il numero di Mach  $M = V/a_L$  è in generale una funzione di campo, essendo funzioni di campo sia  $V$  che  $a_L$ : il numero di Mach di volo nel campo indisturbato, calcolato cioè a partire dalla velocità di volo, è  $M = M_\infty = V_\infty/a_{L\infty}$ . Il campo in un punto  $P$  viene detto subsonico, supersonico o sonico se  $M(P) < 1$ ,  $M(P) > 1$ ,  $M(P) = 1$ .

Si è osservato che per elevati valori subsonici di  $M_\infty$  i risultati teorici che derivano dal modello incomprimibile su profili ed ali divergono sostanzialmente dai dati sperimentali. Innanzitutto, il numero di Mach varia nel campo di moto, e le sue variazioni sono più intense di quelle della velocità. Se si riporta poi l'andamento del coefficiente di portanza e del coefficiente di resistenza in funzione di  $M_\infty$  di un profilo, Fig. 5.3, si osservano facilmente le seguenti caratteristiche ben nette:

- a) il coefficiente di portanza  $C_l$  cresce con il numero di Mach fino ad un certo valore per poi subire una diminuzione più o meno brusca, a volte simile a quella che il profilo presenta all'angolo di incidenza critica di stallo;
- b) il coefficiente di resistenza  $C_d$  per bassi valori del numero di Mach non varia in modo significativo, poi cresce rapidamente ed improvvisamente fino a valori molto elevati per poi decrescere successivamente;
- c) di conseguenza l'efficienza del profilo ha un andamento che presenta un massimo, per poi peggiorare di molto.

Questi sono, sinteticamente, alcuni degli effetti della comprimibilità: in particolare, la cosiddetta crisi di comprimibilità, consistente nell'aumento della resistenza e nella caduta dell'efficienza e della portanza, si presenterà per ogni geometria prima o poi al crescere di  $M_\infty$ . Come si vedrà, in campo comprimibile anche effetti locali possono dare risultati globali estremamente importanti.

Ora è bene notare esplicitamente che in generale quel che conta per la una valutazione di massima dell'importanza degli effetti della comprimibilità non è  $M_\infty$ : certo se  $M_\infty > .3$  certo la comprimibilità non potrà essere trascurata. In realtà quel che conta è il *massimo* valore del numero di Mach nel campo: il valore .3 generalmente indicato come soglia per iniziare a tenere in conto la comprimibilità si deve intendere riferito a  $M_{max}$ , e questo preciso valore numerico deriva dal fatto che, dipendendo gli effetti della comprimibilità dalla seconda potenza del numero di Mach o da potenze più grandi, l'inaccuratezza del modello incomprimibile è inferiore al 10% se  $M_{max} < .3$ . La limitazione  $M_\infty < .3$  è da ritenersi valida per condizioni di volo nelle quali è molto piccola la



perturbazione introdotta dall'aeromobile, e sono piccoli i suoi effetti: si pensi che per un velivolo che voli a  $M_\infty = .2$  all'atterraggio, e cioè per  $C_L \simeq C_{Lmax}$ , sull'ala, intorno alla cresta, o punto di velocità massima, il numero di Mach è prossimo ad 1.

Quando  $M_{max} < .3$  si parla di campo di moto iposonico, senz'altro da considerarsi incomprimibile. Ora se si suppone che la velocità asintotica a monte non sia molto elevata può accadere che ovunque sia  $M < 1$  ed in certe regioni  $M > .3$ : il campo si dice allora subsonico. Se invece c'è coesistenza di regioni subsoniche e di regioni supersoniche si parla di campo transonico (anche se  $M_\infty > 1$ ). Se la velocità di volo è sufficientemente elevata, in misura tale che  $M_\infty > 1$ , per opportune forme geometriche del velivolo e per opportuni valori del coefficiente di portanza può essere  $M > 1$  in ciascun punto del campo di moto, ed il campo si dice supersonico.

Si può pensare ad un passaggio da iposonico a campo subsonico, quindi a campo transonico ed, eventualmente, a campo supersonico pensando di aumentare la velocità del velivolo a partire dalla quiete. Il numero di Mach della corrente indisturbata relativo al passaggio da campo subsonico a campo transonico viene definito 'numero di Mach critico inferiore' ( $M_{\infty crit}$ ), il numero di Mach del passaggio da campo transonico a campo supersonico 'numero di Mach critico superiore' ( $M'_{\infty crit}$ ), definibile anche come il primo numero di Mach della corrente asintotica oltre il quale in nessun punto del campo la velocità è minore di quella del suono. Chiaramente è  $M_{\infty crit} < 1$ ,  $M'_{\infty crit} > 1$ .

Pertanto vale la seguente caratterizzazione dei regimi di moto dal punto di vista della comprimibilità.

- a) Per  $M_\infty < M_{\infty crit}$  il campo viene detto subsonico; tale campo è continuo.
- b) Il campo transonico è definito per  $M_{\infty crit} < M_\infty < M'_{\infty crit}$ : esso è caratterizzato dalla coesistenza di flussi subsonici e supersonici separati da linee soniche ed onde d'urto normali, con presenza, in taluni casi, di onde d'urto curve ed oblique. Si evidenzia la possibilità di avere un campo transonico a partire da condizioni asintotiche subsoniche o supersoniche: nella Fig. 1.13 è evidente la differente struttura delle onde d'urto nei due casi.

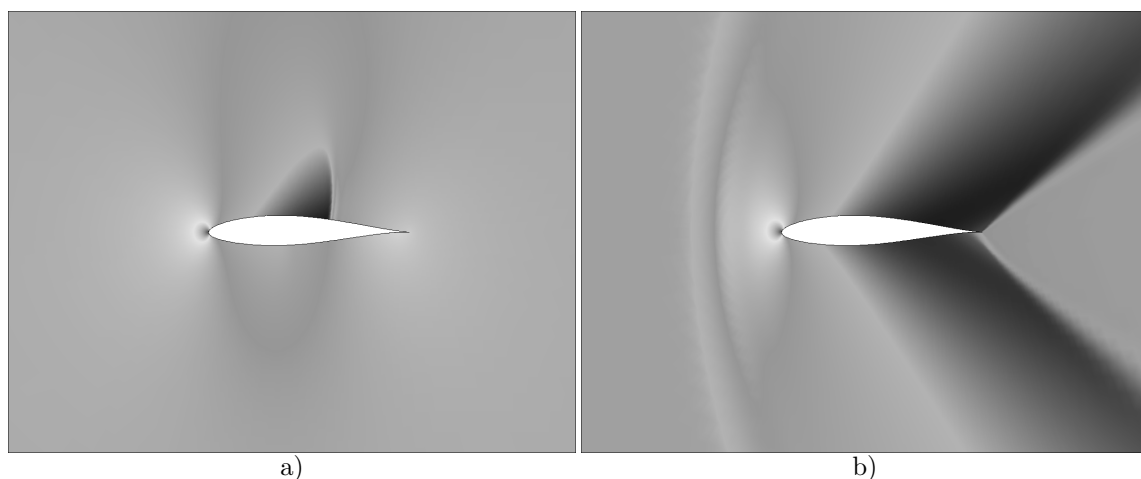


Figura 1.13: Visualizzazione del campo transonico (pressione) intorno al profilo NACA 63<sub>2</sub> – 215,  $\alpha = .2^\circ$ : a)  $M_\infty = 0.75$ , b)  $M_\infty = 1.25$  - Soluzione Euleriana [FLUENT, (2)]

- c) Per  $M'_{\infty crit} < M_\infty$  il campo viene detto supersonico: sono presenti solo onde d'urto oblique deboli, Fig. 1.14. Nel caso del profilo (campo di moto 2D) è necessario, ma non sufficiente, che il bordo di attacco sia aguzzo; un'ala con profili a bordo arrotondato non potrà mai viaggiare in campo supersonico se non presenta un angolo di freccia sufficientemente grande.

Nel caso prima citato di grandi velivoli all'atterraggio abbastanza certamente il campo di moto è di tipo transonico anche se  $M_\infty = .25$ . Altri esempi sono fornito dalle classiche soluzioni analitiche del campo intorno al cilindro ed alla sfera, che conducono ad una determinazione del numero di

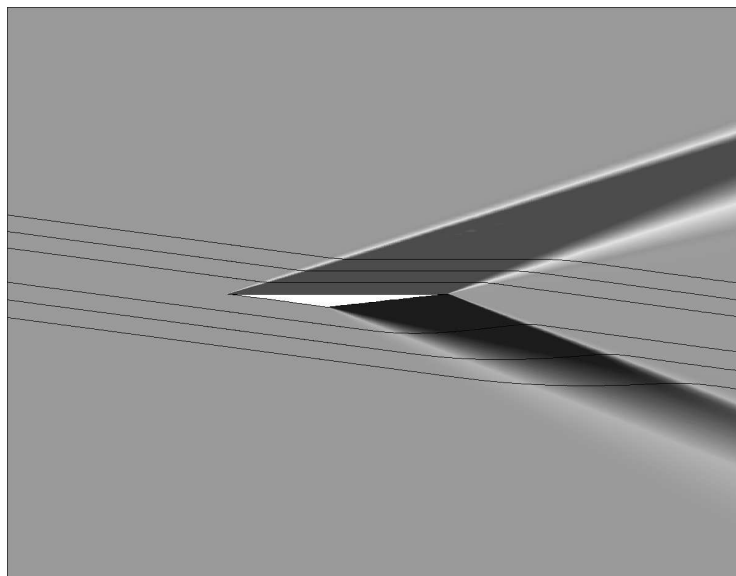


Figura 1.14: Campo supersonico (pressione e linee di corrente) intorno ad un tipico profilo per il volo supersonico,  $\alpha = -4.5^\circ$  - Soluzione Euleriana [FLUENT, (2)]

Mach critico intorno a .4 e .5 rispettivamente, con una leggera sottostima rispetto alla realtà; un proiettile entra in campo transonico per  $M_\infty = .55$ .

La crisi di comprimibilità viene a mostrarsi sempre al di sopra di  $M_{\infty crit}$ , definibile anche come il numero di Mach della corrente indisturbata in corrispondenza del quale si raggiunge in uno o più punti del campo la velocità del suono. Si definisce poi il numero di Mach di divergenza della resistenza  $M_{\infty dd}$  quando il coefficiente di resistenza cresce con  $M_\infty$ , a causa dell'aumento della resistenza d'onda, con un rateo superiore ad un valore prefissato: un velivolo 'transonico' sarà operativo pertanto nell'intervallo  $M_{\infty crit} < M_\infty < M_{\infty dd}$ . Un altro numero di Mach di volo di interesse è quel valore per il quale la portanza presenta un massimo per poi decrescere in modo più o meno brusco. I valori dei numeri di Mach critici, data una geometria, dipendono dall'angolo di attacco.

Si osserva che mentre in campo subsonico e transonico gli effetti di comprimibilità sono limitati nello spazio (solo le particelle d'aria le cui traiettorie passano nei paraggi del velivolo sono perturbate in modo significativo), in campo supersonico il disturbo indotto dal corpo nella corrente si propaga trasversalmente fino all'infinito, e questa cosa ha effetti importanti per la sostenibilità del volo supersonico: a causa del fenomeno denominato 'sonic boom', (1), vi sono forti condizionamenti nella progettazione di velivoli supersonici, ed inoltre è inibito o fortemente ristretto il volo supersonico su aree abitate.

L'aerodinamica del campo comprimibile è profondamente diversa da quella del campo incomprimibile: le distribuzioni di pressione sui corpi cambiano sostanzialmente, l'insorgere e l'aumentare del coefficiente di resistenza associato alla presenza di onde d'urto (resistenza d'onda), dominanti in campo transonico, consente di dire senza esitazione che il campo transonico è il regno dell'onda d'urto normale (invece nel campo subsonico la comprimibilità non introduce resistenza addizionale oltre a quella viscosa ed indotta).

L'andamento dei coefficienti aerodinamici, in campo non viscoso, di un profilo convenzionale ad angolo di attacco fissato ed al variare del numero di Mach di volo, è presentato e discusso nel Cap. 5, Fig. 5.3. I principali effetti viscosi in campo comprimibile saranno trattati successivamente.

### 1.13 Fisica della comprimibilità

Per comprendere quali sono le cause che determinano questi effetti della comprimibilità all'aumentare della velocità di volo si può proporre un metodo euristico che evidenzia, anche in modo fisico e a partire dalla conoscenza della soluzione incomprimibile, la differenza di comportamento dell'aria alle diverse velocità mediante una valutazione qualitativa degli scorrimenti, in un caso bidimensionale. In concreto, si può pensare ad un tubo di flusso che contenga un profilo alare. I maggiori scorrimenti intorno al punto di velocità massima del profilo ed il rallentamento nelle regioni di ristagno possono essere visti come risultanti dalla variazione dell'area della sezione del tubo di flusso, nell'approssimazione di moto unidimensionale.

- Se il moto è considerato incomprimibile una delle equazioni di stato di questo 'fluido incomprimibile' è  $\rho = costante$ . Il numero di Mach nel campo è nullo, essendo la velocità del suono divergente. Dalla relazione  $\dot{m} = \rho VA(costante)$  ad ogni riduzione (aumento) di area segue un aumento (diminuizione) di velocità esattamente inverso.
- Nel caso di moto considerato comprimibile l'equazione di stato (gas perfetto) è  $p = \rho RT$ : ad una variazione di area nelle regioni di accelerazione segue anche una variazione di pressione dello stesso segno, che comporta una variazione di densità e temperatura ancora dello stesso segno. Pertanto la variazione della velocità (di segno contrario di quello della variazione di area) sarà maggiore rispetto al caso incomprimibile in quanto la densità varia con l'area: gli scorrimenti si esaltano (sia in accelerazione che in decelerazione). Inoltre la variazione di temperatura determina una variazione della velocità del suono di segno inverso rispetto a quello della variazione di velocità: pertanto nel moto comprimibile le variazioni del numero di Mach sono in ogni punto (ulteriormente) esaltate rispetto a quelle della velocità (è per questa ragione che in genere, in opportune condizioni, la velocità 'precipita' verso la velocità del suono in certe regioni di espansione per poi superarla, come succede, ad esempio, nella gola dei condotti convergenti-divergenti, quando lavora in condizioni critiche).
- Quando si è determinata una regione supersonica le necessarie ricompessioni avvengono mediante onde d'urto, alle quali è associata sempre una resistenza che si va a sommare alle altre forme di resistenza. L'urto normale si realizza quando è necessaria una ricompessione a subsonico (campo transonico), e la resistenza d'onda può essere molto elevata, cfr. Cap. 5.

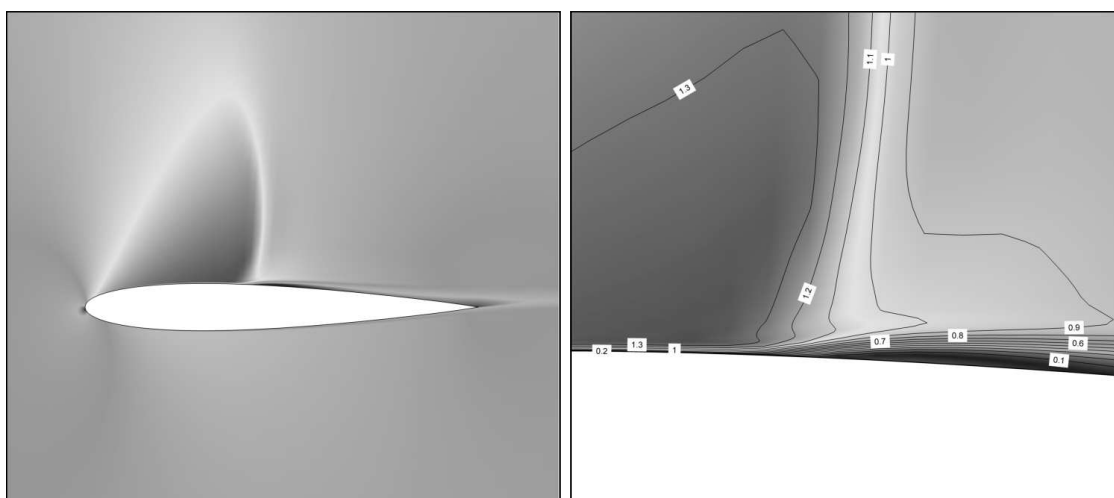


Figura 1.15: Interazione tra onda d'urto e strato limite in campo transonico - Profilo NACA 0012,  $\alpha = 2^\circ$ ,  $M_\infty = .82$ ,  $Re = 6 * 10^6$  - Soluzione numerica (FLOWER, (35))

- Lo sviluppo dello strato limite può essere fortemente condizionato dall'onda d'urto normale che vi impinge, Fig. 1.15: può allora nascere quella forte alterazione del campo di moto denominata 'onda d'urto a  $\lambda'$ ' che ha importanti conseguenze sulle qualità di volo.

## 1.14 Funzionamento dell'ala (2)

Le considerazioni contenute in questo paragrafo sono fatte trascurando tutti gli effetti viscosi, e nell'ambito del Principio di Reciprocità. Ci si chiede cosa accade alle particelle d'aria che, arrivando da lontano, attraversano la regione nella quale si trova il velivolo.

### 1.14.1 Il caso subsonico

Non si può dire in generale che cosa accade alle singole particelle lungo le loro traiettorie: questo ovviamente dipende dalla geometria del velivolo, dalla condizione di volo (coefficiente di portanza) e dalla distanza della particella dal velivolo.

Limitando per semplicità il discorso ad un'ala isolata in volo livellato (condizione di volo abbastanza irrealistica in quanto instabile) è certo che quando l'ala è portante la maggior parte delle particelle d'aria nel passaggio da monte a valle dell'ala viene deviata verso il basso, e la misura di questa deviazione è fortemente variabile. Se in una accezione Lagrangiana si controlla il comportamento dell'insieme delle particelle appartenenti ad un piano ( $y - z$ ) a partire da una grande distanza dall'ala nel suo fluire verso ed oltre l'ala, si osserva che alcune particelle sono deviate verso l'alto, molte di più lo sono verso il basso, così come molte particelle deviano verso destra ed altrettante verso sinistra; la deviazione dipende ovviamente dalle coordinate ( $y_0, z_0$ ) iniziali, ed anche da  $x$ . Quello che era un 'piano' di particelle diventa una superficie che può assumere una forma assai complicata. Le perturbazioni che subisce una particella d'aria aumentano fortemente quanto più è piccola la distanza minima che nel suo moto assumerà rispetto all'ala, ed è massima per quelle particelle che lambiscono l'ala in prossimità delle sue estremità.

La cosa si sostanzia in un modo abbastanza complesso, ed il risultato più importante è la nascita di un flusso trasversale in corrispondenza del bordo di uscita. Il fluido che lambisce l'ala deve per forza lasciare la superficie in corrispondenza del bordo aguzzo, almeno in condizioni di crociera: questo fatto è legato alla viscosità del fluido che impedisce alle particelle di girare intorno al bordo aguzzo. Se si segue il moto di due particelle molto vicine a monte e che lambiscono l'ala una dal lato superiore (dorso) ed una dal lato inferiore (ventre), nella vista in pianta si osserva una deviazione significativamente diversa proprio in corrispondenza dell'ala, Fig. 1.16. Questo comportamento è

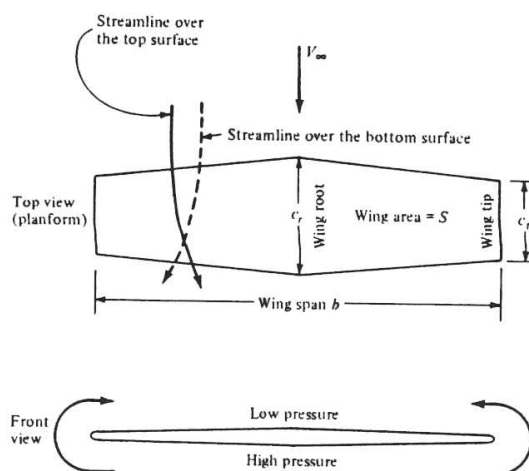


Figura 1.16: Moto di particelle che lambiscono un'ala portante

il risultato di un moto secondario (cioè con velocità medie inferiori a quelle del moto principale da monte a valle) indotto dalla differenza di pressione (quindi dal carico distribuito lungo l'apertura) che c'è tra dorso e ventre dell'ala e che dà origine alla portanza. Quando le particelle che fluiscono sul dorso si ricongiungono, al bordo di uscita, a quelle che fluiscono sul ventre tra di esse ci sarà una differenza di velocità in senso trasversale che costituisce una vorticità (variabile lungo l'apertura) emanata dal bordo di uscita dell'ala; questa vorticità degrada lentamente verso valle (nel modello Euleriano invece si manterrà inalterata in intensità a valle dell'ala fino al piano di Trefftz. Tale intensità è particolarmente grande in corrispondenza delle estremità alari, laddove si può parlare di vortici d'estremità. In definitiva, a valle di una superficie portante il campo che a monte, molto lontano, era uniforme si complica molto, con la nascita di una superficie vorticosa, la scia, la cui forma evolve dal bordo di uscita fino all'infinito <sup>3</sup>.

La conoscenza dello sviluppo del campo a valle di un'ala è importante dal punto di vista progettuale perché è in esso che lavorano le superfici portanti che stanno a poppa dell'aeromobile.

Infine è chiaro che, nelle ipotesi poste, la perturbazione sul moto delle particelle d'aria che scorrono lontano dall'ala sarà piccola, tanto minore quanto più scorrono lontano (si dice che il disturbo indotto dall'ala è evanescente all'infinito, tranne che verso valle).

### 1.14.2 Il caso supersonico

Lo sviluppo del campo di moto è caratterizzabile con l'ausilio dei coni di Mach. Se, ad esempio, si considera un'ala rettangolare, l'effettiva tridimensionalità dell'ala sarà limitata alla regione contenuta nei coni di Mach aventi origine all'estremità, Fig. 1.17: i profili alari non contenuti, in tutto od in parte, in questi coni lavorano in campo bidimensionale supersonico, di struttura certamente più semplice del campo subsonico o transonico.

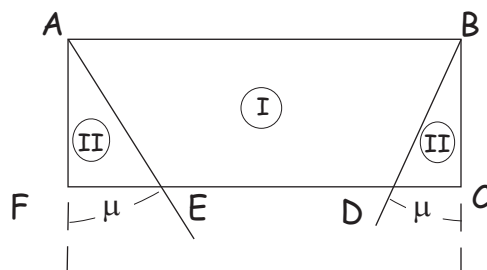


Figura 1.17: Regioni di flusso bidimensionale (I) o tridimensionale (II) sull'ala supersonica

In riferimento poi ad altre forme in pianta tipiche -ala gotica (il Concorde...), *Cranked Wing*, ad esempio- vi potranno essere delle parti del bordo di attacco contenute nei coni di Mach relativi ai profili 'inboard', Fig. 1.18: per quelle parti si parla di bordo d'attacco subsonico in quanto il valore del numero di Mach misurato perpendicolarmente al bordo d'attacco è minore dell'unità. Non è che per questi profili il flusso, in realtà molto complesso, sia subsonico, ma alcune caratteristiche subsoniche sono riconoscibili: ad esempio, i profili relativi dovranno avere bordo d'attacco arrotondato pur essendo il campo supersonico.

### 1.14.3 Il caso transonico

La complessità di questo caso deriva dalla possibile presenza di onde d'urto oblique a partire dal bordo di uscita, possibili se il campo transonico è relativo a condizioni asintotiche supersoniche, altrimenti ci si può riferire alle considerazioni del paragrafo (1.14.1).

<sup>3</sup>Può essere interessante trattare la varietà delle configurazioni fluidodinamiche che si possono realizzare al bordo di uscita nei diversi modelli di moto (flusso attaccato, separato da una parte o da due parti, separato in modo complicato)

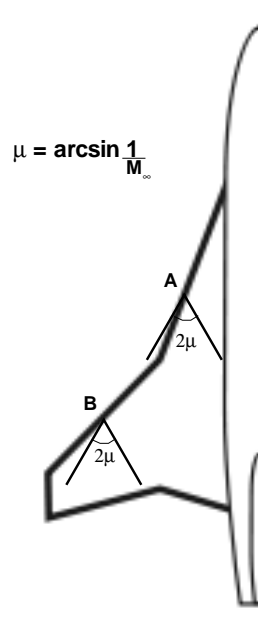


Figura 1.18: *Cranked Wing*: bordo di attacco misto supersonico/subsonico

## 1.15 Completamento dell'architettura

Nei paragrafi precedenti si è costruita in maniera razionale l'architettura fondamentale di un velivolo che possa volare in modo stabile trasportando un carico pagante, e costituito quindi da fusoliera, ala ed impennaggi, sistema propulsivo.

Naturalmente occorre prevedere molti altri apparati sull'aeromobile. Un certo numero di questi operano secondo lo stesso principio di funzionamento delle ali, e cioè utilizzano al meglio una certa pressione dinamica locale: tra gli altri, ad esempio, sono importanti il sistema di ipersostentazione (serve a ridurre la velocità minima di sostentamento), le parti mobili degli impennaggi (equilibratore e timone), gli alettoni (disposti verso le estremità delle ali, di bassa e di alta velocità) e gli *spoiler*, i freni aerodinamici. Poi ci sono numerosi altri componenti l'architettura, inseriti magari per funzioni specifiche di un certo aeromobile. Per ora è prematuro un discorso su come si realizzano questi componenti dell'architettura il cui funzionamento si basa su effetti aerodinamici, ma per il seguito il lettore dovrebbe conoscerne con certo dettaglio la funzione, la nomenclatura, le caratteristiche principali, il modo di funzionare. Numerose sono le fonti cui riferirsi: in particolare, (1).

Se si va a confrontare i prodotti che l'industria realizza con le idee ed i concetti che il mondo della ricerca sta sviluppando e con i prototipi che si stanno sviluppando si vedrà che la macchina aerea così come oggi è concepita, progettata e realizzata è ancora 'rudimentale'. Ma sarà sempre così, rispetto alla punta del livello tecnologico si devono preferire procedure e prodotti consolidati: si può certamente concepire un prodotto più avanzato, ma... si riuscirà a tradurre l'idea in un progetto effettuabile?

Oggi si procede integrando vari componenti, e il prodotto finale è 'integrato' solo nella mente del progettista. Alla fine della progettazione e dopo le verifiche ed i collaudi spesso è necessario procedere ad interventi, a volte non secondari: il prof. Losito parlava di 'pezze a colore' che spesso si possono osservare anche sulle superfici di aerei oggi operativi (turbolatori, promotori di stallo, *fences*...).

È ampiamente conosciuto e discusso in questi giorni, A.D. 2009, il caso di un velivolo della BOEING dichiarato innovativo sotto numerosi punti di vista e lanciato un lustro fa, il modello 787: la progettazione integrata e la costruzione, che avrebbero dovuto vedere tempi ridotti alla

metà rispetto a prodotti di generazione immediatamente precedente, è durata esattamente come nel passato recente, ed inoltre tutta una serie di innovazioni tecnologiche -alcune delle quali di impatto non certo sul mercato- si sono dimostrate immature. Complessivamente il progetto al momento non sembra un grande successo.

## 1.16 Sul concetto di velocità di/in un fluido

### FLUIDOSTATICA - LA VELOCITA' PECULIARE

Si consideri un fluido non necessariamente monocomponente, in condizioni di equilibrio termodinamico, ad esempio, aria contenuta in una scatola con pareti adeguatamente rigide, impermeabili, adiabatiche.

Le molecole costituenti il fluido hanno, ad ogni istante, una loro velocità che cambia continuamente nel tempo, in dipendenza degli urti con le pareti e tra molecole, la velocità peculiare, o di agitazione molecolare, il cui valore medio temporale dipende dalla temperatura, della quale è una misura. Rispetto ad un osservatore che vede la scatola ferma il risultante delle velocità, opportunamente pesate, di tutte le particelle è nullo.

La pressione termodinamica che si può misurare sulle pareti della scatola è la media risultante dagli scambi di quantità di moto legati agli urti delle molecole su ciascun punto della superficie. La pressione in un punto interno alla scatola può essere 'costruita' a partire dal meccanismo di scambio di quantità di moto legato agli urti.

La teoria Cinetica dei Gas costituisce un valido strumento per modellare tutto ciò in moltissime circostanze e con ottima approssimazione.

### L'IPOTESI DEL CONTINUO: DALLA FORMULAZIONE PARTICELLARE AL CAMPO

Quando in un volume abbastanza piccolo rispetto alle dimensioni del sistema in esame c'è un numero opportunamente grande di molecole, per la maggior parte delle applicazioni ci si può svincolare dalle proprietà attuali delle particelle legate all'agitazione molecolare. Si introduce l'Ipotesi del Continuo, largamente verificata nelle Scienze del Volo. In concreto, è 'piccolo' lo spazio che due particelle percorrono tra due urti consecutivi.

Se l'Ipotesi del Continuo è accettabile è possibile concentrare in un punto il moto di tutte le molecole contenute in un volume "abbastanza piccolo" mediante un procedimento di media pesata<sup>4</sup>. Si può introdurre il concetto di densità di massa, intesa come rapporto tra la massa di tutte le molecole contenute nel piccolo volume e la misura di tale volume. La velocità di massa è definita come media delle velocità delle particelle contenute del volume, pesata rispetto alle densità delle specie presenti: si applica questa velocità media nel centro del volume, e si definisce il campo delle velocità. La procedura si estende ad altre proprietà delle particelle: si è passati dalle particelle singole al punto e si è costruito il fondamentale concetto di campo.

Quando un oggetto si muove in un fluido sono diverse le approssimazioni che si possono fare: ma le grandezze termofluidodinamiche saranno sempre considerate proprietà di campo e non delle particelle.

Il campo di moto è quindi un concetto astratto ma fondamentale per risolvere a priori, e senza troppe perdite di informazione, i problemi che derivano dalle difficoltà di descrizione del moto peculiare delle molecole (che è invece un concetto ben definito ma di difficile manipolazione).

### SCORRIMENTO LUNGO UNA SUPERFICIE

Nell'Ipotesi del Continuo si usa dire che le particelle lambiscono le superfici solide, intendendo che non vi impattano. Ora la cosa è vera solo nel campo 'mediato'. Nella realtà le particelle urtano

<sup>4</sup>In questo contesto il volume deve essere "abbastanza piccolo" rispetto alla dimensione caratteristiche del sistema che si sta analizzando, ma nel contempo deve essere abbastanza grande da contenere un numero statisticamente significativo di particelle: quando l'individuazione di un volume con queste caratteristiche non è realizzabile l'Ipotesi del Continuo viene meno.

e rimbalzano (da qui viene la pressione) ed è la velocità di massa che non ha una componente normale alla superficie solida: in particolare: - nel modello Euleriano la velocità di campo può essere non nulla sulla superficie; - nel modello viscoso detta velocità è nulla (alla parete non c'è moto relativo tra corrente e superficie solida), e si introduce, in molti casi, il concetto di strato limite, inteso come quella piccola porzione in cui 'funzionano' (in modo significativo) gli effetti della viscosità.

In un punto di ristagno ed in campo Euleriano le particelle 'macroscopiche' arrivano in direzione perpendicolare alla superficie, ma con velocità nulla: dunque si può dire che nemmeno in questo caso c'è urto tra corrente e superficie.

## MOTO LAMINARE E MOTO TURBOLENTO

Si supponga di avere a che fare con un moto macroscopicamente stazionario, o permanente (vuol dire che osservando da lontano non si notano variazioni significative delle velocità di massa nel tempo). Se ora si osserva il moto da vicino si può notare che in realtà in ogni punto del campo le componenti della velocità di massa secondo una terna di riferimento prescelta possono avere diversi andamenti in funzione del tempo. Il moto in un punto viene detto laminare se queste componenti sono costanti nel tempo; il moto viene detto turbolento se queste componenti oscillano nel tempo in modo irregolare. In questo secondo caso il valore medio delle componenti della velocità su un intervallo di tempo piccolo ma significativo definisce la velocità media: si noti che questa velocità media non coincide con la velocità di massa, che per definizione di moto turbolento è variabile nel tempo. Le differenze tra i valori di ciascuna delle componenti effettive di velocità e le relative componenti mediate si chiamano fluttuazioni turbolente (ed il loro valore medio è nullo).

Nel caso delle scienze del Volo il moto dell'aria a monte e lontano dall'aeromobile ha un certo livello di turbolenza (nella modellistica si parla di turbolenza iniziale o turbolenza asintotica) essenzialmente dettato dalle condizioni meteorologiche.

Nella maggior parte delle applicazioni pratiche si ha a che fare con flussi di tipo turbolento, cioè con flussi che si sviluppano principalmente in una direzione e nei quali si individuano moti disordinati e caotici non di singole particelle o molecole, come si suppone, ad esempio, nella teoria cinetica dei gas, ma di macroscopiche masse di fluido di varia grandezza; tutto ciò si riflette nel fatto che le variabili fluidodinamiche, in un determinato punto del campo di moto, non sono costanti nel tempo e presentano delle fluttuazioni irregolari ad alta frequenza.

Un flusso turbolento è talmente complesso da sembrare difficilmente accessibile da un punto di vista matematico. D'altronde gli effetti della turbolenza sono tali (ad esempio, l'aumento degli effetti viscosi, e quindi della resistenza, la possibilità di realizzare un campo di moto del tutto diverso da quello che si avrebbe nel caso di flusso laminare) da non potersi trascurare: anzi, essi sono dominanti.

Le difficoltà di una formulazione matematica della turbolenza possono essere grandemente ridotte se si suppone di considerare solo *fully developed turbulent streams*: in questi casi è possibile e conveniente effettuare la decomposizione di una qualunque grandezza termofluidodinamica  $f$  in due termini ponendo

$$f = \bar{f} + f'$$

dove si è indicato con  $\bar{f}$  il valore medio nel tempo di  $f$

$$\bar{f} = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} f dt$$

e con  $f'$  la fluttuazione di  $f$  rispetto al valore medio; l'intervallo di integrazione  $T$  deve essere abbastanza elevato in modo tale che  $\bar{f}$  (nel caso di un fenomeno macroscopicamente stazionario) sia indipendente dal tempo: in generale, data l'alta frequenza delle oscillazioni dovute alla turbolenza, si sceglie un intervallo di tempo dell'ordine di grandezza dei secondi. In questi casi si dice che il moto è quasi stazionario.

Questa decomposizione si può applicare a tutte le grandezze termofluidodinamiche del campo di moto. In particolare, in Fig. 1.18 si riportano, per un punto del campo, gli andamenti della velocità effettiva, di quella media e delle fluttuazioni per un moto stazionario (a) e non (b).



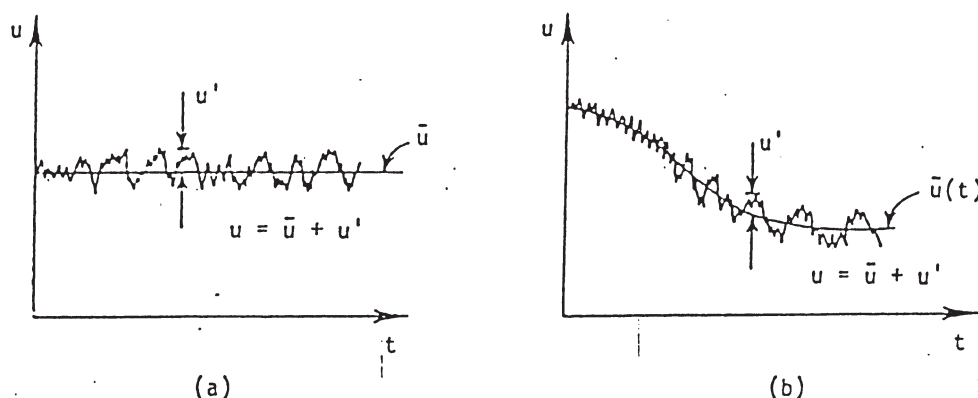


Figura 1.19: Fluttuazioni della velocità: (a) - moto stazionario; (b) - moto instazionario

In genere una misura dell'intensità della turbolenza in un punto del campo può essere data dalla grandezza

$$T = \frac{1}{V_\infty} \sqrt{\frac{1}{3}(u'^2 + v'^2 + w'^2)}$$

che è una misura dell'energia cinetica associata alla turbolenza (rispetto all'energia cinetica della corrente asintotica).

Indicando con  $f$  e  $g$  due variabili dipendenti e con  $s$  una qualsiasi delle variabili indipendenti  $x$ ,  $y$ ,  $z$  o  $t$ , è facile verificare la validità delle seguenti formule per le operazioni di media:

$$\overline{f + g} = \overline{f} + \overline{g} \quad \overline{f \cdot g} = \overline{f} \cdot \overline{g} \quad \frac{\partial \overline{f}}{\partial s} = \overline{\frac{\partial f}{\partial s}} \quad (1.28)$$

Per *fully developed turbulent streams* le fluttuazioni sono rappresentabili mediante delle funzioni dello spazio e del tempo. È ovvio constatare, in base alle definizioni ora date, che i valori medi di tali funzioni sono nulli, cioè

$$\frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} f' dt = \overline{f'} = 0 \quad (1.29)$$

La presenza delle fluttuazioni turbolente incrementa la resistenza alla deformazione: si produce cioè un aumento *apparente* della viscosità. Questo fondamentale aspetto del moto turbolento può essere spiegato mediante considerazioni di tipo fisico.



## Capitolo 2

# Il trattamento delle geometrie di interesse aeronautico

### 2.1 Premessa

È fondamentale per un ingegnere aeronautico conoscere le basi e alcuni strumenti per il trattamento delle geometrie tipiche del proprio campo di interesse. In effetti, per le applicazioni professionali di progetto è indispensabile sapere descrivere in modo opportuno le forme degli oggetti su cui applicare le teorie ed i metodi studiati, nonché saper analizzare le loro caratteristiche geometriche peculiari; solo raramente queste forme sono "semplici", o ammettono comunque una descrizione analitica in forma chiusa. Tutto questo viene in parte trattato nei corsi di Analisi, Geometria e Disegno; utili nozioni complementari possono essere acquisite in corsi che trattano questioni di Calcolo Numerico.

Si può aggiungere che il progettista aeronautico ha spesso a che fare con pacchetti grafici CAD, a volte molto complessi, associati ad opportuni elaboratori o a terminali con particolari caratteristiche grafiche.

Pertanto in quest'ambito si vogliono analizzare alcune questioni inerenti la descrizione della geometria, in riferimento alla progettazione aerodinamica; per semplicità si rimarrà in un ambito 2D. Per quanto riguarda il trattamento delle geometrie invece si daranno anche alcuni accenni relativamente a forme 3D.

Non si accennerà ad uno degli aspetti fondamentali della moderna analisi aerodinamica, la discretizzazione dello spazio attorno ad una assegnata configurazione: si rimanda per questo ad altre discipline.

### 2.2 La geometria dei profili alari

La geometria dei profili alari viene spesso trattata in termini di composizione di una linea media e di una distribuzione di spessore, (1), (6); questi due componenti peraltro sono spesso definiti in modo non univoco. Dette  $z_t(x)$  e  $z_c(x)$  le distribuzioni di spessore e linea media, le coordinate  $(x, z)$  di un punto del profilo sono, Fig. 2.1,

$$\left. \begin{aligned} x_{u,l} &= x \mp z_t \sin \theta \\ z_{u,l} &= z_c \pm z_t \cos \theta \end{aligned} \right\} \textit{Metodo USA} \quad (2.1)$$

$$\left. \begin{aligned} x_{u,l} &= x \\ z_{u,l} &= z_c \pm z_t \end{aligned} \right\} \textit{Metodo Europeo} \quad (2.2)$$

ed i suffissi  $u$  e  $l$  si riferiscono al dorso ed al ventre: è evidente che le due descrizioni conducono a forme geometricamente differenti.

Spesso la forma del profilo nelle immediate vicinanze del bordo d'attacco viene descritta esplicitamente mediante il valore del raggio del cerchio osculatore nel punto  $(0,0)$ , ed il cui centro si pone sulla tangente alla linea media nel bordo d'attacco.

Se si ha una geometria definita per punti le definizioni di linea media e distribuzione di spessore che seguono dalle decomposizioni (2.1) e (2.2) sono diverse. In particolare, secondo il metodo USA la linea media è il luogo dei centri dei cerchi inscritti nel profilo, mentre secondo il metodo Europeo essa è il luogo dei punti medi delle secanti al profilo secondo rette perpendicolari all'asse  $x$ . La distribuzione di spessore segue poi da quella della linea media: nel metodo USA il semispessore coincide con il raggio dei cerchi inscritti, nel metodo Europeo con la distanza del punto del profilo dalla linea media, misurata lungo  $z$ .

Per numerosi profili, e comunque per quelli di più recente sviluppo, la geometria è assegnata direttamente per punti; esistono poi numerose famiglie di profili con descrizione analitica non definiti mediante linea media e spessore (profili Joukowski e Karman-Trefftz, ad esempio).

In tutti questi casi è possibile a posteriori, se necessario, risalire alle distribuzioni di linea media e spessore tramite le (2.1) e (2.2).

Resta il fatto fondamentale, e non solo concettuale, che le prestazioni di un profilo sono condizionate in modo differente dagli effetti dello spessore e linea media.

Nel seguito tutte le dimensioni saranno riferite alla corda  $c$ .

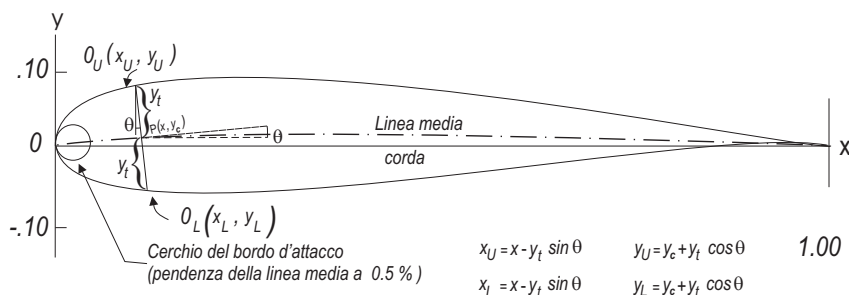


Figura 2.1: Descrizione della geometria dei profili NACA

## 2.3 Famiglie di profili alari delle serie NACA

Nello sviluppo della tecnologia dei profili la NACA ha compiuto un lavoro assolutamente centrale generando una grande quantità di geometrie adatte al volo: le cosiddette famiglie di profili NACA a quattro cifre (anni '30), cinque cifre (anni '35) e laminari (anni '40), che sono state e sono di fondamentale importanza nel disegno delle ali.

Una famiglia di profili è caratterizzata da un limitato numero di linee medie ed un limitato numero di distribuzioni di spessore (*Basic Mean Lines and Basic Thickness Forms*): combinando insieme una linea media ed uno spessore è possibile ottenere una grande quantità di geometrie di profili alari (di quella famiglia).

Di un certo numero di profili di ciascuna famiglia saranno disponibili

- la geometria;
- opportune distribuzioni di dati teorici che, combinati insieme secondo cosiddetto il metodo NACA, possono validamente descrivere il campo di moto Euleriano che si realizza sul profilo in diverse condizioni;
- una rilevante mole di dati sperimentali che ne descrivono il comportamento nella galleria del vento.

Le procedure (2.1, 2.2) sono valide per la determinazione della geometria. In particolare, la descrizione dei profili NACA a quattro e cinque cifre è completamente analitica, mentre per alcuni profili NACA laminari è analitica solo la descrizione della linea media.

L'argomento è esaurientemente trattato in (6). Non si propongono quindi in dettaglio i cenni storici (che riguardano la "scoperta" della necessità di separare gli effetti della forma in pianta

da quelli del profilo e le classiche esperienze di Gottingen, passando poi per i profili CLARK Y e GOTTINGEN). Può essere utile approfondire, oltre a questi aspetti, anche la caratterizzazione, dal punto di vista aerodinamico, delle diverse famiglie, evidenziandone le analogie e le diversità.

### 2.3.1 Profili NACA a quattro e cinque cifre

Si tratta delle prime due famiglie generate dalle sistematiche indagini teoriche e sperimentali sviluppate dalla NACA a partire dagli anni '20 per le basse velocità di volo all'epoca consentite dalla tecnologia. Si riportano di seguito la nomenclatura e le relazioni necessarie per determinare le coordinate dei punti dei profili delle famiglie a 4 o 5 cifre. Si fa presente che comunque per questi profili la NACA fornisce tabelle che contengono, insieme ad altre informazioni, anche le coordinate di un certo numero di punti della linea media e della distribuzione di spessore.

NOMENCLATURA PER UN PROFILO NACA A QUATTRO CIFRE DEL TIPO  $mpxx$

- il gruppo  $mp$  individua la linea media; in particolare
  - $m$ , in centesimi, è la freccia massima;
  - $p$ , in decimi, è l'ascissa della freccia massima;
- $xx$  è lo spessore percentuale (in centesimi)

NOMENCLATURA PER UN PROFILO NACA A CINQUE CIFRE DEL TIPO  $rssxx$

- il gruppo  $rss$  individua la famiglia; in particolare;
  - $r$ , in decimi, è uguale a  $2/3$  del coefficiente di portanza ideale o di progetto  $C_{li}$ ;
  - $ss$ , in centesimi, è il doppio dell'ascissa di massima freccia;
- $xx$ , in centesimi, è lo spessore percentuale.

DISTRIBUZIONE DI SPESSORE PER I PROFILI NACA A QUATTRO O CINQUE CIFRE

Se  $\tau = xx/100$  è lo spessore massimo del profilo, la distribuzione di spessore per il dorso e per il ventre per le famiglie a 4 e 5 cifre si calcola mediante la relazione

$$z_t = \frac{\tau}{.20} \left( .29690\sqrt{x} - .12600x - .35160x^2 + .28430x^3 - .10150x^4 \right) \quad (2.3)$$

mentre il bordo d'attacco va raccordato con un cerchio di raggio  $r = 1.1019\tau^2$ . Si osserva che questi profili hanno il bordo di uscita aperto.

LINEA MEDIA

Per i profili a 4 cifre la linea media è costituita da due archi di parabola che hanno in comune il vertice nel punto  $(p, m)$ , essendo  $m$  la freccia massima e  $p$  la relativa ascissa; l'equazione della linea media è

$$\begin{aligned} z_c &= \frac{m}{p^2} (2px - x^2) & 0 \leq x \leq p \\ z_c &= \frac{m}{(1-p)^2} \left[ (1-2p) + 2px - x^2 \right] & p \leq x < 1 \end{aligned} \quad (2.4)$$

La linea media dei profili a 5 cifre è descritta come

$$\begin{aligned} z_c &= \frac{1}{6} k_1 \left[ x^3 - 3mx^2 + m^2(3-3)x \right] & 0 \leq x \leq m \\ z_c &= \frac{1}{6} k_1 m^3 (1-x) & m \leq x < 1 \end{aligned} \quad (2.5)$$

dove  $m$  e  $k_1$ , oltre a  $p$ , che è l'ascissa di freccia massima, si ricavano, per una serie di linee medie, dalla Tabella seguente, (6), pag. 116.

Mean-line designation	Position of camber $p$	$m$	$k_1$
210	0.05	0.0580	361.4
220	0.10	0.1260	51.64
230	0.15	0.2025	15.957
240	0.20	0.2900	6.643
250	0.25	0.3910	3.230

Tabella 2.1: Tabella per le linee medie della famiglia NACA a 5 cifre

### 2.3.2 La famiglia di profili NACA della Sesta Serie Laminare

Lo sviluppo della tecnologia dei profili laminari fu affrontato dalla NACA alla vigilia della seconda guerra mondiale, quando i progressi in campo propulsivo cominciavano a consentire velocità di volo elevate, comunque subsoniche, per le quali la penalità dovuta alla resistenza diventava troppo onerosa per ali con profili NACA a quattro o cinque cifre. L'obiettivo di avere profili con resistenza in alta velocità (e quindi in un limitato intervallo di valori del coefficiente di portanza centrato intorno al coefficiente di portanza di progetto  $C_{li}$ ) inferiore rispetto ai profili convenzionali fu peraltro raggiunto dopo notevoli sforzi e tentativi. Infatti i profili che soddisfecero i requisiti di resistenza e contemporaneamente si rivelarono adatti a tutte le altre fasi del volo appartengono alla cosiddetta Sesta Serie Laminare: delle serie fino alla Sesta risultarono (e risultano) operativi solo quelli della Prima Serie, impiegati fondamentalmente dalla NACA per lo sviluppo delle sezioni delle pale delle eliche NACA.

In realtà un impiego importante della tecnologia dei profili laminari si ebbe negli anni '50 e '60, quando si utilizzarono profili della Sesta Serie per le superfici portanti dei velivoli transonici. La motivazione non è la laminarità del flusso, che, garantita in certe condizioni di volo subsonico, viene in genere completamente perduta quando il profilo attinge condizioni di volo transonico: si può mostrare che certi profili laminari in condizioni transoniche possono (ma è solo una possibilità!) assicurare prestazioni di buona qualità.

Come per i profili a 4 e 5 cifre, per i profili laminari la NACA fornisce in tabella le coordinate di diverse linee medie e diverse distribuzioni di spessore, dalla combinazione delle quali si può ottenere un certo numero di profili laminari.

Si riporta di seguito la nomenclatura che conduce alla caratterizzazione della geometria e delle prestazioni dei profili laminari della Sesta Serie NACA.

#### NOMENCLATURA

In realtà esistono numerose varianti di una nomenclatura base alla quale ci si riferirà qui, (6). Può essere utile, per chiarezza, fare riferimento alla sigla di un generico profilo di questa famiglia, ad esempio il profilo NACA 65<sub>3</sub> - 218,  $a = .8$ .

La prima cifra della sigla -6- corrisponde alla famiglia, la seconda -5- è, in decimi, l'ascissa fino alla quale, nelle condizioni di progetto, il deflusso è laminare sul dorso e sul ventre. La semiestensione della sacca di bassa resistenza, verso l'alto e verso il basso, a partire dal coefficiente di portanza ideale, è indicata (in decimi) come suffisso della seconda cifra -3-: in sua assenza si deve intendere che l'estensione è inferiore al decimo. La prima cifra dopo il trattino indica, in decimi, il coefficiente di portanza  $C_{li}$  centro della sacca laminare -2-, le due ultime cifre, lette insieme, indicano, in centesimi, lo spessore del profilo. La forma della linea media è indicata mediante il valore di  $a$  assegnato dopo la virgola (in questo caso la linea media è quella relativa ad  $a=.8$ ): in assenza di questa indicazione la linea media è quella relativa ad  $a=1$ .

#### LINEA MEDIA

Il valore di  $a$  indica, in decimi, l'ascissa fino alla quale il carico sulla linea media è costante, a

partire dal bordo di attacco; dall'ascissa  $a$  e fino al bordo di uscita il carico decresce linearmente fino a 0: la linea media  $a=1$  ha carico costante dal bordo di attacco al bordo di uscita.

La geometria si riferisce a  $C_{li} = 1$  (ad  $\alpha = 0$ ): i punti della linea media assegnata si determinano scalando tutte le ordinate di un fattore pari al valore assegnato di  $C_{li}$ .

Anche se la linea media dei profili laminari è analitica, la NACA ne fornisce in tabella le coordinate e le pendenze per un certo numero di punti.

#### SPESSORE

Le distribuzioni di spessore sono descritte dalla NACA per punti. Per un certo profilo la distribuzione di spessore è quella del profilo simmetrico di riferimento, *Basic Thickness Form*, la cui sigla si ottiene a partire dalla sigla assegnata ponendo  $C_{li} = 0$ . Per il profilo NACA  $65_3 - 218$ ,  $a = .8$  la *Basic Thickness Form* sarà allora il profilo NACA  $65_3 - 018$ .

#### DETERMINAZIONE DELLA GEOMETRIA

La combinazione di spessore e linea media, (2.1) o (2.2), determina la geometria del profilo assegnato.

## 2.4 Trattamento delle geometrie descritte in forma tabulare

Associata all'analisi aerodinamica, una descrizione opportuna della geometria è di fondamentale importanza: per geometrie assegnate o numericamente o analiticamente può essere indispensabile descrivere molto dettagliatamente il contorno della superficie nella regione dei bordi o in qualche tratto dove si prevede un comportamento fluidodinamico particolare.

In linea di principio è la fisica stessa del problema ad imporre di infittire la descrizione della geometria nelle regioni dove la curvatura è maggiore (spesso le variazioni più brusche delle grandezze fluidodinamiche si hanno laddove il valore della curvatura superficiale è grande, e si intuisce che per descrivere una funzione che presenta rapide variazioni è necessario un numero di punti adeguatamente elevato); inoltre per particolari condizioni iniziali od al contorno forti variazioni (od addirittura discontinuità, in campo non lineare) possono presentarsi anche in zone geometricamente molto regolari.

Infine, è spesso il "committente" del calcolo a richiedere soluzioni con particolari requisiti di dettaglio in certe parti del campo di moto.

### 2.4.1 Profili alari

Quando la geometria di un profilo è assegnata in forma tabulare sono disponibili le coordinate di un certo numero di punti opportunamente distribuiti. Questo numero può essere dell'ordine delle decine, come per i profili NACA della Sesta Serie Laminare o per i profili per basse velocità riportati in (7), delle centinaia, come nel caso dei profili moderni, o delle migliaia, come richiesto dalle macchine a controllo numerico che lavorano le superfici.

In ogni caso, in generale, per l'analisi aerodinamica

- è necessario un numero di punti dell'ordine delle centinaia;
- la distribuzione dei punti sulla superficie può essere diversa da quella assegnata;
- può essere necessario migliorare la qualità della descrizione geometrica per eliminare tutte quelle irregolarità che possono inficiare il comportamento del profilo.

È pertanto necessario trattare adeguatamente queste geometrie con strumenti matematici e numerici. Fondamentale in tal senso è la possibilità di interpolare una tabella assegnata con tecniche di tipo Spline, descritte in qualunque testo di Calcolo Numerico, (8).

Si vuole qui indicare come di solito viene trattata una geometria bidimensionale descritta mediante una tabella di punti prima di procedere all'analisi aerodinamica.

1. Preliminarmente, si descrive parametricamente la geometria di un profilo alare (o di ciascun componente di una geometria a più elementi) secondo un riferimento curvilineo, detto intrin-

seco, che parte dal bordo di uscita, Fig. 2.2; il parametro sarà l'ascissa curvilinea  $s$  che corre lungo la poligonale formata dai punti assegnati, ed ogni punto avrà coordinate  $[x(s), z(s)]$ .

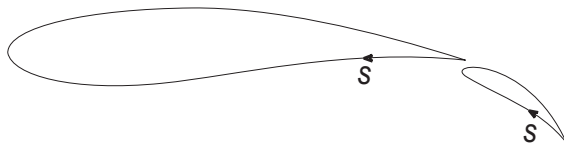


Figura 2.2: Il sistema di riferimento curvilineo per un elemento di un profilo

2. Si verifica la regolarità della distribuzione di curvatura; se necessario, si procede ad una "lisciatura" numerica della superficie assegnata, Fig. 2.3: poiché in questo caso si modifica la geometria, è necessario seguire procedure standard, comuni, in genere, a tutto il mondo aeronautico.

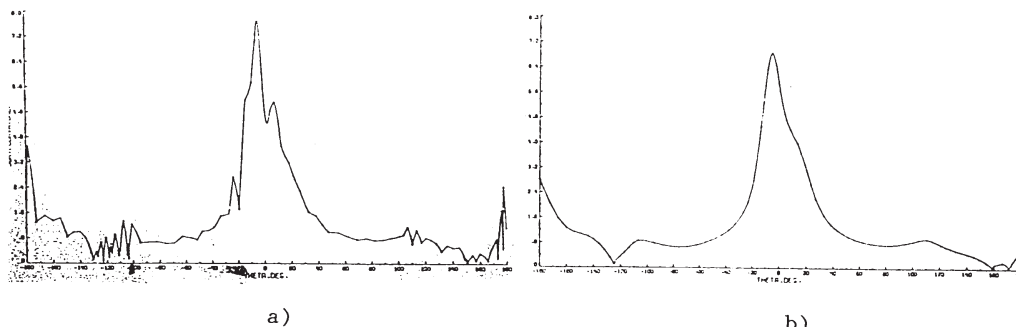


Figura 2.3: Curvatura intrinseca di un profilo alare in funzione dell'ascissa curvilinea a) senza e b) con lisciatura

3. Se opportuno, si procede ad una redistribuzione o ad un infittimento dei punti secondo a) la specifica dei metodi che si vogliono impiegare e b) i risultati che si prevede di ottenere.

Per le operazioni di cui ai punti 2) e 3) si ricorre, in genere, all' interpolazione Spline di tipo cubico, con le più opportune condizioni di chiusura.

Per i profili alari (o comunque forme sottili) una descrizione che fornisce un infittimento sui bordi che in generale risulta soddisfacente si ottiene facilmente con la procedura seguente.

1. Una preliminare suddivisione della corda mediante la legge detta del coseno genera una distribuzione di punti detta "alla Tchebycheff": per individuare  $M$  punti sulla corda (di lunghezza unitaria) si ha

$$x_i = .5(1 - \cos \theta_i), \quad \theta_i = (i - 1)\pi / (M - 1), \quad i = 1, M \quad (2.6)$$

2. I punti del contorno sono quelli corrispondenti (secondo il metodo Europeo ed Americano) ai punti della corda così determinati.

È da notare che sul cerchio questo metodo genera una distribuzione di punti equispaziati. Comunque altri tipi di infittimento possono essere pensati ed introdotti in modo agevole.

## 2.5 Forme 3D

In campo tridimensionale è norma impiegare una discretizzazione della superficie ottenuta mediante pannelli a forma di quadrilatero sghembo, Fig. 2.4. Il problema dell'infittimento è ovviamente



importante come nel caso  $2D$ , ma per la sua soluzione, fortemente dipendente dalla specifica geometria, è impossibile pensare a regole generali (si pensi, ad esempio, alle differenze che esistono tra l'ala, la fusoliera e la presa d'aria, per rimanere in ambito velivolistico).

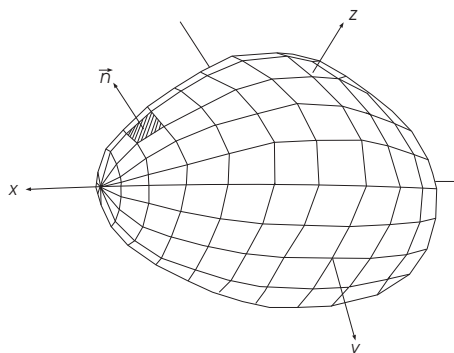


Figura 2.4: Discretizzazione di una forma  $3D$

In relazione al metodo dei pannelli piani, ampiamente usato oggi dall'industria aeronautica, è interessante descrivere il modo di passare dalla geometria così come descritta mediante quadrilateri per il calcolo aerodinamico alla sua "interpretazione" da parte del solutore. Si fa l'ipotesi che la descrizione della geometria disponibile sia topologicamente equivalente ad un grigliato  $2D$ , eventualmente con degenerazioni dovute al tipo di geometria; è anche possibile che la geometria sia descritta mediante parti (*patches*) che la ricoprono, ognuna resa equivalente ad un grigliato  $2D$ .

Purtroppo per definire i pannelli piani non si può impiegare la descrizione di cui si dispone in quanto i quadrilateri risultano essere sghembi (in generale, per quattro punti dello spazio non passa un piano).

La procedura standard con la quale si genera la pannellazione effettiva che sarà trattata dal solutore viene qui illustrata: si mostrerà, Fig. 2.5, come viene costruito un pannello, a partire dai quattro punti assegnati, ad esempio  $A, B, C$  e  $D$ .

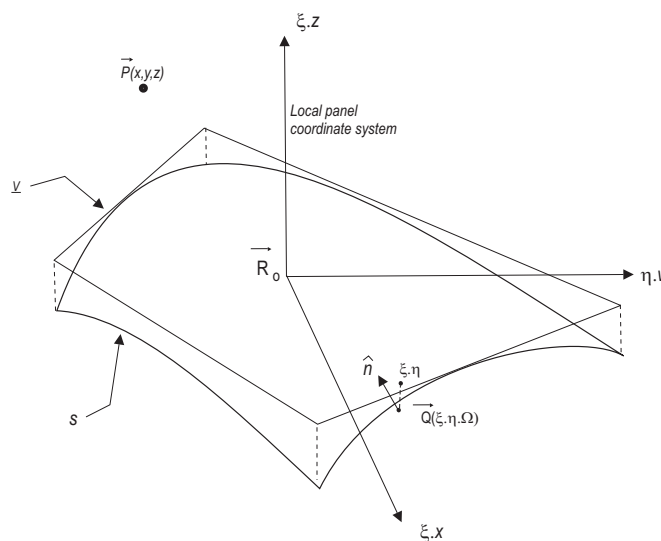


Figura 2.5: Generazione di un pannello quadrilatero

1. Si definisce il centroide del pannello come quel punto le cui coordinate sono la media delle

coordinate dei punti assegnati (in generale non complanari):

$$\begin{aligned} XP &= (XA + XB + XC + XD)/4 \\ YP &= (YA + YB + YC + YD)/4 \\ ZP &= (ZA + ZB + ZC + ZD)/4 \end{aligned} \quad (2.7)$$

2. Si assume come normale  $\mathbf{n}$  del pannello il versore del prodotto vettoriale tra le due diagonali del quadrilatero  $ABCD$

$$\mathbf{n} = \text{vers}[(C - A) \wedge (D - B)] \quad (2.8)$$

applicato nel centroide.

3. Si assume come piano del pannello il piano di normale  $\mathbf{n}$  passante per il centroide.  
4. Si ottengono i vertici del pannello proiettando i punti  $A, B, C$  e  $D$  sul piano del pannello (rispettivamente in  $A', B', C'$  e  $D'$ ).

Si rileva immediatamente il punto più delicato di questa procedura (peraltro universalmente accettata, e standardizzata, in ambito industriale): i pannelli adiacenti non hanno lati in comune, in generale.

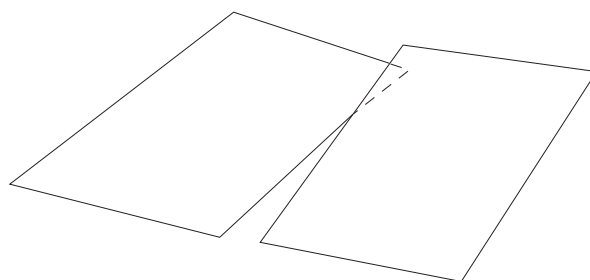


Figura 2.6: Perdita di connessione della superficie descritta a pannelli

Anche partendo da una geometria regolare, si arriva quindi ad una descrizione a pannelli che presenta, in generale, delle "fessure" tra pannello e pannello, Fig. 2.6: questo fatto viene "visto" dal solutore fluidodinamico, che, a causa della presenza di flussi spuri attraverso le fessure ("leakage flows"), calcolerà una soluzione sicuramente non bene approssimata.

Questo tipo di errore, dovuto esclusivamente ai difetti intrinseci nell'impiego di pannelli piani quadrilateri, è tanto più piccolo quanto più fine è la discretizzazione: peraltro un aumento del numero di pannelli presenta altri inconvenienti (in termini di un aumento non lineare del tempo di calcolo nei metodi a pannelli).

## 2.6 ESERCIZI

ESERCIZIO 1. Disegnare un profilo alare della famiglia a 4 cifre ed uno della famiglia a 5 cifre. Disegnare quindi, sovrapposti, due profili delle due famiglie aventi *a)* uguale spessore, *b)* uguale freccia massima, *c)* uguale posizione di freccia massima.

N.B.: il secondo lavoro prevede un minimo di meditazione.

ESERCIZIO 2. Sviluppare un codice di calcolo per la descrizione continua di geometrie bidimensionali assegnate per punti, applicando preliminarmente ai profili NACA a 4 e 5 cifre per una verifica dell'accuratezza, ed impiegandolo quindi per i profili laminari delle serie NACA.

ESERCIZIO 3: PRE - PROCESSING GEOMETRICO. Progettare un codice di calcolo per generare geometrie bidimensionali. Il codice va costruito progressivamente, aggiungendo di volta in

volta la descrizione dei corpi che verranno presi in esame per l'analisi aerodinamica. Si suggerisce di prevedere un menù per la selezione del tipo di geometria da trattare, cominciando da uno o più dei seguenti oggetti, tutti di interesse aeronautico, Fig. 2.7:

- lastra piana;
- linee medie delle famiglie NACA a 4 e 5 cifre;
- linea media ad arco di cerchio;
- profili NACA a 4 e 5 cifre;
- profilo a sezione ellittica;
- profilo generato mediante le trasformazioni conformi di Joukowski o Karman-Trefftz;
- sezione di missile con ogiva ellittica, prevedendo che la parte poppiera possa essere chiusa o aperta;
- cilindro mancante di un settore circolare di 90 gradi (la "torta"), (oppure un diedro concavo);
- geometria a più componenti (geometricamente non interferenti).

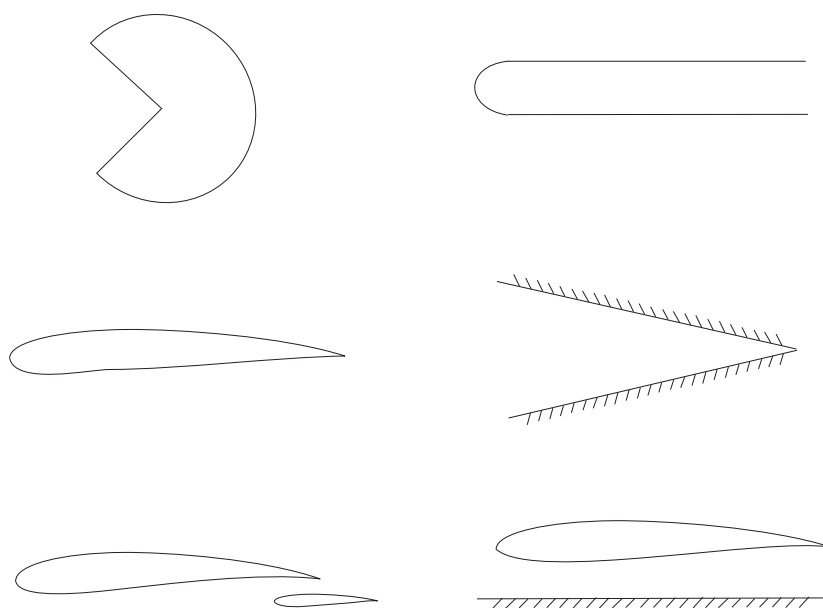


Figura 2.7: Alcuni oggetti bidimensionali di interesse aerodinamico

Prevedere inoltre la possibilità di generare l'immagine speculare della geometria assegnata rispetto ad una fondamentale prefissata.

Si preveda l'assegnazione del numero di punti con cui si descrive la geometria, oltre che di tutti i parametri necessari per la sua individuazione. Si suggerisce di partire dal bordo di uscita, spostandosi in senso orario.

Per la spaziatura dei punti del profilo prevedere almeno le due seguenti diverse modalità di suddivisione della corda:

- in parti uguali;
- con la legge del coseno (spaziatura alla Tchebytschef).

Muovendosi lungo la poligonale ottenuta congiungendo i punti con cui si è discretizzato il profilo (la cosiddetta pannellazione), determinare, tabulare e graficare in funzione dell'ascissa curvilinea  $s$  le grandezze

- $x(s)$ ;
- $z(s)$ ;
- $x'(s)$ ;
- $z'(s)$ ;
- $x''(s)$ ;
- $z''(s)$ ;
- $C(s)$

essendo  $C(s)$  la curvatura intrinseca del profilo (le prime due grandezze costituiscono la descrizione parametrica della geometria, che è il modo più conveniente per trattare geometrie bidimensionali da un punto di vista operativo).

In relazione al generico  $i$ -esimo elemento della poligonale (detto più semplicemente pannello), determinare, tabulare e graficare in funzione di  $s$  le seguenti grandezze:

- $l_i/l_{i-1}$ , essendo  $l$  la lunghezza del pannello;
- $l_i/l_m$ , essendo  $l_m$  la lunghezza media dei pannelli (rapporto tra perimetro della poligonale e numero dei pannelli).

Si fa presente che nella valutazione delle derivate che intervengono nei calcoli suindicati si opera, di norma, per via numerica.

Sviluppare il codice tenendo presente la necessità di un suo interfacciamento con codici di analisi aerodinamica.

## Capitolo 3

# Note complementari sulle ali in campo non viscoso incomprimibile

N.B. Alcuni degli argomenti trattati in questo capitolo riprendono e sintetizzano informazioni dei capitoli precedenti.

### 3.1 Introduzione

In questo capitolo verrà analizzato il comportamento aerodinamico delle ali di forma in pianta arbitraria. In analogia con quanto fatto per il profilo alare, la trattazione delle ali sarà sviluppata secondo il classico modello di moto stazionario, non viscoso, incomprimibile ed irrotazionale. Pertanto il campo di applicazione dei risultati sarà ristretto alle basse velocità ed a piccoli angoli d'attacco, e dunque alle condizioni di crociera per velivoli subsonici.

Come per il profilo, il campo di moto è retto dall'equazione di Laplace nell'incognito potenziale di velocità, con opportune ed appropriate condizioni al contorno. Ma, a differenza dei profili, le ali, se portanti, presentano certamente una resistenza, anche nelle ipotesi ora assunte: la resistenza indotta (dalla portanza).

Le teorie alari che si presenteranno dovranno essere in grado di calcolare in modo appropriato gli effetti della forma in pianta, per la caratterizzazione della quale il parametro più importante è l'allungamento alare. E' da mettere in conto inoltre un altro aspetto architettonico molto importante, lo svergolamento.

Si discuteranno in questo capitolo le teorie linearizzate alla base dei principali risultati, anche operativi, per la descrizione del comportamento delle principali prestazioni dell'ala. In particolare, si presenterà la Teoria della Linea Portante di Prandtl, insieme con il metodo di Multhopp, che resta il metodo più efficiente di calcolo per valutare l'effetto della forma in pianta e dello svergolamento. L'estensione del concetto di linea portante alle ali a freccia secondo il concetto di Weissinger e la teoria di Jones per le ali a delta completano la modellistica approssimata per l'analisi dell'effetto della forma in pianta.

### 3.2 Metodi linearizzati

Alla base dei metodi linearizzati per ali vi sono una serie di assunzioni che vanno oltre quelle -geometriche ed operative- indispensabili perché sia verificato il fatto che le perturbazioni sono 'piccole'. Di fatto, in genere si ha a che fare con ali poco curve, poco spesse, che lavorano a piccoli angoli d'attacco: dunque con ali poco caricate, e cioè con piccoli coefficienti di portanza.

In particolare:

- si suppone che il campo di moto abbia direzioni preferenziali lungo le quali il moto si suppone bidimensionale (la direzione longitudinale e quella trasversale per alti e bassi allungamenti rispettivamente);

- si assume noto il comportamento dei profili (ovviamente abbastanza sottili e poco ricurvi) per i quali il flusso è supposto bidimensionale;

- si introduce un'ipotesi derivante dalla fondamentale teoria di ordine '0' per portanza e resistenza indotta, la Teoria Globale, (1), teoria fondamentale che interpreta semplicemente la legge di Newton  $\underline{F} = m\underline{a}$  ed il principio di conservazione dell'energia.

Viene ritrovato un risultato importante della Teoria Globale per la resistenza indotta: la polare delle ali è parabolica, e la parabola passa per l'origine. L'ala che presenta una distribuzione di carico (lungo l'apertura) di tipo ellittico presenta anche la minima resistenza indotta.

### 3.3 Il modello della Linea Portante di Prandtl per l'ala diritta

L'ipotesi di piccole perturbazioni è alla base della Teoria della Linea Portante di Prandtl per l'ala diritta. L'ala viene vista come una successione (ordinata) di profili alari, ed il campo di moto è supposto bidimensionale in ciascun piano parallelo al piano ( $x - z$ ) lungo l'apertura (ma il campo di moto è differente da piano a piano, sempre): in tal senso si assume noto il comportamento dei profili (ovviamente abbastanza sottili e poco ricurvi) in ciascun piano a patto che si conosca l'angolo d'attacco o il coefficiente di portanza che si ha nella sezione.

L'assunzione di flusso bidimensionale per ciascun profilo è evidentemente verificata solo nelle regioni centrali di un'ala isolata (senza fusoliera), di grande allungamento e poco caricata.

Nel modello di Prandtl l'estensione longitudinale dell'ala 'scompare' e, per ogni sezione dell'ala, l'effetto della portanza generata dal relativo profilo può essere succinto in una circolazione, variabile lungo l'apertura e legata al valore del coefficiente di portanza: si parla comunemente di un vortice di intensità variabile lungo l'apertura (intensità che comunque si annulla alle estremità alari), ed anche il carico lungo l'apertura, che è legato alla portanza, sarà variabile.

La variazione di carico lungo l'apertura -che è consistente con la finitezza dell'apertura- determina la nascita del sistema della vorticità libera a valle dell'ala, vorticità intimamente legata alla variazione di carico lungo l'apertura: nel modello di Prandtl la vorticità libera giace nel piano alare. La vorticità libera ha un suo corrispettivo nella realtà, la scia vorticoso dietro l'ala, che però si mantiene planare solo per valori evanescenti della distribuzione di carico (al limite, per  $C_L = 0$  e per  $C_l(y) = 0 \forall y$ , e cioè quando non c'è più vorticità libera...).

L'effetto della finitezza dell'ala viene introdotto nel modello mediante una variazione dell'angolo d'attacco effettivo  $\alpha_{eff}$  (rispetto all'angolo d'attacco nominale  $\alpha$ ), per ciascun profilo: questo a seguito dell'induzione, in tutto il campo di moto, di una velocità da parte della distribuzione di vorticità libera (il sistema delle velocità indotte).

Poiché la scia vorticoso è contenuta nella striscia di piano  $-b/2 < y < +b/2$ , sul piano dell'ala questa velocità indotta è perpendicolare al piano stesso, e si parla di *downwash* ed *upwash*, con ovvio significato. Sul profilo alare, o meglio sulla vorticità che lo rappresenta, la velocità indotta può essere vista come una variazione dell'angolo d'attacco (e, in minima parte, dell'intensità della velocità asintotica).

Si determina quindi una variazione della velocità che investe la sezione dell'ala, e la portanza del profilo (consistentemente con lo schema bidimensionale assunto) risulta perpendicolare alla velocità effettiva: questa portanza diventa la forza aerodinamica sviluppata dal profilo, il contributo alla portanza dell'ala -che è sempre la componente perpendicolare alla velocità asintotica della forza aerodinamica- si riduce e nasce un contributo di forza lungo la velocità asintotica, che contribuisce a generare una forza resistente, la resistenza indotta dalla portanza.

E' notevole che questa forma di resistenza -di fondamentale importanza nelle Scienze del Volo- esiste quando esiste una portanza *globale* sull'ala, e cioè quando è  $C_L \neq 0$ . Quando invece  $C_L = 0$  non c'è resistenza indotta, anche se lungo l'apertura la distribuzione di carico, e dunque di portanza, non è identicamente nulla: in questo caso si parla di carico basico, ed il gioco di *downwash* ed *upwash* lungo l'apertura darà un contributo di resistenza indotta nullo. Dunque la resistenza indotta è indotta dalla portanza *globale*.

### 3.4 La soluzione di Prandtl per l'ala finita

In (1) è possibile trovare la scrittura delle equazioni della Teoria di Prandtl dell'ala finita, insieme alla soluzione di Prandtl. I risultati più importanti riguardano l'effetto della forma in pianta.

#### 3.4.1 Ala ellittica e carico ellittico

La soluzione basilare dell'ala finita è relativa all'ala cosiddetta ellittica, che è una delle classiche ed importanti soluzioni della Fisica Matematica. Tale soluzione ha proprietà importantissime: in particolare, la soluzione del modello di Prandtl per una forma in pianta qualunque ha come riferimento la soluzione dell'ala ellittica di uguale apertura e superficie, della quale è una perturbazione.

Con la dicitura 'ala a forma in pianta ellittica' si intende un'ala (diritta) la cui distribuzione di corde  $c(y)$  lungo l'apertura obbedisce alla legge

$$\left(\frac{c}{2}\right)^2 + \left(\frac{y}{b}\right)^2 = 1 \quad (3.1)$$

ovvero

$$c(y) = c_r \sqrt{1 - \eta^2} \quad , \quad \eta = y/b/2 \quad (3.2)$$



Figura 3.1: Forma in pianta di tipo ellittico

Le (3.1), (3.2) descrivono un'ellisse i cui diametri sono l'apertura alare  $b$  e la corda in mezzeria (l'apertura è maggiore della corda alla radice per i velivoli convenzionali, mentre per ali a delta, può accadere il contrario). Si fa presente che ad una distribuzione di corde di tipo ellittico non corrisponde in genere un'ellisse come forma in pianta, Fig. 3.1.

Se

- le corde di tutti i profili sono complanari (ala non svergolata geometricamente),
- tutti i profili dell'ala, ancorché di corda di lunghezza differente, hanno la stessa forma (ala non svergolata aerodinamicamente),
- le condizioni di volo sono tali da assicurare che il valore del numero di Mach di volo è basso in misura tale da garantire piccoli effetti di comprimibilità,
- si trascurano gli effetti della viscosità,

un risultato fondamentale è che la distribuzione di carico è anch'essa ellittica, (1), pag. 260:

$$\gamma = a_1 \sqrt{1 - \eta^2} \quad (3.3)$$

$a_1$  è una costante adimensionale, funzione della geometria della pianta ellittica (e dunque della corda alla radice e dell'apertura) e della caratteristica aerodinamica del profilo.

Un'ala ellittica non svergolata nè geometricamente nè aerodinamicamente realizza dunque un carico ellittico, un carico cioè che ha lo stesso andamento delle corde: quindi il coefficiente di portanza di ciascun profilo dell'ala è lo stesso.

Il carico ellittico ha la proprietà (unica e notevolissima) di realizzare la minore resistenza indotta: un'ala a forma in pianta non ellittica (non svergolata) avrà resistenza indotta maggiore dell'ala ellittica (univocamente definita) che ha la stessa superficie e la stessa apertura.

Comunque la forma in pianta ellittica ha alcuni inconvenienti importanti (ad esempio, la distribuzione ellittica del carico può essere critica ad alti valori del coefficiente di portanza ed i costi costruttivi sono maggiori rispetto a forme in pianta con i bordi dell'ala rettilinei). Come detto all'inizio nel paragrafo 1.7, il progettista aerodinamico deve in genere ricorrere a dei compromessi per ottenere una distribuzione di carico che sia soddisfacente dal punto di vista della resistenza indotta e di tutti gli altri aspetti aerodinamici, con una forma in pianta più semplice di quella ellittica.

In generale, è possibile lavorare sui parametri geometrici ed aerodinamici dell'ala e dei profili per ottenere alla fine una distribuzione di carico prossima a quella ellittica per la maggior parte dell'apertura alare ed escluse le estremità pur non essendo la forma in pianta ellittica (come mostrato, per un caso importante, in Fig. 3.2). In particolare, si può operare su forma in pianta (allungamento, rastremazione), svergolamento, scelta dei profili lungo l'apertura (curvatura, spessore), disegno dell'estremità alare.



Figura 3.2: Schema del carico aerodinamico sull'ala del Boeing 747

## 3.5 Ala a freccia

In questo paragrafo non ci si limiterà alla trattazione dell'ala a freccia a campi incomprimibili, ma si daranno nozioni generali in ambito più esteso.

### 3.5.1 Introduzione

Un particolare architetture di importanza fondamentale è la freccia, in riferimento alle superfici portanti del velivolo (ali ed impennaggi). Si parla di ala a freccia quando c'è un angolo  $\Lambda$  non nullo (in realtà grande, in modo significativo) tra l'asse  $y$  e i diversi assi di riferimento dell'ala (in generale i bordi di attacco e di uscita, oppure la linea dei fuochi): si parla di freccia relativa ai bordi di attacco e di uscita, di freccia ad  $1/4$ , ed i rispettivi angoli in generale non sono uguali. Si parla di freccia negativa quando l'ala è rivolta verso la prua del velivolo. L'angolo di freccia lungo l'apertura può essere variabile, e la freccia di tutta l'ala può essere variabile in volo (come ad esempio è per il TORNADO).

Adottare un'architettura a freccia si impone per velivoli veloci, dal campo transonico fino al campo ipersonico: in questo modo è possibile ridurre (rispetto ad un'architettura diritta, a pari velocità) gli effetti di comprimibilità legati alla resistenza d'urto. Succede allora che si riesce ad avere velocità operative maggiori (con ovvio vantaggio dal punto di vista commerciale o strategico/tattico) e convenienti per la propulsione con motori a reazione.

È questo l'unico vero vantaggio della freccia: altri effetti sono drasticamente negativi o, se positivi, accoppiati ad altri effetti negativi dello stesso peso. Pertanto non si realizzano velivoli subsonici con ala a freccia.

Provando a fare un elenco degli effetti della freccia, si ha che un'ala a freccia, rispetto ad un'ala diritta della stessa apertura e superficie (e quindi dello stesso allungamento)

- 1) presenta un valore del numero di Mach critico inferiore più elevato;
- 2) pesa di più (e l'incremento è maggiore per freccia negativa): la schematizzazione strutturale



'ala = trave incastrata' nel caso di freccia porta a maggiori sollecitazioni all'incastro, con necessità di strutture maggiormente resistenti, e dunque pesanti;

- 3) porta di meno, e quindi, a parità di peso, dovrebbe viaggiare ad angolo di attacco maggiore (in effetti, in campo supersonico la portanza potrebbe anche aumentare, in certe circostanze);
- 4) se positiva ha un effetto stabilizzante all'imbardata e destabilizzante al rollio, se negativa si comporta in modo opposto: questo può essere visto in modo semplice considerando che in caso di raffica laterale le due semiali si possono ritenere investite da una corrente a velocità 'effettiva' diversa, (1), pag. 275, e quella investita dalla corrente effettiva a velocità più grande porta e resiste di più rispetto all'altra, con conseguenti momenti di rollio e di imbardata;
- 5) a pari coefficiente di portanza, sposta i carichi, verso l'esterno se positiva, verso l'interno se negativa: di conseguenza, l'ala a freccia positiva è fortemente svergolata per evitare tutti i problemi (strutturali ed aerodinamici) legati alla presenza di un elevato carico d'estremità;
- 6) presenta una struttura di campo di moto, sia non viscoso che viscoso, sostanzialmente diverso, con difficoltà molto maggiori per la realizzazione di flussi laminari (una regola che oggi si impone è che non si possono realizzare ali laminari con  $\Lambda > 20^\circ$ ;
- 7) la modellazione è più complessa.

Combinando questi concetti, si ha che un'ala a freccia non può avere grandi allungamenti (quindi ha maggiore resistenza indotta), deve essere (maggiormente) svergolata se a freccia positiva (più complicata e costosa da realizzare), a parità di carico pagante ha superficie maggiore (quindi maggiore resistenza di attrito).

La freccia negativa viene adottata su velivoli molto particolari e comunque sperimentali, anche se un serio e fondato motivo per non adottarla non esiste. È nota l'idea di R.T. Jones di combinare gli effetti contrastanti di freccia positiva e negativa nella sua ala obliqua, Fig.3.3, realizzata nel velivolo NASA/AMES AD-1 (1982).

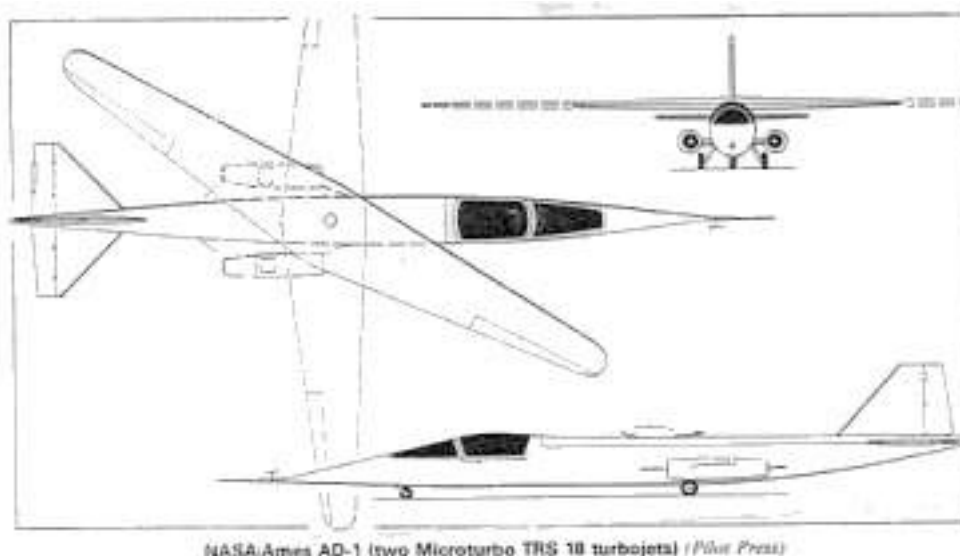


Figura 3.3: NASA/ Ames AD-1

Un'ala per il volo supersonico od ipersonico è (quasi) sempre a freccia, con angolo di freccia a volte molto pronunciato: sia può arrivare ad angoli di freccia maggiori di  $80^\circ$ . Quando la freccia è estrema conviene ricorrere, per ovvi motivi strutturali, al concetto di ala a delta, Fig.3.4. Un particolare fondamentale è il bordo di attacco, che può avere caratteristiche a prima vista

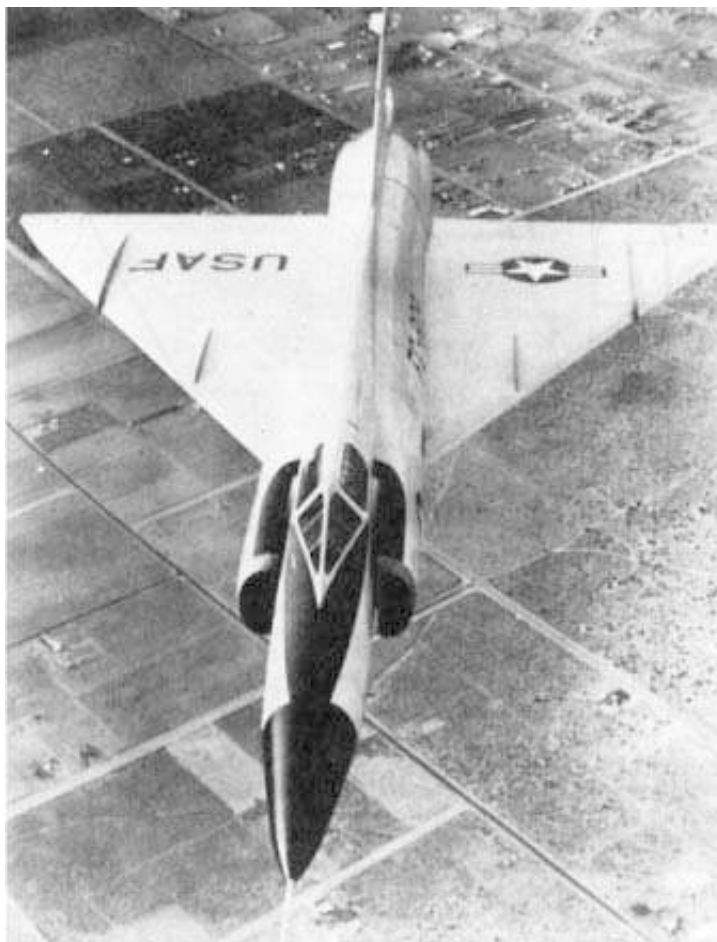


Figura 3.4: Il Convair F-102A in volo

‘insospettate’, cfr. Cap. 1. In effetti, può essere conveniente avere angoli di freccia tali che la componente normale del flusso asintotico sia minore della velocità del suono. Si avranno i casi seguenti:

$M_{\infty_n} > 1$  bordo d’attacco supersonico,

$M_{\infty_n} < 1$  bordo d’attacco subsonico.

Il profilo alare sarà diverso tra i due casi (aguzzo ed arrotondato, rispettivamente). In realtà la cosa è più complessa, in quanto spesso risulta necessario impiegare ali a freccia variabile, il cui funzionamento è ovviamente assai complicato. Le considerazioni che portano all’adozione di freccia variabile sono abbastanza articolate.

### 3.5.2 Ala infinita a freccia

Per gli aspetti aerodinamici, conviene ragionare sul concetto di ala infinita a freccia, consistente con lo stesso concetto introdotto per l’ala dritta (evidentemente gli angoli di freccia di bordo d’attacco, d’uscita e della linea dei fuochi devono essere uguali). Gli aspetti salienti del funzionamento si possono ricavare da semplici considerazioni.

Nel modello retto dall’equazione di Laplace (quindi alle basse velocità) si può schematizzare il funzionamento della freccia scomponendo la velocità asintotica in una componente lungo l’asse dell’ala (flusso trasversale, uniforme perché non ‘vede’ curvature scorrendo lungo l’ala, dunque ‘ozioso’) ed una componente data dalla differenza tra velocità asintotica e flusso trasversale (detto

a sua volta flusso normale): a questa seconda componente competono tutte le variazioni di velocità e pressione. Il profilo che effettivamente lavora sarà quello perpendicolare all'asse dell'ala, profilo caratterizzato da maggiore spessore percentuale. Inoltre nel flusso normale l'angolo d'attacco aumenta rispetto all'angolo d'attacco nominale, in quanto la componente verticale della velocità non si riduce (la componente in pianta sì).

### Il principio del coseno

Si può allora ritrovare il Principio del Coseno, (1), pag. 270 e seguenti, in base al quale  $C_{l_{\Lambda > 0}} = C_{l_{\Lambda = 0}} \cos \Lambda$  e la cui validità può essere confinata a flussi per i quali è possibile disaccoppiare il flusso trasversale e quello normale. In realtà, per la bassa velocità il flusso si considera incomprimibile (o con effetti lineari di comprimibilità), l'equazione che regge il campo è l'equazione di Laplace, lineare, (o quella di Prandtl - Glauert, in ambito linearizzato) e questo disaccoppiamento è possibile anche in ambito tridimensionale (ala finita).

Per flussi transonici (retti da equazioni non lineari per il potenziale o, in generale, dalle equazioni di Eulero) il disaccoppiamento non è possibile. Si noti che anche per flussi supersonici linearizzati l'equazione del campo è quella di Prandtl - Glauert, e vale il Principio del Coseno.

### 3.5.3 Distorsione del campo di moto

È semplice mostrare che l'introduzione di un angolo di freccia dà una distorsione del campo di moto già per l'ala infinita, Fig. 3.5. Per un flusso incomprimibile non viscoso è molto semplice determinare le linee di corrente sovrapponendo al campo bidimensionale normale (supposto noto) un campo trasversale uniforme.

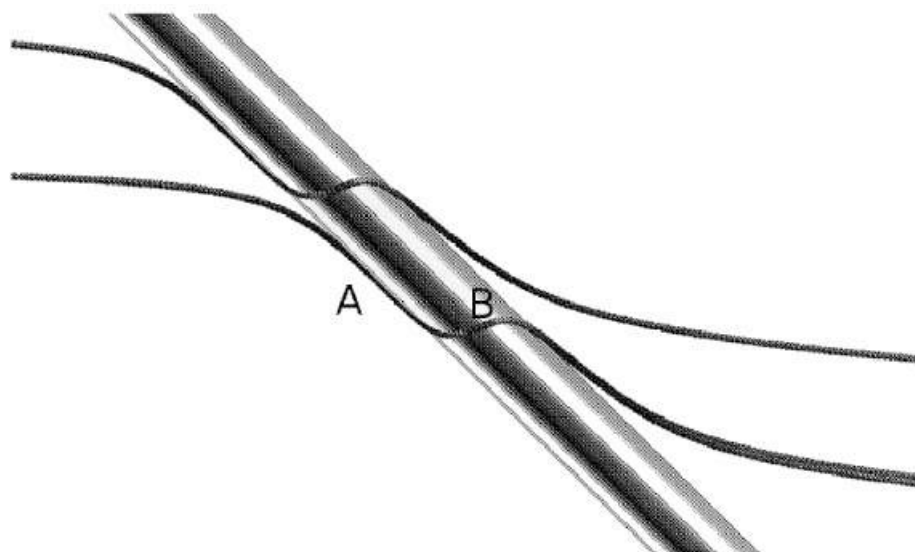


Figura 3.5: Vista in pianta delle linee di corrente di ristagno per un cilindro circolare a freccia ( $\Lambda = 45^\circ, \alpha = 0^\circ$ )

È immediato verificare quanto segue.

- 1) Non si ha più una linea di ristagno (in prossimità del punto di ristagno che si avrebbe nel flusso normale le particelle scorrono lungo l'ala).
- 2) Il moto non è piano. Nella vista in pianta si evidenzia il fatto che le linee di corrente curvano dall'infinito a monte, Fig.3.5.
- 3) La curvatura delle linee di corrente si riduce allontanandosi dal piano dell'ala.

- 4) La presenza di flessi nella vista in pianta significa un cambiamento della variazione della velocità nel flusso normale: ad esempio, si ha certamente un flesso in corrispondenza dei punti di ristagno e di massimo scorrimento del flusso normale (punti A e B di Fig.3.5).

Se si considera l'ala, quindi, la distorsione del campo di moto è ben maggiore di quella di un'ala diritta, e non solo nella regione delle estremità alari, alla radice o in corrispondenza dei motori. Inoltre la più semplice modellistica di un'ala a freccia, la Teoria di Weissenger o della superficie portante approssimata, è meno accurata di quella di Prandtl e di più delicata applicazione.

La freccia influenza fortemente il comportamento dell'ala anche in campo viscoso, essendo lo sviluppo dello strato limite su un'ala a freccia molto delicato, al punto da poter inficiare le prestazioni dell'ala o da richiedere, come rimedio, interventi sulla geometria (i cosiddetti turbolatori o le 'fences', ad esempio) che comunque aumentano la resistenza del velivolo.

### 3.5.4 Il carico sull'ala a freccia)

L'estensione della Teoria di Prandtl al caso delle ali a freccia è detta Teoria di Weissenger. Comunque le distorsioni del campo di moto che la freccia introduce rispetto alla corrispondente ala diritta rendono più critica l'assunzione delle ipotesi alla base della Teoria di Prandtl, in particolare l'ipotesi che il campo di moto sui profili dell'ala sia di tipo bidimensionale.

La presenza di una componente longitudinale del vortice aderente serve comunque a motivare qualitativamente lo spostamento dei carichi che la freccia introduce (verso le estremità per freccia positiva), nonché la riduzione dell'attitudine a portare (il gradiente della retta di portanza), riduzione in prima approssimazione data dalla Legge del Coseno.

Comunque l'estensione all'ala a freccia del metodo di Schrenk, riportata nel successivo paragrafo (3.8), consente di valutare in modo rapido gli effetti della freccia.

## 3.6 Ali di basso allungamento

Al tendere dell'allungamento a valori molto bassi vale la Teoria di Jones. Basata sul concetto di Massa Addizionale Apparente (un solido concetto di Meccanica Razionale che risale al diciannovesimo secolo, e di largo impiego in Idrodinamica), la teoria considera il flusso attorno ad una lamina la cui estensione trasversale deve aumentare lungo l'asse longitudinale. L'ipotesi di bidimensionalità viene assunta per il flusso in piani paralleli ad  $y - z$  intorno a ciascuna sezione trasversale. Per un'ala planare il flusso base è quello relativo alla lastra piana a  $90^\circ$ .

Risultato fondamentale è la previsione corretta del gradiente della retta di portanza, che invece la Teoria di Prandtl stima con un valore doppio. Inoltre la distribuzione di carico risulta essere ellittica, e dunque ottimale per la resistenza indotta.

## 3.7 Ala finita: un compendio

Si presentano qui alcuni risultati fondamentali dalla teoria linearizzata, nella quale il modo di lavorare di un'ala può essere analizzato come prolungamento del comportamento di un profilo (o di un'ala infinita). Le differenze ci sono, e sono comunque sostanziali. Anche l'ala ha una caratteristica di portanza che presenta un tratto lineare. Il gradiente della retta di portanza dipende dall'allungamento e della freccia. Se ci si riferisce ad un'ala formata da profili infinitamente sottili ( $C_{l\alpha} = 2\pi$ ), diritta e con carico ellittico, vale la relazione (ricavabile dalla Teoria di Prandtl, e quindi valida per grandi allungamenti)

$$C_{L\alpha} = 2\pi \frac{\mathcal{R}}{2 + \mathcal{R}} \quad (3.4)$$

In generale, se il profilo dell'ala ha un gradiente della retta di portanza  $C_{l\alpha}$  allora il carico ellittico porta ad un gradiente della retta di portanza dell'ala dato da

$$C_{L\alpha} = \frac{C_{l\alpha}}{1 + \frac{C_{l\alpha}}{\pi \mathcal{R}}} \quad (3.5)$$

I risultati precedenti sono stati corretti per tenere conto dei limiti del modello di Prandtl. In particolare, l'ipotesi di flusso bidimensionale sui profili dell'ala è certamente poco valida alle estremità alari, anche agli alti allungamenti, ed il flusso reale, tridimensionale, deve prevedere una riduzione delle espansioni. Una formula abbastanza generale è

$$C_{L\alpha} = 2\pi \frac{\mathcal{R}}{2 + E\mathcal{R}} \quad (3.6)$$

nella quale compare il fattore di Jones  $E$ , certamente minore di 1.

Per distribuzioni di carico non ellittiche i risultati della Teoria della Linea Portante vengono corretti poi in modo analogo.

Ai piccoli allungamenti la teoria di Prandtl sovrastima di molto la portanza, e l'espressione valida per  $\mathcal{R} \rightarrow 0$ , dalla Teoria di Jones per ali di basso allungamento e per ala infinitamente sottile, è,

$$C_{L\alpha} = \frac{\pi}{2} \mathcal{R} \quad (3.7)$$

Una correlazione abbastanza completa dei dati sperimentali relativi a moltissime ali, di svariata forma in pianta, ha portato alla formula

$$C_{L\alpha} = 2\pi \frac{\mathcal{R}}{2 + \sqrt{4 + \mathcal{R}^2}} \quad (3.8)$$

che per ali di bassissimo ed elevato allungamento fornisce i risultati delle relazioni di Jones (3.7) e Prandtl (3.4), rispettivamente.

La freccia produce una riduzione del  $C_{L\alpha}$  che in prima approssimazione può essere determinata con la legge del coseno.

Per la resistenza indotta dalla portanza in ogni caso l'espressione che lega i coefficienti di portanza e resistenza è di tipo quadratico, la classica polare parabolica

$$C_{Di} = \frac{C_L^2}{e\pi \mathcal{R}} \quad (3.9)$$

dove  $e$ , il fattore di Oswald, è pari ad 1 per distribuzione di carico ellittica, altrimenti è minore di 1.

## 3.8 Metodi semiempirici: il Metodo di Schrenk

### 3.8.1 Introduzione

È opportuno notare come in sede di progetto preliminare sia molto utile disporre di metodi di calcolo che, sia pure approssimati, consentano di valutare rapidamente carichi (e prestazioni) in sede di prima approssimazione. L'impiego di metodi rigorosi può essere successivo, una volta effettuato lo studio preliminare e scartato un certo numero di proposte iniziali.

Per calcolare rapidamente le caratteristiche aerodinamiche delle ali sono stati escogitati molti metodi pratici, i quali partendo da assunzioni e dati teorici e semiempirici, riescono a fornire le soluzioni, spesso con sorprendente precisione. Le impostazioni originarie dei vari autori sono state corrette o completate da altri ricercatori che hanno fornito suggerimenti pratici (diagrammi, formule di correzione, ecc.) atti a rendere ancora più preciso il calcolo, in tempo relativamente breve (1/2 ora). La presenza della macchina elettronica non ha variato questo procedimento logico ed ingegneristico.

Da un punto di vista storico sono degni di citazione, tra gli altri, i metodi di Anderson, Diederich e Schrenk, ma solo il metodo di Schrenk mantiene una sua attualità 'didattica', legata all'immediatezza applicativa unita ad una accettabile accuratezza.

### 3.8.2 Il metodo

Per ali diritte di forma in pianta generica, a basse velocità e sempre trascurando gli effetti viscosi, il metodo più semplice per stimare velocemente la distribuzione di carico è il metodo di Schrenk. Questo metodo ha un fondamento teorico abbastanza riposto, ma rigoroso ed importante.

Si è visto il peso che ha la distribuzione delle corde sulla distribuzione di carico (uguale al peso che ha la distribuzione del coefficiente di portanza). Si è visto inoltre che per l'ala ellittica il carico segue rigorosamente la distribuzione delle corde, e che questo non è più vero per altri tipi di forma in pianta: per esempio per l'ala rettangolare (corda costante lungo  $y$ ) il carico non risulterà costante, bensì decrescente verso le estremità.

Si verifica cioè che se si altera la distribuzione delle corde di un'ala ellittica la conseguente alterazione del carico è minore di quella delle corde: in effetti la variazione di coefficiente di portanza lungo l'apertura è tale da opporsi all'alterazione del carico dipendente dalla variazione delle corde secondo un meccanismo che tende ad 'attrarre' la nuova distribuzione di carico verso quella ellittica. Tale meccanismo è abbastanza preciso, e spiegabile nell'ambito della semplice modellistica per l'ala finita di Prandtl. È la variazione di vorticità libera che modula la distribuzione di carico in modo che resti 'attratta' verso il carico ellittico.

L'ipotesi fondamentale di Schrenk consiste nel valutare il carico addizionale lungo l'apertura semplicemente come media tra la distribuzione  $c(y)$  delle corde effettive dell'ala in esame e la distribuzione  $c_{ell}$  delle corde di un'ala ellittica avente la stessa area in pianta e la stessa apertura dell'ala in esame. Detto  $c C_{l_{a1}}$  il carico secondo Schrenk, esso vale

$$c C_{l_{a1}} = \frac{c + c_{ell}}{2} = \frac{c}{2} + \frac{2S}{\pi b} \sqrt{1 - \left(\frac{y}{b/2}\right)^2} = \frac{c}{2} + \frac{2S}{\pi b} \sqrt{1 - \eta^2} \quad (3.10)$$

ed è semplice mostrare che esso realizza un coefficiente di portanza unitario.

La corrispondente distribuzione adimensionale di carico  $\gamma$  vale quindi

$$\gamma(\eta) = \frac{c C_l}{2b} = \frac{c + c_{ell}}{4b} \quad (3.11)$$

Il carico addizionale corrispondente ad un  $C_L = C_{L_1}$  sarà ovviamente

$$\left[ c C_{l_a} \right]_{C_L=C_{L_1}} = c C_{l_{a1}} C_{L_1} \quad (3.12)$$

L'ipotesi di Schrenk ha, per così dire, una giustificazione: si osserva facilmente come per grandi valori dell'allungamento la distribuzione addizionale sia proporzionale alla distribuzione delle corde, mentre per bassi valori dell'allungamento, invece, il carico (come peraltro risulta con la teoria di Jones) tende alla distribuzione ellittica. Pertanto il metodo di Schrenk si applica con successo ad ali di basso ed alto allungamento. Qualora lo spessore percentuale sia variabile lungo l'apertura, nella (3.10) si dovrà usare una corda effettiva  $\bar{c}$

$$\bar{c} = c \frac{C_{l_\alpha}}{C_{l_\alpha}} \quad (3.13)$$

dove  $\bar{C}_{l_\alpha}$  è il valore medio dei gradienti delle rette di portanza dei profili

$$\bar{C}_{l_\alpha} = \frac{2}{S} \int_0^{b/2} c C_{l_\alpha} dy \quad (3.14)$$

Si fa notare, per inciso, che la (3.10) deve essere corretta in corrispondenza delle estremità alari, laddove il carico deve essere nullo: ciò comporta che la valutazione, alle estremità, è necessariamente approssimata. Un esempio della costruzione grafica del carico addizionale secondo Schrenk è riportato in Fig. 3.6.

Per quanto riguarda poi il carico basico, detto  $\epsilon_y$  l'angolo di svergolamento formato tra la retta di portanza nulla alla stazione  $y$  e la retta di portanza nulla alla radice, l'angolo di attacco locale cui corrisponde il carico basico sarà

$$\left[ \alpha_y \right]_{C_{l_b}} = \epsilon_y - \left[ \alpha \right]_{C_L=0} \quad (3.15)$$

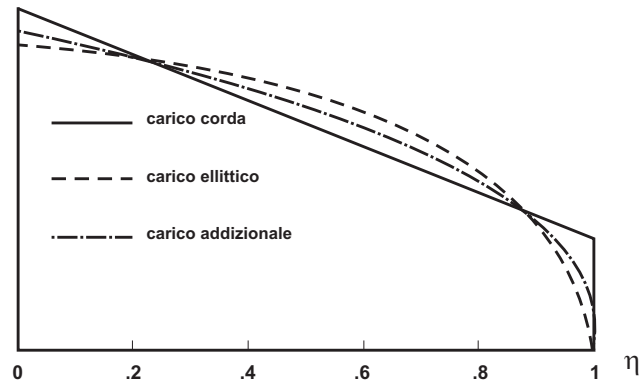


Figura 3.6: Calcolo del carico su un'ala trapezia con il metodo di Schrenk

dove l'angolo di portanza nulla dell'ala è espresso da

$$\left[ \alpha \right]_{C_L=0} = \frac{2}{S} \int_0^{b/2} c \epsilon_y dy \quad (3.16)$$

Per poter integrare la (3.16) occorre conoscere la legge  $\epsilon_y = \epsilon_y(y)$ . Si osservi che nel calcolo non si deve tener conto della eventuale variazione  $C_{l\alpha} = C_{l\alpha}(y)$ , avendone già tenuto conto, con la (3.14), nella determinazione del carico addizionale. La presenza di flap ed alettoni può essere messa in conto come un caso di improvviso svergolamento.

L'altra assunzione di Schrenk consiste nel valutare il carico basico  $c C_{l_b}$  come media tra il carico basico dell'ala svergolata in esame ed il carico basico di un'ala non svergolata (che è nullo): in altri termini si dimezza il valore corrispondente allo svergolamento.

Ciò può esser spiegato nella maniera che segue: a parità di  $C_L$  totale un'ala svergolata ha un maggior carico e quindi circolazione verso la mezzeria, il cui effetto è di aumentare l'angolo d'attacco reale verso le estremità, contrastando con l'azione dello svergolamento.

In prima (e buona) approssimazione l'azione di contrasto si può ritenere dell'ordine del 50%. In conclusione, si ha per il carico basico

$$c C_{l_b} = c C_{l_{\alpha}} \frac{1}{2} (\epsilon_y - [\alpha]_{C_L=0}) \quad (3.17)$$

Pertanto il carico totale sarà

$$c C_l = c C_{l_{\alpha}} C_L + c C_{l_b} \quad (3.18)$$

Un'estensione del metodo di Schrenk alle ali a freccia, proposta da Pope ed Haney, conduce alla formula

$$\left( \frac{c C_l}{\bar{c} C_L} \right)_{\Lambda \neq 0} = \left( \frac{c C_l}{\bar{c} C_L} \right)_{\Lambda=0} - \left( 1 - \frac{y}{b/2} \right) \left[ 2(1 - \cos \Lambda) \right] \quad (3.19)$$

valida, eventualmente, anche per ali a freccia variabile lungo l'apertura.

Una volta stimato il carico, è possibile stimare la distribuzione del coefficiente di portanza lungo l'apertura e la vorticità libera mediante le (1.19), (1.23).

### 3.9 Effetto diedro

Per la definizione dell'angolo diedro dell'ala e per gli effetti che esso induce nelle prestazioni dell'ala si può fare riferimento a (1), pag. 354. Comunque un eventuale angolo diedro nella vista frontale dell'ala viene introdotto tenendo conto o che per diedro positivo (ali rivolte verso l'alto) il suo effetto sulla stabilità latero - direzionale di un'ala è lo stesso di quello della freccia positiva: il

diedro positivo ha un effetto stabilizzante all'imbarcata e destabilizzante al rollio, se negativo si comporta in modo opposto.



Parte II

**EFFETTI VISCOSI**



## Capitolo 4

# Generalità sugli aspetti viscosi in aerodinamica applicata

### 4.1 Introduzione

È noto il concetto di viscosità di un fluido: si sa che per la maggior parte dei fluidi la viscosità è una proprietà di stato, determinabile o teoricamente o sperimentalmente in funzione delle variabili indipendenti che definiscono uno stato del sistema termodinamico. In (1), p. 75 e segg., possono essere rivisti alcuni concetti di base che riguardano la genesi della viscosità, nonché l'introduzione del numero di Reynolds ed alcune sue interpretazioni.

In questo capitolo si richiameranno alcune caratteristiche generali dello strato limite, per poi mostrare gli effetti che la viscosità dei fluidi produce nel moto dei corpi di interesse aeronautico. Fino all'introduzione dello strato limite tridimensionale si farà riferimento costantemente a fenomeni di tipo 2D.

In generale, gli effetti della viscosità si possono così sintetizzare:

- si altera la distribuzione di pressione calcolata con teorie di moto di fluido ideale, soprattutto nelle regioni poppiere, determinando, inoltre, regioni di flusso separato;
- si genera la resistenza nelle forme di attrito e scia.

Per i profili alari e le ali (campi portanti), Fig. 4.1,

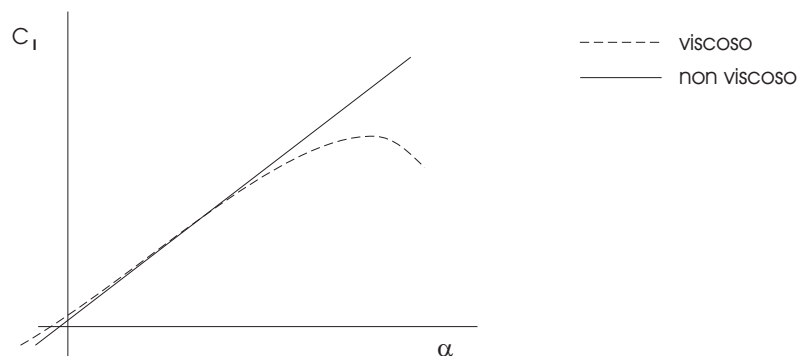


Figura 4.1: Effetto della viscosità sulla retta di portanza

- si riduce il valore della portanza, sia per l'effetto che lo spessore di spostamento provoca su curvatura ed angolo d'attacco, sia per la modifica della condizione di vorticità nulla sul bordo di uscita;
- all'aumentare dell'estensione delle regioni di flusso separato interviene il fenomeno dello stallo.

Si parla di strato limite quando gli effetti della viscosità sono concentrati in una regione di piccolo spessore. In effetti, la quasi totalità dei fenomeni che interessano l'Aerodinamica Applicata viene a tutt'oggi modellata e, a volte, correttamente prevista per via teorica senza considerare il fluido "ovunque" viscoso, ma ricorrendo al modello di strato limite accoppiato ad un flusso "non viscoso" esterno.

Il concetto di strato limite non è da associarsi solo al moto di un fluido in prossimità di una parete; esso è comunque valido quando le azioni viscosi sono confinate in una regione di piccolo spessore rispetto alla dimensione caratteristica (come ad esempio nel caso di getti o scie sottili): si può generalizzare il concetto e introdurre altri tipi di strato limite ogni qualvolta che gli effetti diffusivi diventano confrontabili con quelli convettivi, e l'estensione in cui questo accade è limitata.

Assunto, in generale, un riferimento di coordinate intrinseche  $(x, y)$ , con  $x$  ascissa curvilinea orientata in direzione della corrente esterna e  $y$  coordinata in direzione normale al corpo, siano  $u, v$  le componenti della velocità lungo  $x$  ed  $y$  rispettivamente. In Fig. 4.2 si presenta lo schema dello strato limite sulla cosiddetta lastra piana: la linea  $\delta(x)$  - bordo dello strato limite - definisce la regione nella quale la componente  $u$  passa dal valore nullo alla parete ad un valore molto prossimo a quello della corrente asintotica; per ogni ascissa  $x$  si definisce un profilo di velocità  $u = u(x, y)$ , e  $\delta(x)$  viene detto spessore dello strato limite.

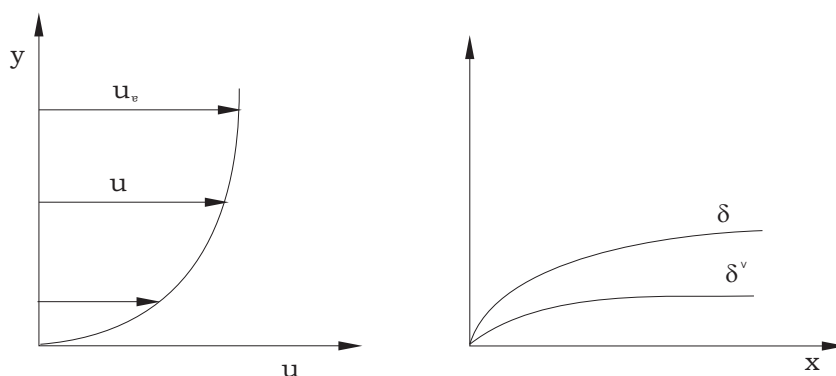


Figura 4.2: Strato limite su lastra piana

Lo strato limite è definito, spesso, come quella regione nella quale  $0 \leq u \leq 0.99 U_e$  essendo  $U_e$  la velocità nel moto esterno: questa è una definizione convenzionale, che peraltro presuppone l'esistenza di un moto esterno; senza approfondire questo punto, si fa presente che si possono assumere differenti definizioni.

È chiaro che ad ogni ascissa  $x$  al bordo dello strato limite deve essere  $v(x, \delta) \neq 0$ , anche se  $v(x, 0) = 0$ : questo da una semplice considerazione di continuità. Come sarà mostrato in seguito, la componente di velocità  $v$  al bordo dello strato limite ha fondamentale importanza per alcuni metodi di calcolo delle caratteristiche aerodinamiche di corpi portanti e non.

È poi, con buona accuratezza,  $\partial p / \partial y = 0$  per  $0 \leq y \leq \delta$  (questo è uno dei principali risultati della teoria di Prandtl dello strato limite): questo fatto è della massima importanza, spiegando come, nonostante la presenza dello strato limite, il calcolo non viscoso permette, in taluni casi, di valutare abbastanza correttamente le forze di pressione agenti su un corpo.

Se  $L$  è una lunghezza caratteristica del problema in esame, il numero di Reynolds riferito alle condizioni asintotiche  $Re_\infty = (U_\infty L) / \nu_\infty$  non misura correttamente il rapporto tra effetti di inerzia e di viscosità: si deve introdurre invece un numero di Reynolds locale  $Re_x = [U_e(x)x] / \nu_\infty(x)$ .

Nello strato limite è dominante la diffusione della quantità di moto. Nel moto laminare questa avviene solo per effetto dello scorrimento relativo tra filetti fluidi (diffusione molecolare); nel moto turbolento vi è uno scambio di quantità di moto su scala macroscopica oltre alla diffusione molecolare.

In ogni punto dello strato limite esistono sforzi tangenziali viscosi  $\tau_d(x, y)$  che si possono scrivere

(in 2D)

$$\tau_d(x, y) = \tau_{lam} + \tau_{turb} = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \tau_{turb}$$

La presenza del termine  $\tau_{turb}$  è legata alla presenza di turbolenza nel flusso; al contrario di  $\tau_{lam}$ , il termine  $\tau_{turb}$  è spesso molto complicato da modellare. Per flussi turbolenti occorre considerare i valori di  $u$  e di  $v$  (e delle grandezze termofluidodinamiche) opportunamente mediati rispetto al tempo.

Nel caso di strato limite turbolento esiste comunque una regione molto sottile (rispetto all'altezza dello strato limite), aderente alla parete, in cui il moto è laminare, proprio per la presenza della parete che impone che sia  $v(x, y) = 0$  per  $y \ll \delta$ ; si parla di sottostrato laminare. Da questa circostanza scaturisce il fatto che lo sforzo alla parete  $\tau_w$  si può scrivere come

$$\tau_w(x) = \tau_d(x, y = 0) = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0}$$

sia in moto laminare che turbolento. L'integrazione degli sforzi di attrito lungo la parete fornisce la forza resistente detta d'attrito. Il coefficiente di attrito alla parete  $c_f$  è definito come

$$c_f = c_f(x) = \frac{\tau_w(x)}{\frac{1}{2} \rho_e U_e^2}$$

e si fa presente che anche la quantità  $\rho_e U_e^2$  è in generale funzione di  $x$ .

In riferimento alla generica ascissa curvilinea  $x$ , la presenza dello strato limite comporta una diminuzione del volume di flusso rispetto al caso in cui, per assurdo, la velocità rimanesse sempre uguale ad  $U_e$  fino alla parete; per unità di apertura della lastra e nel caso incomprimibile questa riduzione è data da, Fig. 4.2,

$$\int_0^\delta (U_e - u(y)) dy = U_e \delta^* \quad \delta^* = \int_0^\delta \left( 1 - \frac{u(y)}{U_e} \right) dy \quad (4.1)$$

essendo stato introdotto lo spessore di spostamento  $\delta^*(x)$ , che misura appunto lo spostamento della superficie che sarebbe necessario se si volesse realizzare un flusso non viscoso con la portata (ridotta) del flusso reale.

Allo stesso modo anche la riduzione di quantità di moto può essere misurata tramite una lunghezza  $\theta$ , detta spessore di quantità di moto che nel caso incomprimibile si scrive

$$\theta = \int_0^\delta \frac{u(y)}{U_e} \left( 1 - \frac{u(y)}{U_e} \right) dy$$

## 4.2 Le equazioni di Prandtl e l'equazione di Von Karman

Le equazioni di Prandtl in campo bidimensionale incomprimibile stazionario si scrivono

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (4.2)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (4.4)$$

con le relative condizioni al contorno:

$$\begin{aligned} y = 0 : \quad & u = 0, \quad v = v_w \\ y = \delta : \quad & u = U_e(x), \quad \frac{\partial^n u}{\partial y^n} = 0 \quad \forall n > 0 \end{aligned}$$

È poi

$$v(\delta) = \int_0^\delta \frac{\partial v}{\partial y} dy + v_w \quad (4.5)$$

Per la condizione di isobaricità in senso trasversale (4.4) è  $\partial p/\partial x = dp/dx$  e quindi per  $y = 0$  la (4.3) si può scrivere (nel caso di parete impermeabile)

$$\mu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)_{y=0} = \frac{dp}{dx}$$

Da questa relazione segue che se il flusso è in espansione ( $dp/dx < 0$ ) la derivata seconda della  $u$  sulla parete è negativa ed i profili di velocità, della sua derivata prima e seconda, si presentano come in Fig. 4.3.

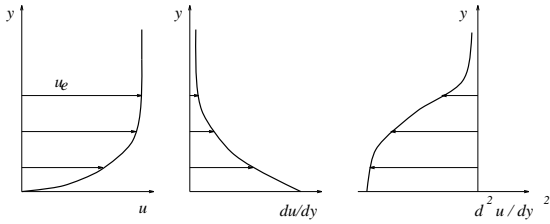


Figura 4.3: Profili di velocità- $dp/dx < 0$

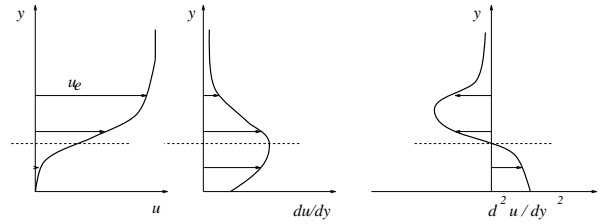


Figura 4.4: Profili di velocità- $dp/dx > 0$

Se il flusso è invece in compressione ( $dp/dx > 0$ ) la derivata seconda della  $u$  sulla parete è positiva ed i profili assumono la forma di Fig. 4.4.

In questo secondo caso ad una certa distanza dalla parete la derivata seconda cambia segno e nel profilo di velocità compare un punto di flesso.

Poiché sul bordo esterno dello strato limite sono nulle le derivate  $\partial u/\partial y$  e  $\partial^2 u/\partial y^2$ , dalla (4.3) si ha la ben nota equazione di Eulero

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} = U_e \frac{dU_e}{dx}$$

Si può ottenere un'importante relazione integrale a partire dalle equazioni di Prandtl nel seguente modo. Si somma la (4.2) alla (4.3) moltiplicata per  $u$  ottenendo

$$2u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y}(uv) - U_e \frac{dU_e}{dx} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$

e si integrano tra 0 e  $\delta$  i due membri della relazione risultante:

$$\int_0^\delta 2u \frac{\partial u}{\partial x} dy + [uv]_0^\delta - \int_0^\delta U_e \frac{dU_e}{dx} dy = \nu \left[ \frac{\partial u}{\partial y} \right]_{y=0}^{y=\delta} = -\nu \left[ \frac{\partial u}{\partial y} \right]_{y=0} = -\frac{\mu}{\rho} \left[ \frac{\partial u}{\partial y} \right]_{y=0} = -\frac{\tau_w}{\rho} \quad (4.6)$$

Essendo per la (4.5)

$$[uv]_0^\delta = u_\delta v_\delta = U_e v_\delta = U_e \int_0^\delta \frac{\partial v}{\partial y} dy + U_e v_w = -U_e \int_0^\delta \frac{\partial u}{\partial x} dy + U_e v_w$$

la (4.6) diventa

$$\int_0^\delta \left[ -2u \frac{\partial u}{\partial x} + U_e \frac{\partial u}{\partial x} + U_e \frac{dU_e}{dx} \right] dy = \frac{\tau_w}{\rho} + U_e v_w$$

Aggiungendo e sottraendo nell'integrando a primo membro la quantità  $u(dU_e/dx)$  e con opportune manipolazioni si ha:

$$\int_0^\delta \left[ \frac{dU_e}{dx}(U_e - u) + u \frac{dU_e}{dx} + U_e \frac{\partial u}{\partial x} - 2u \frac{\partial u}{\partial x} \right] dy = \int_0^\delta \left\{ \frac{dU_e}{dx}(U_e - u) + \frac{\partial}{\partial x} [u(U_e - u)] \right\} dy =$$

$$\begin{aligned}
&= \int_0^\delta \left\{ U_e \frac{dU_e}{dx} \left(1 - \frac{u}{U_e}\right) + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{u}{U_e} U_e^2 \left(1 - \frac{u}{U_e}\right) \right] \right\} dy = \\
&= U_e \frac{dU_e}{dx} \int_0^\delta \left(1 - \frac{u}{U_e}\right) dy + \frac{\partial}{\partial x} \left[ U_e^2 \int_0^\delta \frac{u}{U_e} \left(1 - \frac{u}{U_e}\right) dy \right] = \\
&= U_e \frac{dU_e}{dx} \delta^* + \frac{\partial}{\partial x} (U_e^2 \theta) = U_e \delta^* \frac{dU_e}{dx} + U_e^2 \frac{d\theta}{dx} + 2\theta U_e \frac{dU_e}{dx} = \frac{\tau_w}{\rho} + U_e v_w
\end{aligned}$$

Introducendo il fattore di forma  $H = \delta^*/\theta$  si ottiene l'equazione di Von Karman

$$\frac{d\theta}{dx} + \frac{\theta}{U_e} \frac{dU_e}{dx} (2 + H) - \frac{v_w}{U_e} = \frac{1}{2} c_f \quad (4.7)$$

che esprime un significativo legame tra le grandezze integrali  $\theta$  e  $H$  e le grandezze puntuali  $U_e$  e  $c_f$ , tutte funzioni dell'ascissa corrente. Per la sua soluzione occorrerà specificare la distribuzione con  $x$  di una di queste grandezze, oltre ad opportune condizioni iniziali ed opportune relazioni - dette di chiusura - del tipo  $f(\theta, U_e, H, c_f, x) = 0$ .

Quando si assegna  $U_e(x)$  la soluzione dello strato limite (in forma locale, eq. (4.2,2,3), 4.3 e (4.4), o globale, eq. (4.7)) viene detta diretta (in modo diretto), altrimenti si parla di soluzione in modo inverso.

### 4.3 Strato limite su lastra piana isobarica

In questo paragrafo si danno alcuni risultati di strato limite su lastra piana. Per ipotesi, la pressione è costante lungo la lastra, oltre che attraverso lo strato limite e nella regione esterna.

- FLUSSO LAMINARE

$$\delta/x = 5[Re_x]^{-1/2}.$$

Il bordo dello strato limite è a forma parabolica.

$$\text{È } \delta^* = \delta/3, H = 2.51$$

$$C_f = .664[Re_x]^{-1/2}.$$

Il coefficiente di attrito laminare diminuisce al crescere di  $x$ : questo fatto può essere spiegato con la crescita dello spessore dello strato limite con  $x$ , che comporta una diminuzione della variazione di velocità con  $y$ .

$$C_d = 1/L \int_0^L C_f(x) dx = 2C_f(x = L).$$

Il coefficiente di resistenza globale della lastra fino all'ascissa  $L$  è il doppio del coefficiente di attrito locale a quella ascissa.

- FLUSSO TURBOLENTO

$$\delta/x = .375[Re_x]^{-1/5}.$$

Lo strato limite turbolento è più spesso di quello laminare.

In questo caso è  $\delta^* = \delta/8, H = 1.27$

$C_f = .0590[Re_x]^{-1/5}$ . Il  $C_f$  è più elevato rispetto a quello laminare.

$$C_d = 1/L \int_0^L C_f(x) dx \cong 5/4 C_f(x = L)$$

### 4.4 Il calcolo della resistenza su un profilo alare

Durante gli anni trenta e quaranta la NACA misurò la portanza e la resistenza di un grande numero di profili alari in galleria del vento.

Il modello dell'ala si estendeva lungo tutta la larghezza della galleria, con le estremità alari che aderivano perfettamente alle pareti. Ciò fu fatto in modo da cercare di ottenere un flusso bidimensionale sull'ala, consentendo così, di misurare le caratteristiche aerodinamiche di un profilo.

La NACA tuttavia non usò bilance convenzionali per misurare la portanza e la resistenza: la portanza fu ottenuta dalla distribuzione di pressione sulle pareti del tunnel (sopra e sotto l'ala) e la resistenza dalle misure della velocità a valle dell'ala.

Questo modo di fare, che a prima vista può sembrare strano, può essere compreso attraverso un'analisi dell'equazione del bilancio della quantità di moto scritta in forma integrale, ed è una tecnica molto usata in aerodinamica.

Si consideri un corpo bidimensionale, come illustrato in Fig. 4.5. Il volume di controllo è descritto dalle linee tratteggiate in figura (la larghezza in direzione  $z$  è unitaria), ed in particolare da:

1. le linee di corrente superiore ed inferiore ( $ab$  e  $hi$  rispettivamente)
2. la linea perpendicolare alla velocità del flusso avanti e dietro, e lontano dal corpo ( $ai$  e  $bh$  rispettivamente)
3. un taglio che circonda e avvolge la superficie del corpo

L'intero volume di controllo è  $abcdefghia$ . Le stazioni 1 e 2 sono le stazioni di ingresso e di uscita, rispettivamente.

Se si assume che il contorno  $abhi$  è abbastanza lontano dal corpo la pressione è ivi ovunque la stessa, ed è uguale alla pressione all'infinito a monte  $p_\infty$ .

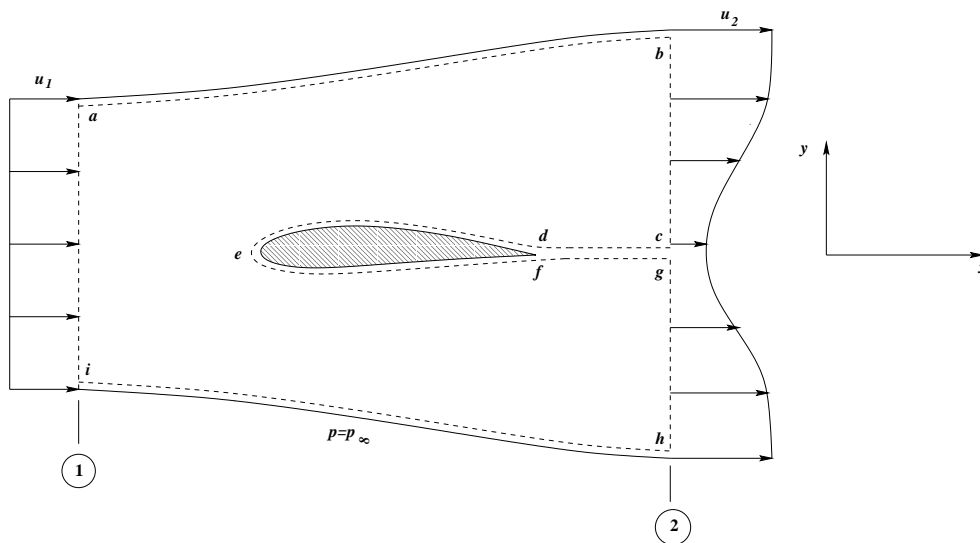


Figura 4.5: Volume di controllo per calcolare la resistenza, da (4)

Inoltre la velocità  $u_1$  di ingresso è uniforme lungo  $ai$ , mentre quella di uscita,  $u_2$ , non è uniforme lungo  $bh$  perché la presenza del corpo ha creato una scia a partire dal bordo di uscita. Comunque, si assume che  $u_1$  e  $u_2$  sono in direzione  $x$ , con  $u_1 = \text{costante}$  e  $u_2 = f(y)$ .

Sia ora  $\underline{\tau} = -p\underline{U} + \underline{\tau}_d$  l'espressione generale del tensore degli sforzi in un fluido e

$$\frac{d}{dt} \iiint_V \rho \underline{V} dV + \iint_S \rho \underline{V} \underline{V} \cdot \underline{n} dS = \iint_S \underline{\tau} \cdot \underline{n} dS \quad (4.8)$$

la forma integrale del bilancio di quantità di moto, in assenza di forze di massa.

È poi  $S = abhi \cup cd \cup def \cup fg$ .



Sempre in generale, si può porre, per una qualunque grandezza  $A$

$$\iint_S A dS = \iint_{abhi} A dS + \iint_{cd} A dS + \iint_{def} A dS + \iint_{fg} A dS \quad (4.9)$$

Essendo i tagli  $cd$  e  $fg$  adiacenti, i flussi di massa che li attraversano sono uguali ed opposti e quindi

$$\iint_{cd} A dS + \iint_{fg} A dS = 0$$

Detto poi

$$-\underline{R}' = \iint_{def} \underline{\tau} \cdot \underline{n} dS$$

con  $-\underline{R}' \equiv$  azione che il corpo esercita sul fluido, (e  $R' \equiv$  azione del fluido sul corpo) ed essendo sulla superficie  $abhi$   $\underline{\tau} = -p\underline{U}$  dalla (4.8) segue allora

$$\frac{d}{dt} \iiint_V \rho \underline{V} dV + \iint_S \rho \underline{V} \underline{V} \cdot \underline{n} dS = \iint_{abhi} -p\underline{U} \cdot \underline{n} dS - \underline{R}' \quad (4.10)$$

e quindi

$$\underline{R}' = - \iint_S \rho \underline{V} \underline{V} \cdot \underline{n} dS - \iint_{abhi} p \underline{n} dS - \frac{d}{dt} \iiint_V \rho \underline{V} dV \quad (4.11)$$

La proiezione di  $\underline{R}'$  sull'asse delle  $x$  fornisce la resistenza aerodinamica  $D'$

$$D' = - \iint_S (\rho \underline{V} \cdot \underline{n}) u dS - \iint_{abhi} (p \underline{n})_x dS - \frac{d}{dt} \iiint_V \rho \underline{V} dV \quad (4.12)$$

essendo  $(p \underline{n})_x dS$  la componente lungo  $x$  della forza di pressione esercitata sull'area  $dS$ .

Ora nel caso presente è  $p = p_\infty = cost$ , il flusso è stazionario, e quindi

$$\iint_S (p \underline{n})_x dS = 0, \quad \frac{d}{dt} \iiint_V \rho \underline{V} dV = 0$$

e pertanto

$$D' = - \iint_S (\rho \underline{V} \cdot \underline{n}) u dS \quad (4.13)$$

Ora le sezioni  $ab, hi$  e  $def$  sono linee di corrente del flusso: quindi in questo tratto  $\underline{V} \cdot \underline{n} = 0$ ; restano solo i contributi delle sezioni  $ai$  e  $bh$ , orientate in direzione  $y$  e per la quale  $dS = dy$  (per unità di apertura).

Risulta quindi

$$\iint_S (\rho \underline{V} \cdot \underline{n}) u dS = - \int_i^a \rho_1 u_1^2 dy + \int_h^b \rho_2 u_2^2 dy \quad (4.14)$$

ed i segni sono dovuti ai versi di  $\underline{V}$  e  $\underline{n}$ , opposti nella stazione di ingresso  $ai$  e concordi in quella di uscita  $bh$ .

Applicando l'equazione della continuità al volume di controllo è

$$\int_i^a \rho_1 u_1 dy = \int_h^b \rho_2 u_2 dy \quad (4.15)$$

Moltiplicando per  $u_1$  la (4.15) si ha

$$\int_i^a \rho_1 u_1^2 dy = \int_h^b \rho_2 u_2 u_1 dy \quad (4.16)$$

e sostituendo la (4.14) nella (4.14) si ottiene

$$\iint_S (\rho \underline{V} \cdot \underline{n}) u dS = - \int_h^b \rho_2 u_2 u_1 dy + \int_h^b \rho_2 u_2^2 dy = - \int_h^b \rho_2 (u_2 - u_1) u_2 dy \quad (4.17)$$

Infine sostituendo la (4.17) nella (4.13) si ha

$$D' = \int_h^b \rho_2(u_2 - u_1)u_2 dy \quad (4.18)$$

Questa relazione esprime la resistenza di un corpo in termini della velocità asintotica  $u_1$  e delle grandezze di campo  $\rho_2$  e  $u_2$ , in una stazione verticale a valle del corpo.

Le grandezze  $\rho_2$  e  $u_2$  possono essere misurate in galleria consentendo di valutare attraverso la (4.18) la resistenza aerodinamica  $D'$ .

## 4.5 Instabilità dei flussi laminari e transizione

Nel moto nei tubi o nello strato limite su un corpo esiste sempre, in generale, all'inizio un tratto di flusso laminare. Si parla di transizione quando si presenta il passaggio a moto turbolento, in modo più o meno graduale, passaggio che avviene in una regione non sempre chiaramente localizzata, spesso molto piccola, tale da poter essere assimilata ad un punto; la restante parte del flusso è poi turbolenta. Se la transizione non si realizza prima del bordo di uscita del corpo o della fine del tubo lo strato limite sarà completamente laminare.

Si mostrerà in seguito che la posizione della regione di transizione dipende essenzialmente dal valore che assume  $Re_x$ : quando questo parametro assume un certo valore detto critico ( $Re_x = Re_{crit}$ ), allora ha inizio e si sviluppa rapidamente la transizione. Il valore di  $Re_{crit}$ , a sua volta, non è univoco, dipendendo fortemente dalla rugosità superficiale, dalla turbolenza iniziale della corrente, dalle condizioni fisiche.

La transizione può essere forzata in un punto predeterminato rendendo ivi la superficie opportunamente scabra; poco dopo il bordo di attacco questo può essere realizzato incollando una striscia di materiale molto ruvido, più a valle mediante grosse protuberanze. A una tale prassi si ricorre spesso in Aeronautica, sia nelle prove di galleria sia direttamente sul velivolo in condizioni operative, in quanto può essere importante che lo strato limite sia certamente turbolento, in certe condizioni di volo.

Il fenomeno della transizione è di fondamentale importanza in Meccanica dei Fluidi, ed in particolare in campo aeronautico; solo in tempi recenti (anni '80) si è sviluppata in modo soddisfacente una modellistica in grado di dare un qualche risultato operativo, anche se il grado di empirismo che interviene nelle procedure sviluppate è ancora molto forte.

I primi profili cosiddetti laminari, in grado cioè di realizzare, in condizioni di progetto, un deflusso laminare almeno per il 60% della corda, vennero sviluppati agli inizi degli anni '40; il primo velivolo nel quale tali profili vennero impiegati fu il P51 Mustang, che riuscì ad ottenere un'eccellente velocità massima grazie alla sua bassa resistenza.

Il controllo della transizione, che potrebbe aprire interessanti prospettive per un impiego efficiente ed affidabile di ali a deflusso laminare per velivoli veloci, è tuttora oggetto di importanti programmi di ricerca basati su cooperazioni internazionali. In effetti, la tecnologia Laminar Flow Control (LFC) è ritenuta strategica dalle industrie aerospaziali per realizzare quel miglioramento delle prestazioni aerodinamiche di ali e fusoliere che consentirebbe di ridurre in modo significativo i consumi (e di conseguenza i costi operativi ed i livelli di inquinamento, anche acustico) e di aumentare le tratte. Si fa inoltre presente che molto probabilmente la realizzazione del velivolo supersonico da trasporto civile HSC/T (High Speed Civil Transportation) è subordinata alla possibilità tecnologica di realizzare i complessi meccanismi di controllo del flusso laminare in condizioni di crociera supersonica.

Già da molto tempo è risultato evidente che la transizione è la fase finale di un complicato fenomeno di instabilità del flusso laminare. Le prime osservazioni sul meccanismo dell'instabilità e della transizione risalgono ad un classico esperimento di laboratorio, eseguito per la prima volta da Osborne Reynolds (1880), ed illustrato in (1), p. 150 e seg.

Si consideri un condotto trasparente, a sezione costante e con pareti lisce, e si faccia scorrere all'interno del tubo un fluido, Fig. 4.6. In un secondo momento si introduce un filetto colorato nel fluido principale e si fa variare la velocità di quest'ultimo. Si osservano, a questo punto, i seguenti

fenomeni: per valori della velocità al di sotto di un certo limite non c'è mescolamento tra il fluido e il filetto colorato (e cioè le particelle conservano traiettorie rettilinee con velocità uniforme ed il moto del fluido può considerarsi laminare); quando questo limite viene superato il filetto colorato comincia ad oscillare ed in breve il fluido dell'intero tubo si colora.

Al meccanismo di scambio diffusivo di quantità di moto presente, su scala microscopica, nel moto laminare, si aggiunge un trasferimento di quantità di moto su scala macroscopica tipico del moto turbolento. Di conseguenza, la distribuzione di velocità nella sezione trasversale risulta più uniforme nel caso turbolento (a parità di flusso di massa) che in quello laminare.

Inoltre, il gradiente di velocità alla parete è notevolmente più grande nel caso turbolento e di conseguenza sarà più elevata la resistenza d'attrito, essendo quest'ultima proporzionale ad esso.

Il parametro fondamentale che influenza la transizione del flusso da laminare a turbolento è il numero di Reynolds  $Re_d$  relativo al diametro  $d$  del condotto ( $Re_d = (Vd)/\nu$ ) che, a parità di diametro e di fluido, è proporzionale alla velocità.

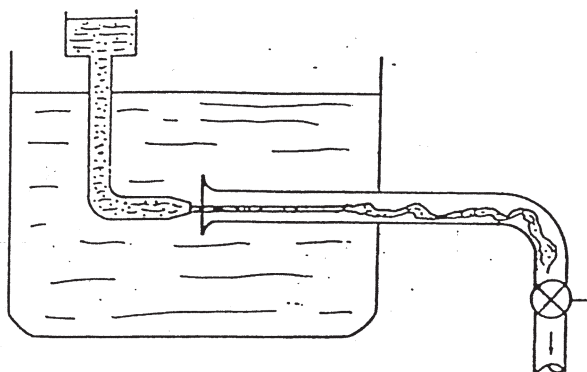


Figura 4.6: Apparato per l'esperienza di Reynolds

Reynolds giunse a questa conclusione in seguito a numerosi esperimenti effettuati variando il diametro del condotto e considerando fluidi con diversa viscosità cinematica. Egli riuscì a stimare un valore critico del numero di Reynolds,  $Re_{cr} = 2300$ , al di sotto del quale il moto resta sempre laminare. Superato questo valore critico non è detto che avvenga la transizione: essa può aver luogo o meno a seconda del tipo di disturbi presenti. In pratica oltre quel valore il flusso laminare diventa instabile, e la sua evoluzione dipende strettamente dal tipo di sollecitazione.

Si capisce quindi l'importanza di determinare questo valore critico del numero di Reynolds, al di sotto del quale qualsiasi perturbazione non stimolerà la transizione.

Considerazioni analoghe valgono anche per il flusso sulla lastra piana o intorno ad un profilo alare, per valori del numero di Reynolds di ordine  $10^5$  o  $10^6$ .

In ogni caso risulta fondamentale la conoscenza della posizione e dell'estensione della regione di transizione per la forte influenza che la transizione ha sul comportamento del sistema in esame.

Lord Rayleigh, in una serie di lavori datati dal 1880 al 1913, studiò l'instabilità di flussi non viscosi e ottenne molti risultati importanti, incluso il ben noto criterio di instabilità inflessionale: i profili di velocità che presentano un punto di flesso sono certamente instabili per disturbi non viscosi. Questa teoria, comunque, non spiega i fenomeni di transizione osservati nell'esperimento di Reynolds. Commentando i suoi risultati su flussi non viscosi, Rayleigh scrisse, (9):

... se le ricerche in questione possono essere applicate a fluidi con viscosità infinitamente piccole come si spiega l'instabilità, osservata negli esperimenti, di flussi con viscosità moderate? Sembra molto verosimile che il primo effetto della crescita della viscosità introduce una instabilità che prima non esisteva, mentre, come mostrano gli esperimenti, una grande viscosità rende il flusso più stabile.

L'instabilità di flussi viscosi fu studiata da Tollmien, che risolse l'equazione viscosa della stabilità (equazione di Orr-Sommerfeld) per una lastra piana. Il numero di Reynolds critico calcolato da

da Tollmien, nel 1929, fu circa  $6 \cdot 10^4$  (basato sulla distanza dal bordo d'attacco della piastra), ancora troppo basso se confrontato con i risultati sperimentali secondo i quali il  $Re_{crit}$  della lastra piana andava da  $3.5 \cdot 10^5$  a  $10^6$ .

Schlichting fu il primo ad intuire che il punto di transizione doveva essere preceduto da una amplificazione di piccoli disturbi e che questa informazione doveva essere usata per correlare i risultati sperimentali. Seguendo la sua teoria, (3), tali perturbazioni possono essere viste come onde, la cui intensità può smorzarsi od amplificarsi. Si tratta comunque di onde di intensità veramente piccola, per cui per un lungo periodo non è stato possibile una verifica sperimentale perché i livelli di turbolenza delle gallerie del vento erano tali da coprire completamente le onde di instabilità. Solo negli anni '40 si riuscì a realizzare una galleria con un livello di turbolenza bassissimo, tale da permettere di evidenziare i fenomeni caratteristici della transizione: gli esperimenti mostrarono chiaramente che la transizione su di una lastra piana è preceduta da un'amplificazione di onde instabili le cui caratteristiche sono in buon accordo con la teoria di Tollmien e Schlichting.

Riguardo alle cause che portano allo sviluppo della turbolenza, si fa presente che nel flusso laminare possono esistere disturbi generati sulla superficie (rugosità, vibrazioni) oppure già presenti nella corrente (un certo livello di turbolenza, il rumore).

Un primo tipo di instabilità 3D è l'instabilità di Görtler, (10), che può essere presente in flussi paralleli su superfici concave, e può quindi manifestarsi sul ventre di un profilo alare molto ricurvo.

Un'altra instabilità, Fig. 4.7, è dovuta alla linea di attacco della corrente <sup>1</sup>, sempre presente, su ali a freccia, a causa della componente di velocità non nulla in direzione ortogonale al profilo. A numeri di Reynolds abbastanza alti questo flusso parallelo all'ala può diventare di per sé instabile dando transizione a partire dal bordo d'attacco, (11).

Se ciò non accade un altro pericolo è costituito dalla cosiddetta *crossflow instability*, (12), che ha luogo in prossimità del bordo d'attacco per effetto della tridimensionalità dello strato limite ivi presente. La direzione del disturbo è quasi trasversale alla linea di corrente esterna.

Se tutto ciò non avviene, nella parte superiore dell'ala si sviluppano onde di Tollmien-Schlichting (3), che conducono, dopo una sufficiente amplificazione, alla transizione ed alla presenza di flusso turbolento su di una parte più o meno grande, ma generalmente considerevole, della superficie alare.

Quando l'ampiezza del disturbo è piccola, una schematizzazione dell'insorgere della transizione può essere articolata nel modo seguente.

- La prima fase del processo di transizione consiste nella recettività dello strato limite. Questo è un complesso meccanismo (o insieme di meccanismi) non ancora ben definito, attraverso il quale quei disturbi presenti nella corrente o sulla superficie si trasformano in pacchetti d'onda sovrapposti al moto base dello strato limite.
- L'amplificazione di queste onde costituisce la seconda fase del processo di transizione e può essere studiata, per una larga porzione della superficie, mediante la teoria lineare della stabilità.
- La terza fase interviene quando l'amplificazione delle onde instabili raggiunge un valore finito; il loro comportamento è differente da quello predetto dalla teoria lineare: sono osservabili interazioni onda/onda e instabilità secondarie. Questa evoluzione non lineare è il preludio alla turbolenza, caratterizzato dall'apparire delle prime zone turbolente, le macchie di Emmons.

<sup>1</sup>La linea d'attacco. Conviene partire dalla considerazione che su un profilo a bordo arrotondato c'è un punto di ristagno (anteriore), e che quindi lo stesso succede in ogni sezione di un'ala diritta, tranne ovviamente che alle sue estremità: la linea di corrente che arriva nel punto di ristagno si biforca in corrispondenza del punto di ristagno, e questo vuol dire che alcune particelle vanno sul dorso, altre sul ventre. Sull'ala a freccia invece non esiste ristagno, a causa della componente oziosa (presente ovunque, e quindi anche sul bordo di attacco), ma c'è comunque, per ogni sezione, un punto del bordo di attacco arrivando in prossimità del quale le particelle, senza fermarsi, in parte vanno sopra, in parte vanno sotto (la linea di corrente si biforca). Tale punto si chiama punto di attacco in quella sezione, e la linea che congiunge tutti i punti di attacco si chiama linea di attacco: la sua conoscenza fondamentale perché a partire da quella linea che si sviluppano gli strati limiti del dorso e del ventre (così come è dal punto di ristagno che si sviluppa lo strato limite sul dorso e sul ventre di un profilo o di un'ala diritta). Così come per il punto di ristagno, la posizione dei punti di attacco, e dunque la linea di attacco, dipende in prima battuta dall'angolo di attacco (e poi come al solito, ma in misura molto minore, dai numeri di Mach e Reynolds)

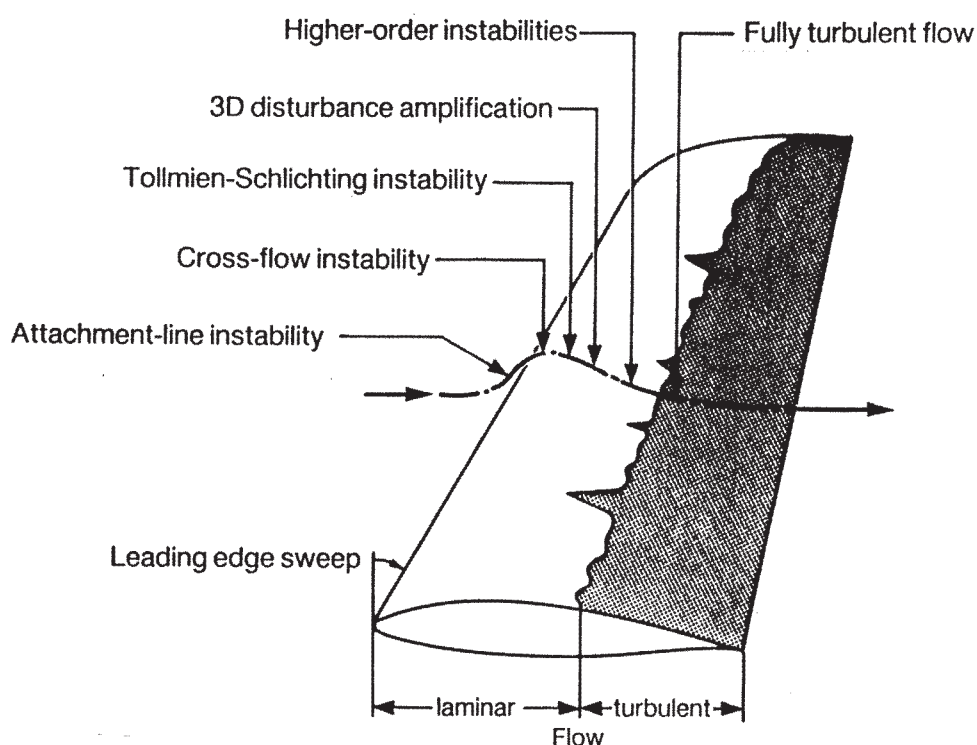


Figura 4.7: Illustrazione della transizione su ali a freccia

- A questo punto, il fattore di forma del profilo di velocità media comincia a diminuire, mentre la resistenza d'attrito comincia a superare i valori laminari.
- L'ultimo passo è rappresentato dall'esplosione delle macchie, che dà luogo al regime di piena turbolenza.

Se invece l'ampiezza dei disturbi è grande si manifestano dall'inizio interazioni non lineari, e si ha immediatamente transizione (nel caso di un'ala, questo accade poco più a valle del bordo d'attacco). Un tale meccanismo è conosciuto come by-pass, nel senso che i fenomeni lineari del processo di transizione vengono del tutto ignorati.

La formulazione di un modello matematico che tenga conto di tutti questi complicati fenomeni sembra un compito molto difficile per i seguenti problemi:

1. conoscenza approssimata dei disturbi;
2. la teoria della recettività non può essere ancora usata per problemi pratici in quanto i risultati sono noti solo per i casi più semplici;
3. molti aspetti dell'ultimo passo del processo di transizione sono ancora sconosciuti per flussi tridimensionali e/o comprimibili.

Tuttavia, mediante la teoria lineare della stabilità (che sarà descritta, brevemente, in seguito) è possibile studiare l'influenza di alcuni parametri capaci di influenzare le proprietà di stabilità dello strato limite. I risultati possono essere così sintetizzati.

1. Gradiente di pressione: con gradienti di pressioni negativi (flusso in accelerazione), il profilo di velocità dello strato limite non presenta flesso e l'instabilità, se esiste, è molto debole; con gradienti di pressione positivi (flusso decelerato) la presenza di un punto di flesso comporta una forte instabilità.

2. Numero di Mach della corrente: per lastra piana con parete adiabatica, la comprimibilità è, all'inizio, stabilizzante in campo transonico, poi leggermente destabilizzante da  $M_e = 2$  a  $M_e = 4$ , infine è, ancora una volta stabilizzante per flussi ipersonici.
3. Raffreddamento/riscaldamento della parete: il raffreddamento della parete ha effetti stabilizzanti, il riscaldamento è, viceversa, destabilizzante.
4. Suzione: anche la suzione di una parte dello strato limite ha effetti stabilizzanti in quanto assottiglia lo strato limite, cambia la forma del profilo di velocità e porta il punto di flesso più vicino alla parete.

Si vuole concludere questo paragrafo con un'osservazione importante: può accadere che il flusso laminare che si sviluppa attorno ad un profilo alare o a un'ala separi prima che avvenga la transizione. In effetti, se sul dorso del profilo la distribuzione di pressione ha l'andamento della curva a, Fig. 4.8, il numero di Reynolds  $Re_x$ , che, come si è detto, è indicativo ai fini della transizione, può non raggiungere un valore sufficiente, sicché, a causa del forte gradiente di pressione avverso, si verifica il distacco laminare. Se invece la distribuzione di pressione ha l'andamento della curva b, il numero di Reynolds  $Re_x$ , può raggiungere un valore sufficiente, e si ha prima transizione e poi separazione turbolenta.

La separazione dello strato limite laminare è un fenomeno che può avere significative implicazioni in Aerodinamica Applicata

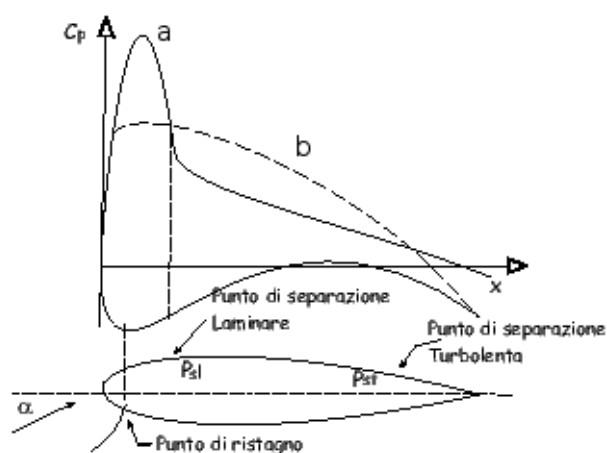


Figura 4.8: Coefficiente di pressione su profilo alare

## 4.6 La transizione in Aerodinamica Applicata

La transizione dello strato limite da flusso laminare a flusso turbolento è un aspetto centrale in Aerodinamica Applicata. Le prestazioni di un'ala sono condizionate in modo determinante dalla transizione. Il problema della previsione della transizione può essere affrontato con teorie che considerano gli effetti delle perturbazioni presenti in una corrente sulla stabilità del flusso laminare. Si espongono di seguito alcuni fatti fondamentali, a partire dalla lastra piana isobarica e considerando poi l'effetto del gradiente di pressione, estendendo quindi le considerazioni relative alla lastra al caso di un profilo. Un cenno sarà poi fatto sugli effetti della distorsione del flusso (effetti di tridimensionalità).

### 4.6.1 La lastra piana isobarica

Ancorché apparentemente poco applicativo, conviene considerare preliminarmente quello che accade su una lastra piana in assenza di un gradiente di pressione longitudinale. In generale, lo

strato limite si presenta come in Fig.4.9: certamente c'è un tratto iniziale laminare, certamente si ha la transizione tra le ascisse  $x_1$  ed  $x_2$ , certamente non si ha separazione del flusso; nella maggior parte dei casi in Aerodinamica Applicata le ascisse  $x_1$  ed  $x_2$  sono sufficientemente vicine (rispetto alla lunghezza della lastra) da poter essere considerate coincidenti: si parla allora di punto di transizione.

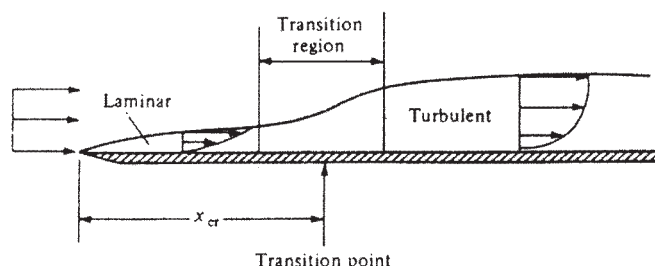


Figura 4.9: Schema dello strato limite - lastra piana isobarica

L'ascissa del punto di transizione è influenzata dai parametri di seguito elencati.

- 1) La turbolenza iniziale della corrente: al crescere della turbolenza iniziale della corrente la transizione anticipa. Si fa presente che per un aeromobile la turbolenza è principalmente legata alle condizioni meteorologiche.
- 2) La rugosità della superficie della lastra, che facilita l'insorgere della transizione.
- 3) Quelli che si possono considerare disturbi della superficie e del flusso esterno -vibrazioni meccaniche o sorgenti di rumore (un motore, ad esempio)- che anticipano la transizione.
- 4) Il numero di Reynolds della corrente, al crescere del quale la transizione anticipa. Quest'aspetto è il più delicato. In effetti, come detto prima, anche in presenza di forte turbolenza iniziale c'è sempre un primo tratto della lastra sul quale lo strato limite è laminare. Questo lo si può motivare in base alla considerazione che il numero di Reynolds che 'conta' nello strato limite, quello valutato rispetto all'ascissa  $x$ ,  $Re_x = \frac{V_\infty x}{\nu}$  è in ogni caso basso per un certo tratto iniziale della lastra: allora gli sforzi tangenziali viscosi sono in un tratto iniziale della lastra certamente sufficientemente grandi da annichilire qualunque disturbo contenuto della corrente. Tenendo presente che peraltro  $Re_x = Re_\infty * (x/L)$  è ovvio che al crescere di  $Re_\infty$  l'effetto stabilizzante degli sforzi viscosi nel tratto laminare si riduce.

#### 4.6.2 Effetto del gradiente di pressione

Per valutare gli effetti viscosi su una linea di corrente, ad esempio sul dorso o sul ventre di un profilo, ci si può certamente riferire ad una lastra piana sulla quale si è riusciti a creare un gradiente longitudinale di pressione. Questo equivale a trascurare gli effetti della curvatura della superficie, e quindi delle linee di corrente, sulla struttura e sullo sviluppo dello strato limite, cosa abbastanza accettabile nelle applicazioni relative alla tecnologia del volo.

Nella quasi totalità dei casi in un flusso bidimensionale in espansione la transizione non si verifica: allora lo strato limite è inizialmente laminare, e tale rimane abbastanza certamente almeno fino a quando la pressione non inizia ad aumentare. La cosa può essere interpretata alla luce di un risultato certamente approssimato ma fondamentale che prevede la stabilità di un profilo di velocità che non presenta un flesso.

In effetti è lo scambio tra i diversi tipi di energia presenti in una corrente in presenza di gradiente di pressione a determinare il profilo di velocità dello strato limite.

In un flusso in espansione si converte principalmente energia interna in energia cinetica, e questo fa sì che il drenaggio di quantità di moto alla parete legato alla presenza dello sforzo viscoso alla

parete  $\tau_w$  non determini grandi difetti di massa, quantità di moto ed energia alla parete: gli sforzi viscosi sono anche in questo caso sempre sufficientemente elevati da annichilire ogni disturbo. Si usa dire che un flusso in espansione è sempre sufficientemente energizzato alla parete.

Al contrario, in un flusso in compressione il cosiddetto recupero di pressione avviene a scapito principalmente dell'energia cinetica: insieme al drenaggio di quantità di moto si determina allora un maggiore difetto delle grandezze estensive alla parete.

Pertanto a valle del punto di massima espansione il profilo di velocità dello strato limite presenta un punto di flesso, con conseguente riduzione degli sforzi tangenziali: i disturbi presenti nella corrente laminare non sono di conseguenza più annichiliti, anzi si amplificano fino a causare la transizione (quando non si ha prima la separazione dello strato limite ancora laminare: è questo un caso assai frequente, si parla di bolla laminare se la corrente a valle torna ad essere attaccata alla superficie, e, come si vedrà, può essere molto importante per le caratteristiche aerodinamiche di un profilo l'evoluzione di una bolla laminare al variare dei parametri del volo).

### 4.6.3 Effetti di tridimensionalità

Il flusso di lastra piana, isobarica o meno, ora considerato è bidimensionale, e dunque astratto: in realtà il flusso attorno ad un aeromobile può avere caratteristiche bidimensionali (o assialsimmetriche, il che è quasi la stessa cosa) solo in regioni limitate: nella parte centrale di ciascuna semiala se l'ala non è a freccia, sul cono anteriore della fusoliera o su alcune parti di certe prese d'aria (flusso assialsimmetrico). Quando un flusso esibisce significative caratteristiche di tridimensionalità la transizione lungo una linea di corrente in generale anticipa, e diventa altamente probabile anche prima del punto di massima velocità (cf. 4.7).

### 4.6.4 Conclusioni

Si vuole evidenziare il ruolo fondamentale che gioca la transizione sulle caratteristiche aerodinamiche delle superfici portanti e non.

Avere transizione molto a valle, verso il bordo di uscita, con elevate estensioni del tratto laminare dello strato limite, certamente assicura sforzi viscosi alla parete minori. Il rischio è nella possibilità di una separazione laminare. Per contro una transizione anticipata garantisce un comportamento ottimale nei confronti della separazione, che può essere controllata; la resistenza di attrito certamente è più elevata.

In caso di flusso fortemente tridimensionale comunque neanche una transizione molto anticipata riesce ad eliminare la possibilità di separazioni del flusso legate proprio alla tridimensionalità.

La previsione ed il controllo della transizione in tutte le condizioni di volo è comunque un requisito assoluto della progettazione aerodinamica, che, impostato in fase progettuale, viene verificato durante le prove di volo: eventuali discrepanze fra previsione progettuale e comportamento effettivo dell'aeromobile possono generare cattivi funzionamenti dell'aeromobile, e vanno eliminate con interventi ad hoc che però certamente degradano altre prestazioni.

## 4.7 Lo strato limite tridimensionale

Si consideri il flusso su un'ala infinita a freccia, Fig. 4.10;  $\varphi$  è l'angolo di freccia, la velocità asintotica  $Q_\infty$  ha una componente  $U_\infty$  normale al bordo d'attacco ed una componente  $W_\infty$  parallela al bordo d'attacco.

Due sistemi di coordinate sono usualmente introdotti, Fig. 4.10: uno  $(X, Z, y)$  solidale all'ala e l'altro  $(x, z, y)$  solidale alla linea di corrente esterna.

In entrambi i casi, la direzione  $y$  è perpendicolare alla parete e le altre due coordinate sono definite sulla superficie alare. Come è illustrato in Fig. 4.11, il profilo di velocità dello strato limite ha due componenti: una,  $u$ , in direzione della linea di corrente esterna (*streamwise*) e l'altra,  $w$ , in direzione  $z$  normale alla linea di corrente esterna (*crossflow*).

Ciò è dovuto al fatto che quando le linee di corrente non viscosi presentano andamenti ricurvi nella direzione laterale, le particelle fluide sono soggette a gradienti di pressione che, nell'ap-



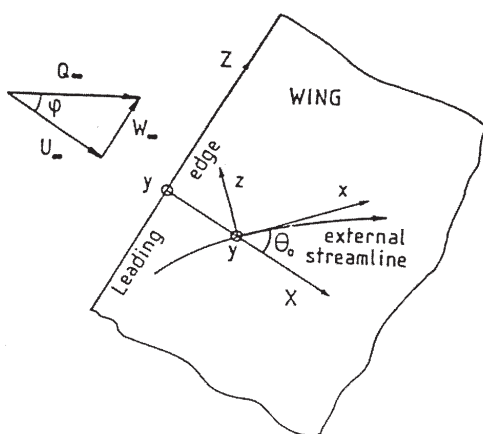


Figura 4.10: Notazioni e sistemi di coordinate

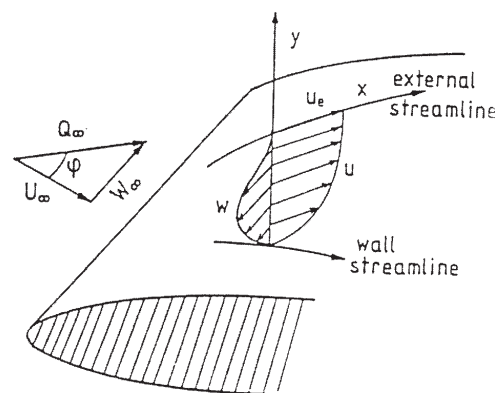


Figura 4.11: Flusso su ala a freccia

prossimazione di strato limite, agiscono anche all'interno e che bilanciano le azioni della forza centrifuga.

Al diminuire della distanza dalla parete, e quindi della velocità, dovrà aumentare la curvatura delle linee di corrente e ciò determina l'insorgere del flusso trasversale  $w$ . Quindi, muovendosi attraverso uno strato limite 3D in direzione ortogonale alla superficie del corpo, dal bordo esterno fino alla parete, si può osservare che il vettore velocità cambia continuamente direzione e intensità, raggiunge solo sul corpo una posizione limite, con intensità nulla, che dà luogo alle cosiddette linee di corrente limite.

Il fenomeno è reso complicato in prossimità della parete, dal momento che sono le forze tangenziali a bilanciare le forze di pressione. Al limite, sulla parete, la forza centrifuga è nulla ed il gradiente di pressione dovrà essere completamente bilanciato dallo sforzo tangenziale superficiale. Per cui, definendo linea d'attrito la linea che in ogni suo punto è tangente allo sforzo tangenziale superficiale, essa non è altro che la linea di corrente limite.

Dal bordo d'attacco fino alla stazione  $X_M$ , dove la velocità esterna raggiunge un valore massimo, il *crossflow* è diretto verso la parte concava della linea di corrente esterna, Fig. 4.11.

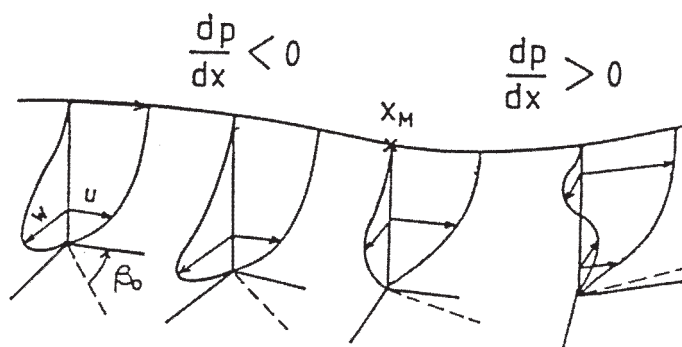


Figura 4.12: Strato limite tridimensionale

La componente di velocità in direzione *crossflow* è quindi nulla sulla linea di attacco, poi cresce più o meno rapidamente a causa dell'accelerazione del flusso raggiungendo un massimo nella regione con gradiente di pressione negativo. Questo valore massimo resta piccolo (circa il 5 – 10% della velocità esterna) ma è sufficiente per creare forti instabilità di *crossflow*. A  $X = X_M$ , il gradiente

di pressione diventa positivo, la curvatura della linea di corrente esterna cambia, e la velocità in vicino alla parete cambia direzione (profilo a forma di S, Fig. 4.12).

Se il gradiente di pressione positivo è abbastanza forte, il profilo di *crossflow* può completamente cambiare direzione. Nella stessa regione, un punto di flesso compare nel profilo *streamwise* u.

Dunque, supponendo che il flusso sia laminare sulla linea d'attacco dell'ala, la transizione può essere dovuta o all'instabilità di *crossflow* o a quella *streamwise*. In Fig. 4.13 è rappresentata una distribuzione di velocità esterna su un'ala a freccia con un massimo alla stazione  $X = X_M$ , e una variazione tipica del rateo di amplificazione, per due frequenze instabili, in funzione dell'angolo  $\psi$  tra la linea di corrente esterna e il vettore numero d'onda. Due stazioni sono state prese in considerazione: una nella regione con gradiente di pressione negativo ( $X < X_M$ ), l'altra nella regione con gradiente di pressione positivo ( $X > X_M$ ).

Le linee piene corrispondono a flussi incomprimibili mentre le linee tratteggiate a flussi comprimibili per tipici valori di numeri di Mach transonici.

- Instabilità di Tollmien-Schlichting

I profili di velocità nella direzione della linea di corrente esterna hanno la stessa forma di quelli bidimensionali e, analogamente a questi ultimi, sono essenzialmente instabili in flussi decelerati (parte destra della Fig. 4.13). Per velocità piccole, la direzione più instabile  $\psi_M$  è vicina a  $0^\circ$  ( $\psi_M$  è l'angolo tra la direzione del disturbo e quella della linea di corrente esterna). Quando gli effetti della comprimibilità non sono trascurabili, i risultati di stabilità mostrano lo stesso comportamento dei flussi 2D: i ratei di amplificazione sono ridotti, e  $\psi_M$  è compreso tra  $40^\circ$  e  $70^\circ$ .

Le lunghezze d'onda di questi disturbi sono circa 10 volte lo spessore dello strato limite.

- Instabilità di *Crossflow*

Nei profili di velocità media in questa direzione è sempre presente un punto di flesso, e quindi una forte instabilità si può presentare nella regione dove la velocità di *crossflow* cresce rapidamente, e cioè in presenza di un forte gradiente di pressione negativo (per esempio nelle vicinanze del bordo d'attacco di un'ala a freccia, parte sinistra della Fig. 4.13).  $\psi_M$  non è mai esattamente uguale a  $90^\circ$  ma è compreso in un piccolo intervallo vicino alla direzione di *crossflow*,  $85^\circ < \psi_M < 89^\circ$ .

L'instabilità è dominata dalle proprietà del punto di flesso (altezza, valore locale della derivata  $dw/dy$ ) che non sono influenzati dagli effetti della comprimibilità, cosicché la direzione più instabile e i ratei di amplificazione sono quasi identici per i flussi incomprimibili e per quelli transonici.

Le lunghezze d'onda dei disturbi di *crossflow* sono tre o quattro volte lo spessore dello strato limite.

Le frequenze più instabili sono usualmente più basse per l'instabilità di *crossflow*; in particolare la teoria lineare mostra che questo tipo di instabilità può amplificare disturbi a frequenza nulla (detti stazionari).

Questo conduce alla formazione di vortici ad anello praticamente allineati con la direzione *streamwise*.

Immediatamente a valle del punto di massimo della velocità esterna l'instabilità di *crossflow* decade, mentre i disturbi *streamwise* cominciano ad essere amplificati. Per numeri di Mach transonici le due direzioni instabili sono vicine tra loro e sono quindi possibili interazioni tra i disturbi.

## 4.8 La separazione dei flussi tridimensionali

In un flusso bidimensionale il punto di distacco o di separazione dalla superficie coincide con il punto in cui lo sforzo tangenziale superficiale si annulla. Questo punto è caratterizzato dal verificarsi simultaneo di altre condizioni. Per esempio, nei pressi di tale punto, lo spessore di strato limite cresce rapidamente rendendo non valida l'approssimazione di strato limite e la conseguente assunzione che la distribuzione di pressione sul corpo sia quella ottenuta dalla soluzione non viscosa. Inoltre, nel punto di separazione, le equazioni dello strato limite al primo ordine diventano singolari e il flusso a valle di esso presenta una inversione che lo rende inaccessibile alla usuale analisi di strato limite. La coincidenza di tutti questi fattori nei flussi 2-D è ben nota per cui la condizione di annullamento dello sforzo tangenziale superficiale è il criterio spesso adottato per individuare la separazione nelle procedure di calcolo dello strato limite.

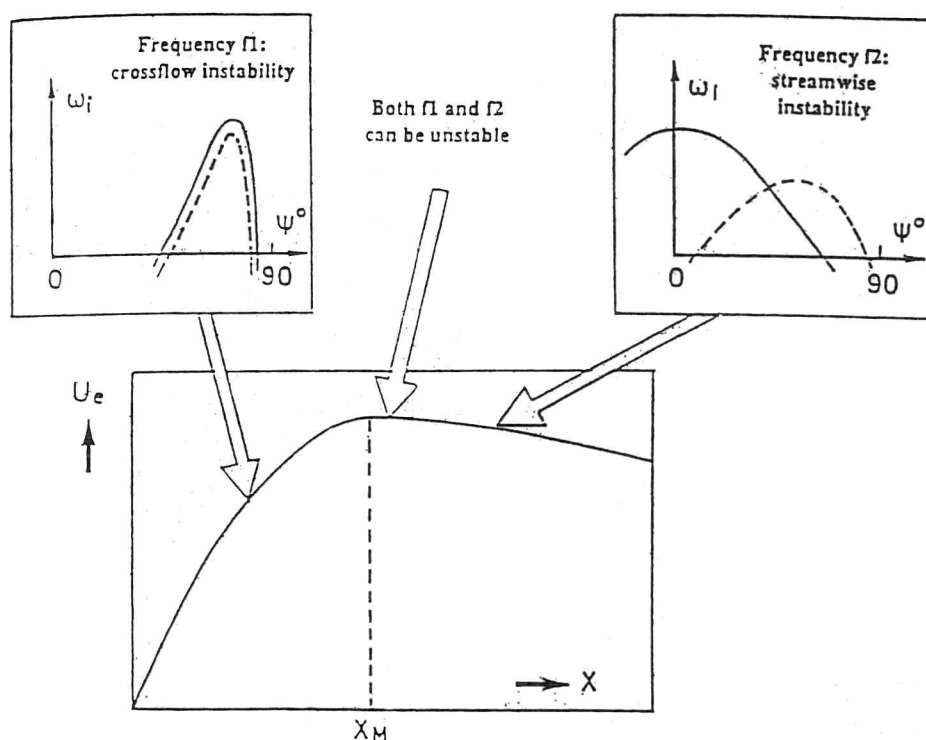


Figura 4.13: Instabilità tipiche su ali a freccia

Nei flussi tridimensionali, invece, la definizione del termine separazione non è precisa ed è stato osservato che, generalmente, il distacco del flusso dalla superficie non è collegato in modo semplice alle caratteristiche del flusso vicino alla superficie stessa. In particolare, la separazione del flusso è raramente associata con l'annullamento dello sforzo tangenziale superficiale eccetto che in casi particolari o in punti 'singolari' isolati ma, molto più frequentemente, lo sforzo tangenziale superficiale resta finito sulla linea di separazione.

Tuttavia, da un punto di vista ingegneristico, è fondamentale valutare la presenza della separazione in un flusso tridimensionale. Per esempio, nei velivoli con ali a forte freccia, la separazione di strati limiti 3-D è caratterizzata dalla formazione di strutture vortuose ben concentrate che risultano stabili fino alle alte incidenze (stallo) e che influenzano notevolmente le prestazioni aerodinamiche. La topologia di questi flussi si differenzia sostanzialmente da quella che si incontra nelle regioni separate 2-D caratterizzate da un ricircolo intermittente ed instazionario.

Per ali di grande allungamento ad alti angoli d'attacco lo strato limite si distacca dal dorso secondo superfici quasi ortogonali alla direzione della corrente asintotica. In queste condizioni si può ritenere che la separazione sia, almeno nella zona centrale dell'ala, di tipo bidimensionale mentre, in ogni caso, nelle regioni di estremità alare ed in corrispondenza delle giunzioni ala-fusoliera il tipo di moto e la relativa separazione è chiaramente tridimensionale.

In realtà sono diversi i tipi di flussi 3-D separati che si realizzano attorno a configurazioni di interesse aeronautico, ma non sempre è facile comprendere la loro reale struttura anche con l'ausilio di tecniche di visualizzazione.

Molta attenzione è stata riservata alla correlazione della separazione con l'osservazione delle linee di corrente limite o linee d'attrito sulla superficie del corpo. I vantaggi di lavorare con le linee di attrito sono essenzialmente due:

- esse sono univocamente definite anche in prossimità delle linee di separazione che sono anche esse linee d'attrito;

- l'andamento delle linee di attrito può essere osservato come un campo vettoriale continuo nel quale appaiono punti singolari dove sono nulli o la velocità o la vorticità o lo sforzo tangenziale d'attrito.

L'ausilio di concetti di topologia ci fornisce poi uno strumento in grado di razionalizzare la comprensione del fenomeno della separazione e, in tale ottica, è usuale introdurre i tipi di flussi che costituiscono gli elementi base per la ricostruzione della struttura del flusso 3-D separato.

Si consideri il flusso su un corpo di rivoluzione sottile posto a piccola incidenza in una corrente uniforme, Fig. 4.14. Il punto di ristagno anteriore può essere visto come un 'punto singolare nodale di attacco'. Questo punto è una sorgente di linee d'attrito le quali si congiungono in un singolo punto, il punto di ristagno posteriore, vicino la poppa del corpo, da cui una singola linea di corrente si diparte nel flusso esterno. Questo punto, che può essere considerato come un pozzo di raccolta per le linee di corrente limite, è chiamato 'punto singolare nodale di separazione'.

Questo semplice esempio consente a Peake e Tobak, (13), di definire un flusso attaccato come un flusso che contiene due e solo due punti singolari nella distribuzione di linee di corrente limite; questi sono il punto nodale di attacco e il punto nodale di separazione. La distribuzione di linee d'attrito superficiali nei punti nodali di attacco e di separazione sono illustrati in Fig. 4.14.1, mentre una visualizzazione di un flusso attaccato è mostrata in Fig. 4.14.2. Questa definizione di flusso attaccato conduce alla definizione di flusso separato come un flusso con distribuzione di linee d'attrito contenente più di due punti nodali.

Siccome i punti nodali sono di due tipi, due dei punti nodali devono essere dello stesso tipo. In tal caso le linee d'attrito emanate da ciascuno di questi punti nodali devono essere precedute da un incrocio; il punto in cui tale incrocio avviene è dunque un altro punto singolare detto "punto sella". Quindi il più semplice flusso separato deve contenere tre punti nodali e un punto sella. Illustrazioni di tale distribuzione sono presentate in Fig. (4.15).

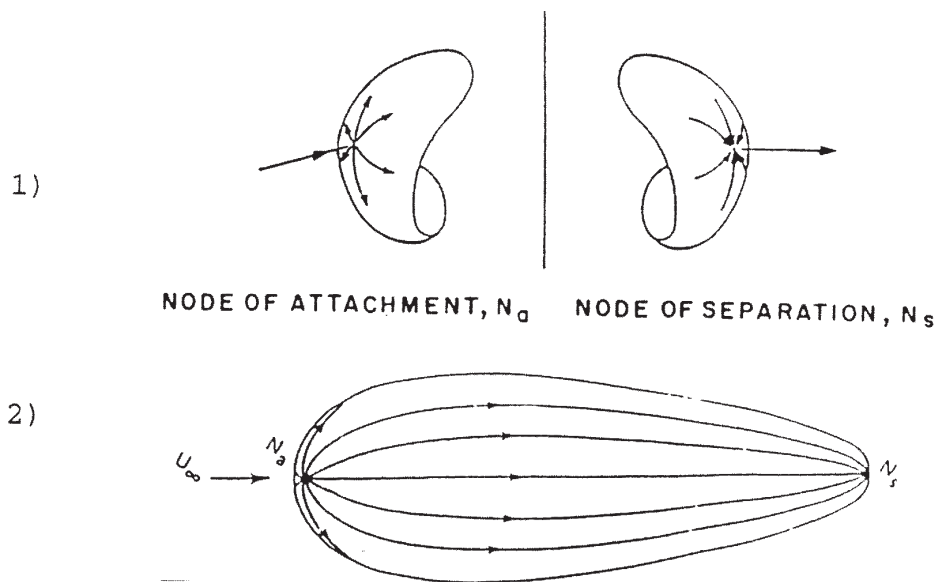


Figura 4.14: Visualizzazione delle linee di corrente limite in un flusso attaccato

In Fig. 4.15.1 è mostrata una distribuzione superficiale per un flusso con due punti nodali di attacco, un nodo di separazione e un punto sella di attacco, mentre in Fig. 4.15.2 è mostrata la distribuzione superficiale con un nodo d'attacco, due punti nodali di separazione e un punto sella di separazione. In Fig. 4.16 è mostrata la distribuzione di linee di attrito in un punto sella di attacco e di separazione. Il fatto che il numero di punti nodali supera il numero di punti sella di due costituisce una delle regole di topologia.

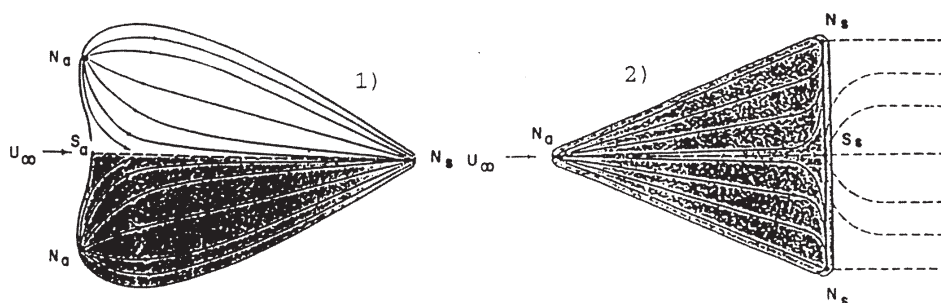


Figura 4.15: Illustrazioni di linee d'attrito su corpi con tre punti nodali e un punto sella.

- 1) due punti nodali di attacco e uno di separazione
- 2) due punti nodali di separazione e uno di attacco

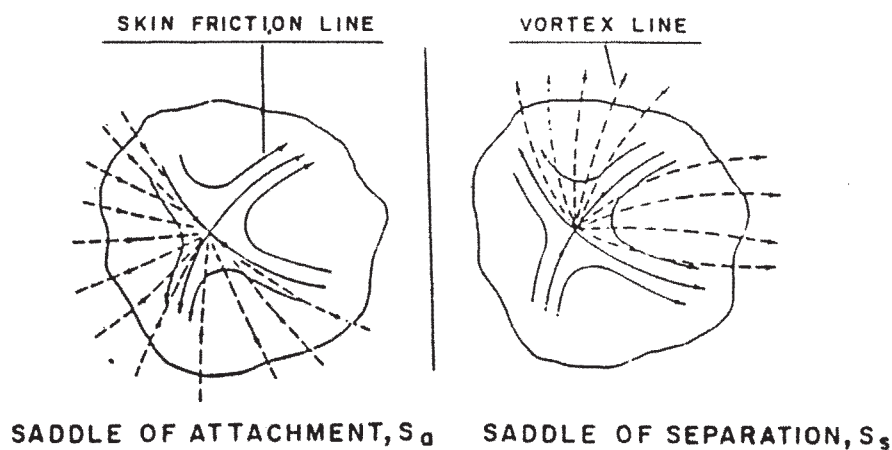


Figura 4.16: Distribuzione di linee d'attrito e di vorticità per punti sella di attacco e di separazione

Basandosi su queste osservazioni, Peake e Tobak definiscono la distinzione tra flusso separato e attaccato nel modo seguente: la distribuzione di linee d'attrito per un flusso attaccato non può contenere punti sella, la distribuzione di linee d'attrito per un flusso separato deve contenere, al minimo, un punto sella. Questa è condizione necessaria per definire la separazione, tuttavia la completa definizione del fenomeno della separazione deve includere la discussione delle caratteristiche dei punti singolari.

Si consideri ora una superficie e su di essa un punto: se tale punto non è un punto singolare, allora in esso si intersecano soltanto una linea d'attrito e una linea di vorticità. I punti singolari possono presentarsi invece in singole posizioni dove la vorticità superficiale e lo sforzo superficiale, che sono vettori ortogonali tra loro ed entrambi tangenti alla superficie, diventano simultaneamente zero. Questi punti singolari possono essere classificati in due tipi principali: nodi e punti sella. I nodi possono essere ulteriormente divisi in due classi: punti nodali e fuochi, entrambi di attacco o separazione. La distribuzione delle linee di attrito e delle linee vorticosose è mostrata in Fig. 4.17.

I vari tipi di punti nodali sono distinguibili dal fatto che il punto singolare nodale è comune ad un numero infinito di linee d'attrito. Nel nodo, tutte le linee d'attrito tranne una, indicata con AA in Fig. 4.17.1, sono tangenti alla linea BB mentre l'angolo tra queste due linee può cambiare come indicato in figura. Al punto nodale di attacco tutte le linee d'attrito si allontanano dal punto singolare, mentre al punto nodale di separazione le linee sono orientate nella direzione opposta.

Il fuoco è distinguibile dal punto nodale dalla mancanza di una comune tangente, come si

può vedere in Fig. 4.17.2. Un numero infinito di linee d'attrito ruotano a spirale intorno al punto singolare allontanandosi da esso nel fuoco di attacco o dirigendosi verso esso nel fuoco di separazione.

Il punto sella ha soltanto due linee d'attrito che passano attraverso il punto singolare, le linee CC e DD in Fig. 4.17.3. Tutte le altre linee d'attrito non passano attraverso il punto singolare.

Ciò è utilizzato da Lighthill, (14), per illustrare la condizione per la separazione. Egli definisce la linea emanata dal punto sella in cui le linee d'attrito provenienti da entrambi i nodi convergono, ma sono ostacolate dall'incrociarsi, come linea di separazione.

Comunque, questa definizione di separazione non è unica anzi, come si è detto, esiste ancora una certa ambiguità nella definizione di flussi separati perché sovente sono stati osservati fenomeni di separazione originati da linee provenienti da punti nodali di separazione e non da punti sella.

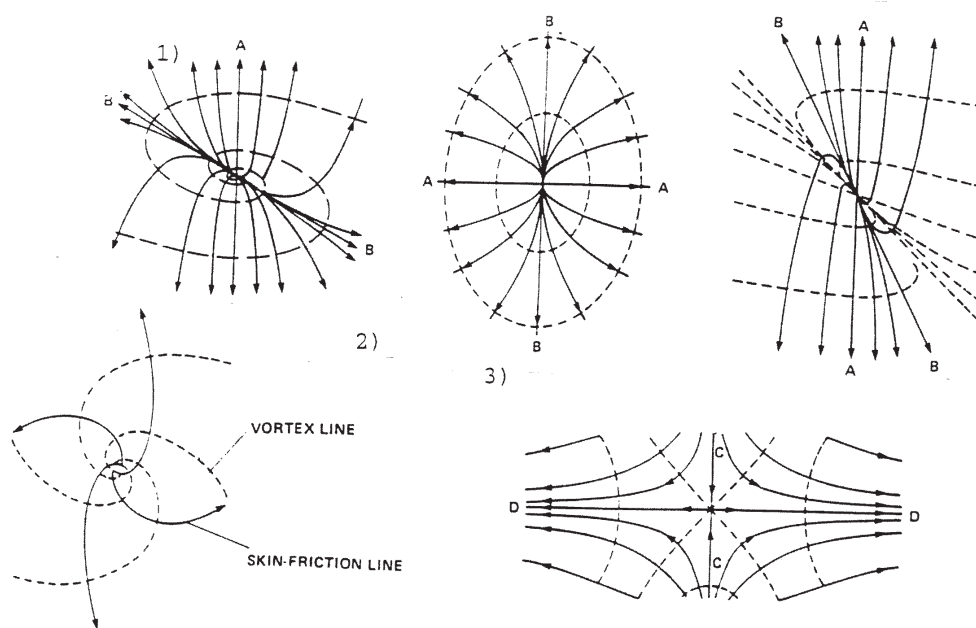


Figura 4.17: Punti singolari 1) Punti nodali 2) Fuoco 3) Punto sella

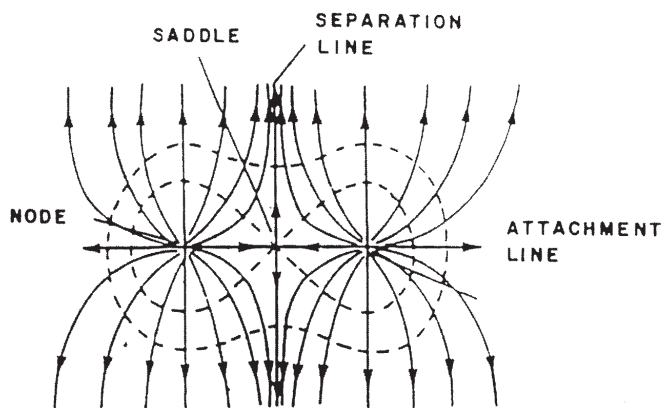


Figura 4.18: Linea di separazione del punto sella tra due punti nodali di attacco

Si è visto che l'esistenza di un punto singolare a sella è condizione necessaria per la separazione. Tipicamente un punto sella separa le linee d'attrito che escono da adiacenti nodi di attacco come mostrato in Fig. 4.18.

Recentemente Tobak e Peake hanno ripreso l'ipotesi di Legendre, (15), secondo cui si deve parlare di separazione locale quando la linea di separazione proviene da un punto nodale. Quando invece la linea di separazione proviene da un punto sella la separazione è globale.

Il concetto di separazione locale implica che quando appare la linea di separazione non si formano più nuovi punti singolari, sulla superficie del corpo o nel campo, che ne alterano la topologia. Lo sviluppo di una linea di separazione globale è collegata in modo inequivocabile con la formazione di nuove coppie di punti sella e punti nodali e di un nuovo punto singolare, di ristagno, nel campo di moto esterno. Purtroppo non si è ancora in grado di predire le condizioni che danno origine ai punti singolari ed a quelle che provocano le successive variazioni nel numero e nella forma di tali punti.

Da un punto di vista più pratico molti autori tuttavia, prescindendo dai concetti di topologia fin qui introdotti, utilizzano il concetto di involuppo di linee di corrente limite come criterio per individuare le linee di separazione.

Il concetto di separazione espresso da Maskell, (16), distingue la configurazione del flusso separato in due forme basiche: una separazione tipo bolla e una tipo strato vorticoso libero, illustrate in Fig. 4.19.

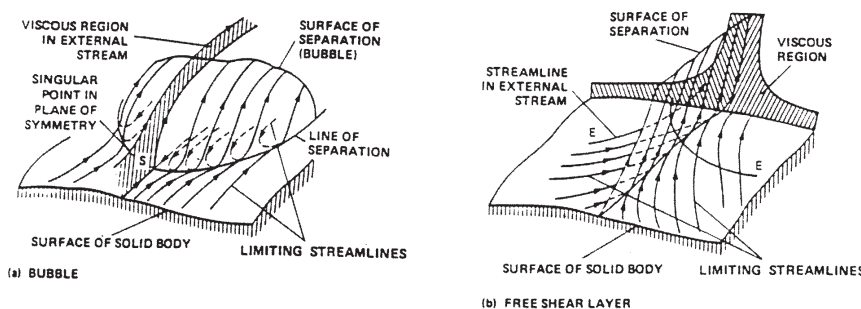


Figura 4.19: Separazione tridimensionale secondo Maskell

Nel primo caso la superficie di separazione racchiude del fluido che non è parte del flusso principale mentre nel secondo entrambi i lati della linea di separazione sono costituiti dal flusso principale. I risultati numerici di Wang, (17), confortano il concetto di Maskell. Egli chiama il tipo di separazione a bolla un tipo chiuso perché la regione di separazione non è accessibile alla parte di fluido che scorre sopra, mentre il tipo strato vorticoso libero è un tipo aperto perché le linee di corrente limite, su entrambe i lati della linea di separazione, provengono dallo stesso punto di ristagno anteriore.

In conclusione si riassumono alcune tra le definizioni date da vari autori di linea di separazione tridimensionale:

1. linea in cui alcune componenti dello sforzo tangenziale superficiale si annullano;
2. linea d'attrito che unisce punti singolari;
3. linea di involuppo delle linee di corrente limite;
4. linea che divide il flusso proveniente da diverse regioni.

Si potrebbe mostrare, con qualche esempio, che ognuna di tali definizioni è valida sotto certe condizioni, ma non è universalmente valida e la separazione del flusso può essere accompagnata dal verificarsi simultaneo di più di una delle condizioni elencate.

Tuttavia, da un punto di vista pratico, molti ricercatori sono oggi propensi a considerare la linea di separazione tridimensionale come involuppo delle linee di corrente limite; tale linea dunque, nelle applicazioni, sarà individuata dai punti luogo delle linee di corrente convergenti all'interno o al bordo di uno strato limite. Tali linee di corrente devono comunque essere calcolate in base a realistiche distribuzioni di pressione che possono essere quelle sperimentali o quelle teorico-numeriche ottenute da processi di interazione forte tra flussi non viscosi e viscosi.



## Capitolo 5

# Il campo transonico

### 5.1 Aspetti non viscosi

Il campo di moto intorno ad un corpo investito da una corrente ad alta velocità può presentare regioni supersoniche accanto a regioni subsoniche, e si parla allora di campo transonico. Il passaggio dalle prime alle seconde avviene attraverso onde d'urto normali, caratterizzate da bruschi cambiamenti dei valori della pressione, della densità e della temperatura del fluido.

La ricerca aerodinamica da molti anni dedica grande attenzione allo studio dei metodi per ottenere migliori prestazioni in campo transonico; testimonianza tangibile degli sforzi profusi nel tempo sono i più diffusi velivoli commerciali che attualmente operano a numeri di Mach prossimi all'unità. Le complesse caratteristiche del campo di moto transonico consiglierebbero vivamente di evitare tale regime critico, ma motivi di efficienza, sia aerodinamica che propulsiva, nonché le esigenze commerciali legate alla necessità di rendere competitivo il mezzo aereo rispetto ad altri tipi di trasporto spingono nella direzione diametralmente opposta.

Per realizzare un prodotto all'avanguardia si deve essere in grado di incrementare le prestazioni velocistiche senza gravare sui costi operativi. In essi incide in maniera rilevante il consumo di carburante; alle esigenze economiche di una riduzione di tale voce si aggiungono le istanze legate alla salvaguardia ambientale.

Si sono già descritti i metodi per il calcolo dei numeri di Mach critici inferiore e superiore, che delimitano il campo transonico. In questo capitolo si passerà alla descrizione del campo transonico bidimensionale non viscoso, sarà quindi discussa la similitudine transonica insieme alle sue conseguenze e si esaminerà infine il problema della determinazione della resistenza d'onda mediante il metodo *far-field*. Gli aspetti legati agli effetti della viscosità -fondamentali, con forti implicazioni su prestazioni, certificazione e condotta dell'aeromobile- sono presentati e discussi in seguito.

#### 5.1.1 Numero di Mach critico superiore

Per la determinazione del numero di Mach critico superiore, assegnata la geometria e l'angolo d'attacco, basta calcolare il più piccolo numero di Mach per il quale l'urto non è staccato mediante la relazione che lega l'angolo di deviazione massima dell'urto obliquuo (o conico) con il numero di Mach (oppure con la relazione che lega il numero di Mach, l'angolo di deviazione della corrente e l'angolo d'urto, Fig. 5.1).

Nel caso bidimensionale il numero di Mach critico superiore può essere definito solo per i profili cosiddetti supersonici, a bordi aguzzi (per un profilo a bordo di attacco arrotondato  $M'_{\infty crit}$  diverge). Anche per le geometrie fusiformi è necessario un bordo aguzzo per poter viaggiare in campo supersonico. Nel caso di ali a freccia invece è possibile il volo supersonico anche con bordi d'attacco arrotondati se l'angolo di freccia è sufficientemente grande da far sì che il cono di Mach centrato in ciascun punto del bordo d'attacco non contenga il bordo d'attacco dell'ala.

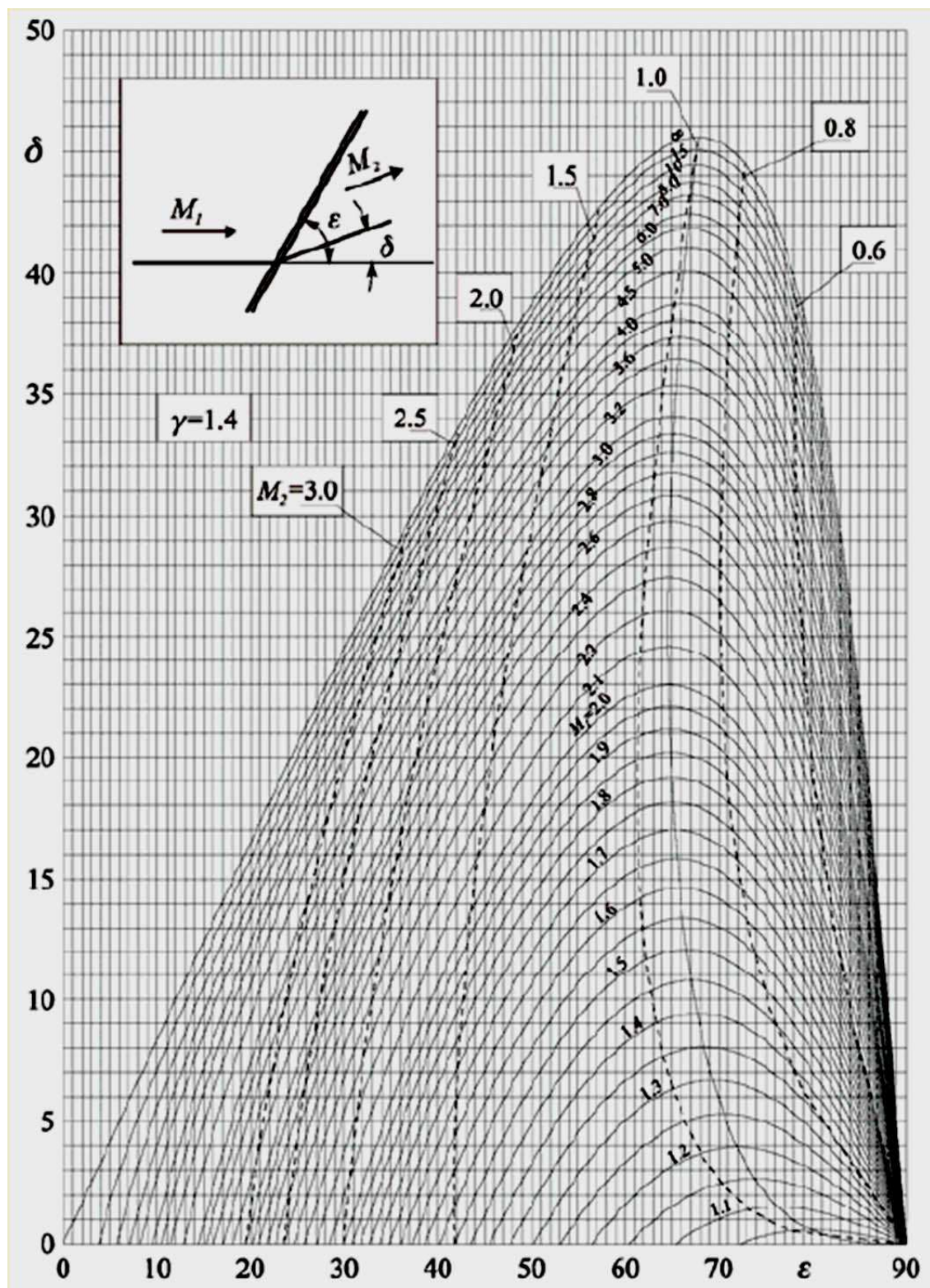


Figura 5.1: Abbaco d'urto per l'aria, da (5)

### 5.1.2 Struttura del campo

In questo paragrafo si presenta una descrizione dei fenomeni che si verificano in campo transonico, relativamente ai profili alari e quando si possono trascurare gli effetti della viscosità: questa seconda assunzione è sostanzialmente ben accettabile solo nelle condizioni di crociera. Si riporta in Fig. 5.2 in sequenza l'andamento della distribuzione di pressione sul dorso e sul ventre di un profilo portante e la visualizzazione del campo di pressione, ad una data incidenza, al crescere del numero di Mach della corrente asintotica.

Inizialmente, per  $M_\infty \leq M_{\infty crit}$ , la distribuzione di pressione è simile a (meglio, in similitudine con) quella relativa al campo iposonico; per  $M_\infty = M_{\infty crit}$  la velocità delle particelle uguaglia la velocità del suono in un punto del profilo, dove la pressione raggiunge il valore critico. Per valori di  $M_\infty$  tali che  $M_{\infty crit} < M_\infty < 1$ , compare il flusso misto subsonico e supersonico, quest'ultimo limitato alla zona compresa tra l'onda d'urto quasi normale e la linea sonica (nel caso presentato, questo accade sul dorso). Per valori crescenti del numero di Mach la regione supersonica si estende mentre l'onda d'urto tende ad arretrare verso il bordo d'uscita; compare inoltre un flusso supersonico anche sul ventre, con formazione di un'onda d'urto che arretra più rapidamente di quanto si verifica per il dorso. Quando, con il crescere del numero di Mach, è  $M_\infty > 1$ , compare l'onda di prua (normale in corrispondenza del bordo d'attacco e sempre più inclinata, fino a diventare evanescente) ed è presente una zona subsonica attorno al bordo d'attacco; le onde d'urto sul profilo arretrano verso il bordo d'uscita e si congiungono.

Quando un velivolo in accelerazione entra in campo transonico il coefficiente di portanza continua ad aumentare (come faceva nel regime subsonico) fino ad un numero di Mach che, in assenza di fenomeni viscosi, è un po' maggiore dell'unità, e poi decresce. La presenza di onde d'urto comporta un aumento di entropia cui è collegata una resistenza che, nelle ipotesi assunte, sarà di pressione: il relativo coefficiente cresce in modo considerevole fino a numeri di Mach prossimi all'unità, quindi inizia a decrescere. In Fig. 5.3 è mostrato l'andamento teorico (numerico) dei coefficienti di resistenza e di portanza collegati ai campi di moto della Fig. 5.2 (in realtà per la portanza si sono messi in conto alcuni effetti viscosi che saranno trattati in seguito). È stato evidenziato il valore del numero di Mach per il quale il coefficiente di resistenza inizia a crescere con un rateo insostenibile per il volo in crociera di un velivolo commerciale.

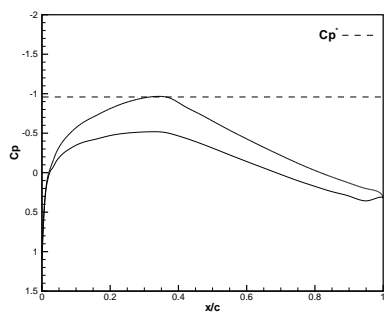
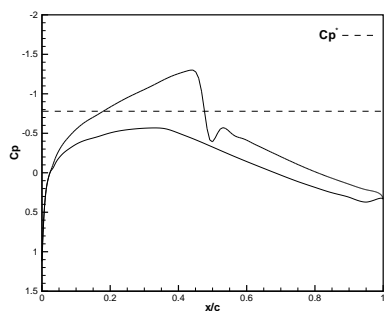
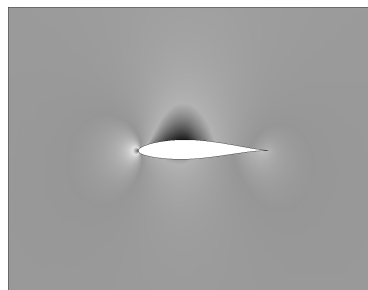
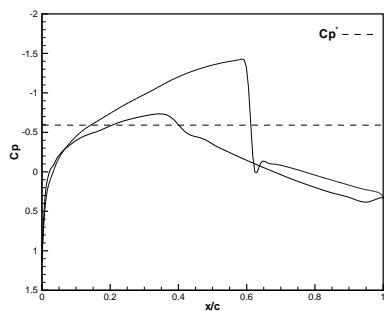
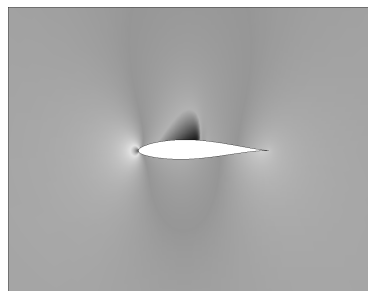
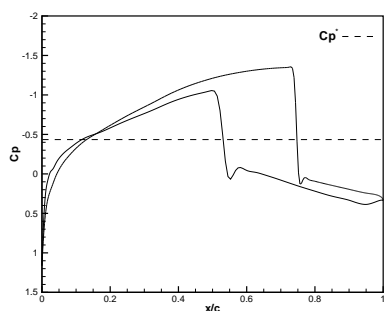
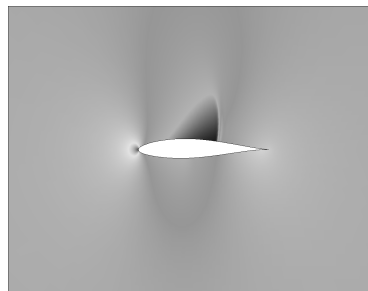
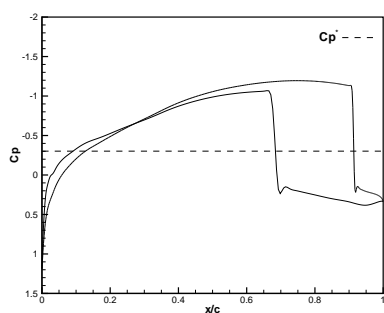
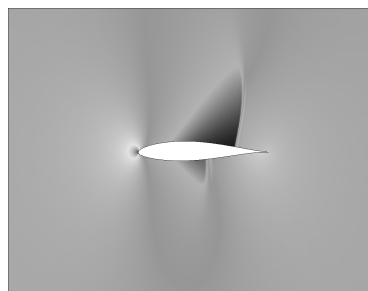
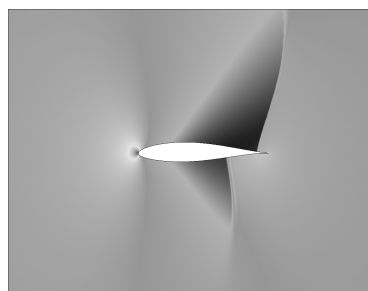
## 5.2 Effetti viscosi

Le considerazioni ed i risultati del paragrafo (5.1) si riferiscono al modello di moto non viscoso applicato a flussi veloci, comunque comprimibili. Quando si passa a trattare flussi reali è in campo transonico si possono avere effetti viscosi molto importanti anche ad angoli di attacco piccoli (la velocità è comunque alta), diversamente rispetto agli altri casi comprimibili, o al caso incomprimibile, quando si hanno grandi effetti viscosi solo ad alti angoli d'attacco (la velocità è bassa): la cosa realmente nuova che gli effetti viscosi possono introdurre in un campo transonico è una struttura del campo di moto complessa e delicata, derivante dall'interazione tra l'onda d'urto normale (che certamente deve essere presente nel campo) e lo strato limite. Quest'interazione può produrre effetti tali da essere dominante nella progettazione dell'aeromobile, nella caratterizzazione delle prestazioni e quindi nella fase di certificazione.

Si svolgeranno nel seguito alcune semplici considerazioni sulla resistenza d'attrito per flussi subsonici, transonici e supersonici, per poi trattare in dettaglio l'interazione tra l'onda d'urto normale e lo strato limite, le cause e le possibili conseguenze, insieme con alcune tecniche per alleviare gli inconvenienti o per migliorare le prestazioni.

### 5.2.1 Effetti viscosi in flusso attaccato

Ad alta velocità, e dunque ipotizzando che l'angolo di attacco sia non troppo elevato, non si hanno grandi effetti sugli sforzi di attrito a parete, e dunque sulla resistenza di attrito la quale, in linea di principio (e comunque in modo abbastanza poco rilevante) all'aumentare della velocità (e del numero di Mach) e a partire dal regime incomprimibile si riduce.

a)  $M_\infty = 0.66$ b)  $M_\infty = 0.7$ c)  $M_\infty = 0.75$ d)  $M_\infty = 0.8$ e)  $M_\infty = 0.85$ 

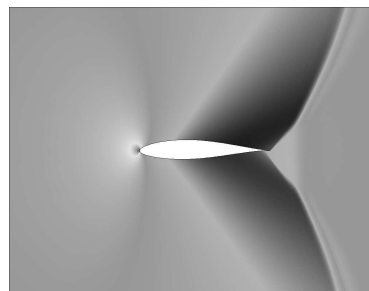
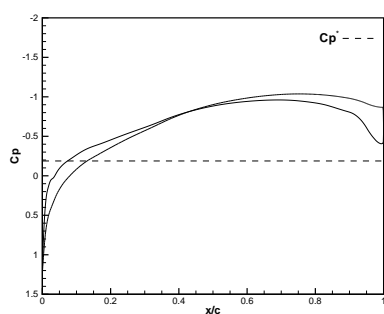
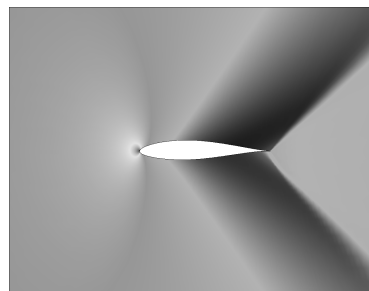
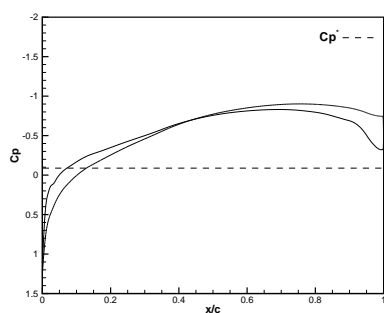
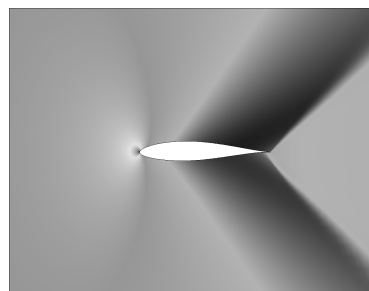
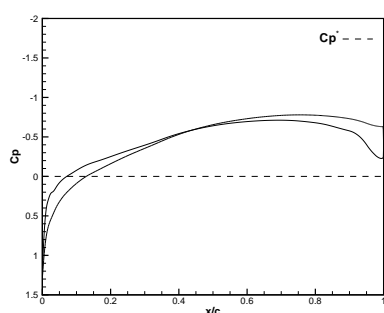
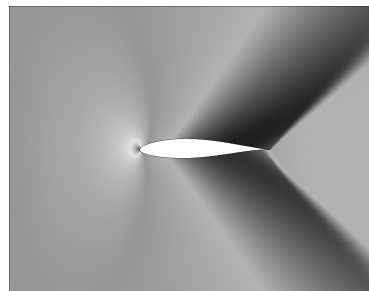
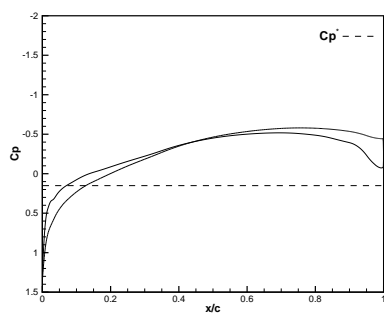
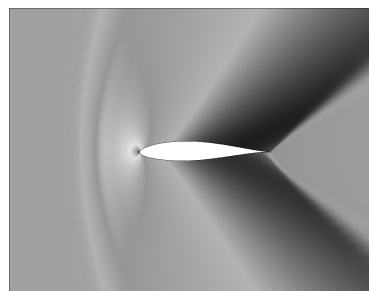
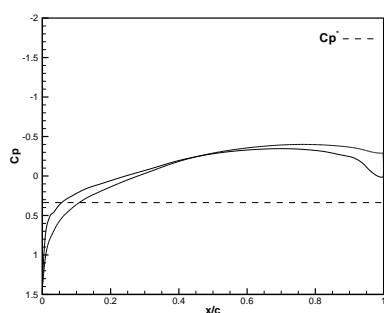
f)  $M_\infty = 0.9$ g)  $M_\infty = 0.95$ h)  $M_\infty = 1$ i)  $M_\infty = 1.1$ l)  $M_\infty = 1.25$ 

Figura 5.2: Profilo NACA 63<sub>2</sub> - 215,  $\alpha = .2^\circ$ , soluzione Euleriana (FLUENT, (2)) - Coefficiente di pressione e visualizzazione del campo di moto al variare del numero di Mach asintotico

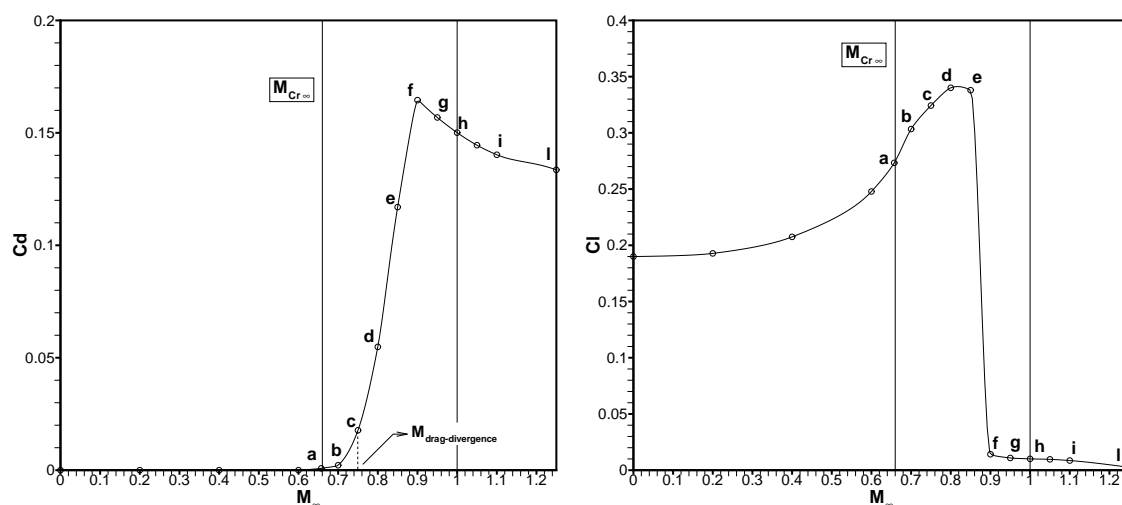


Figura 5.3: Profilo NACA 63<sub>2</sub> – 215,  $\alpha = .2^\circ$ , FLUENT, (2) - Andamento di  $C_d$  e  $C_l$  in funzione di  $M_\infty$

La cosa si può motivare considerando che la comprimibilità (la quale di per sé non altera in modo significativo la struttura dello strato limite) 'gonfia' lo strato limite (il maggiore riscaldamento all'interno dello strato limite dà una riduzione della densità), e a causa di questo inspessimento il gradiente di velocità in senso trasversale si riduce, con conseguente riduzione degli sforzi di attrito a parete.

### 5.2.2 Il fenomeno dell'interazione tra onda d'urto e strato limite

Quello che si descrive in questo paragrafo è un fenomeno complesso, i cui effetti sono spesso non desiderati: principalmente la possibile separazione del flusso, con conseguente peggioramento delle prestazioni aerodinamiche e compromissione dell'operatività del velivolo.

Si tratta di un fenomeno fluidodinamico la cui comprensione è fondamentale nella progettazione di aeromobili, compressori, prese d'aria. In linea di principio esso si presenta ogni qualvolta che un'onda d'urto normale impinge su uno strato limite: nascono una serie di fenomeni che possono portare ad un campo di moto complesso, la cui evoluzione è fondamentale determinare. Quel che può accadere è che, in particolari condizioni, si genera un accoppiamento forte tra effetti viscosi ed effetti di comprimibilità in corrispondenza del piede dell'onda d'urto, con modifiche sia del campo viscoso che di quello Euleriano. In queste condizioni i risultati del modello non viscoso -tutti legati all'assenza dell'interazione- perdono qualunque significato. È un altro aspetto della crisi di comprimibilità, crisi che in genere si presenta per  $M_\infty < 1$ .

Il fenomeno è dominante nelle condizioni di *off-design* e, in assenza di adeguate limitazioni operative, può portare ad importanti conseguenze, estremamente condizionanti per la progettazione.

Conviene procedere elencando in ordine alcune proprietà e caratteristiche del campo nella regione ai piedi dell'urto, e analizzare le conseguenze logiche che, in cascata, ne derivano.

È bene premettere che lo strato limite sulla superficie nella parte in cui il flusso esterno è supersonico è strutturato in due regioni, una subsonica più vicino alla parete ed una supersonica fino alla regione Euleriana. Esiste una linea sonica tra queste due regioni. Evidentemente eventuali disturbi di pressione possono risalire a monte attraverso la parte subsonica dello strato limite.

Ora l'onda d'urto normale presente nel campo si propaga attraverso la regione supersonica dello strato limite, ed avverte la diminuzione della velocità al ridursi della distanza dalla parete: essa diventa evanescente quando il numero di Mach raggiunge il valore unitario, in corrispondenza della linea sonica relativa allo strato limite (pertanto l'onda d'urto non arriva a parete, è come se 'galleggiasse' sulla parte subsonica dello strato limite).

Essendo nello strato limite nullo il gradiente di pressione in direzione normale alla parete,

l'aumento di pressione nella regione Euleriana a valle dell'urto si trasmette alla parte subsonica dello strato limite, e da qui, attraverso segnali di pressione che risalgono al flusso a monte dell'urto: il brusco incremento della pressione viene quindi avvertito a monte dell'urto, nello strato limite, che, di conseguenza, si inspessisce già a monte dell'urto, ancorché il flusso esterno sia supersonico.

Succede quindi che la corrente esterna supersonica a monte dell'urto scorre in presenza di uno strato limite inspessito rispetto al caso in assenza di un'onda d'urto normale: la conseguenza deve essere una perturbazione sul campo esterno (non viscoso) che al bordo dello strato limite dovrà deviare verso l'alto il flusso supersonico immediatamente prima dell'onda d'urto normale. Questo fatto viene determinato dall'interazione locale tra regione Euleriana e strato limite, e può essere facilmente compreso mediante il concetto di spessore di spostamento di Prandtl oppure quello di soffiamento di Lighthill .

Si osserva allora immediatamente che la deviazione verso l'alto non può avvenire che attraverso la nascita di una sequenza di onde d'urto oblique, con deboli compressioni e rallentamenti della corrente ad esse associate, in quanto la corrente è supersonica: queste onde d'urto oblique vanno ad impingere sull'onda d'urto normale, che di conseguenza, in prossimità dello strato limite

- a) si indebolirà in quanto parte della compressione che le competerebbe è già stata smaltita attraverso le onde d'urto oblique ('diffusione' della distribuzione di pressione in prossimità dell'urto);
- b) dovendo essere normale *rispetto alla corrente*, che risulta deviata rispetto alla parete, cambierà la sua direzione in prossimità della parete.

A valle dell'urto la corrente al bordo dello strato limite non scorre più parallelamente alla parete, ma risulta deviata verso l'alto. A sua volta lo strato limite risulta molto inspessito, ed il gradiente di pressione nella direzione parallela alla parete, in corrispondenza dell'urto, risulta essere molto elevato nello strato limite supersonico, più blando in quello subsonico.

Tutti questi effetti hanno un'entità che dipende, evidentemente, dall'intensità della compressione causata dall'urto, la quale dipende dal numero di Mach  $M_m$  che si ha a monte dell'urto: per  $M_m > 1.25$  il fenomeno dell'interazione diventa significativo, dando luogo alla caratteristica configurazione definita "onda d'urto a  $\lambda$ " ( $\lambda$  *shock*), e si nota qui esplicitamente che sue dimensioni -sia quella longitudinale che quella trasversale- si misurano su scale ben maggiori di quelle dello strato limite: l'interazione tra onda d'urto e strato limite è macroscopicamente visibile, ben estesa molto al di fuori dello strato limite.

Nella Fig. 5.4 è presentata la soluzione numerica di un campo transonico in condizioni di interazione forte, con ingrandimento della regione d'urto e valori del numero di Mach nella zona dell'interazione. È evidente la struttura del campo di moto, e si vede con chiarezza l'accrescimento dello strato limite nella regione dell'urto e la regione separata nella parte poppiera.

Nella Fig. 5.5 sono poi mostrate le isobare nella regione al piede di un urto su lastra piana in flusso laminare (a monte dell'urto): è visibile ed apprezzabile la configurazione a  $\lambda$  del sistema di urti che si viene a creare e la riduzione del gradiente di pressione, nella direzione del flusso, che si ha avvicinandosi alla parete.

Si comprende subito quali possono essere gli effetti di questo fenomeno. Innanzitutto è evidente che si creano condizioni che possono favorire la separazione del flusso: oltre alla compressione imposta dall'onda d'urto c'è la deviazione verso l'alto della corrente esterna. Inoltre, ma solo in assenza di separazione, certamente c'è riduzione della resistenza: la resistenza d'onda del sistema di urti a  $\lambda$  è inferiore alla resistenza d'onda dell'onda d'urto normale (concentrata), ed inoltre si riduce l'attrito a valle a causa dell'inspessimento della scia.

Che cosa accada in realtà, dipende ovviamente dal tipo di flusso che si realizza: il campo esterno è determinato dalla geometria e dalle condizioni a monte, lo sviluppo dello strato limite dal numero di Reynolds e dal flusso esterno (può essere importante il ruolo della turbolenza atmosferica). Le condizioni che si realizzano nella regione di interazione possono risultare instabili o marginalmente stabili, il che può generare instazionarietà locali nel campo di moto. È comunque verificato sperimentalmente che quando  $M_m \approx 1.25$  l'interazione diventa critica, e quando  $M_m \geq 1.3$  certamente c'è la separazione del flusso a valle dell'urto.

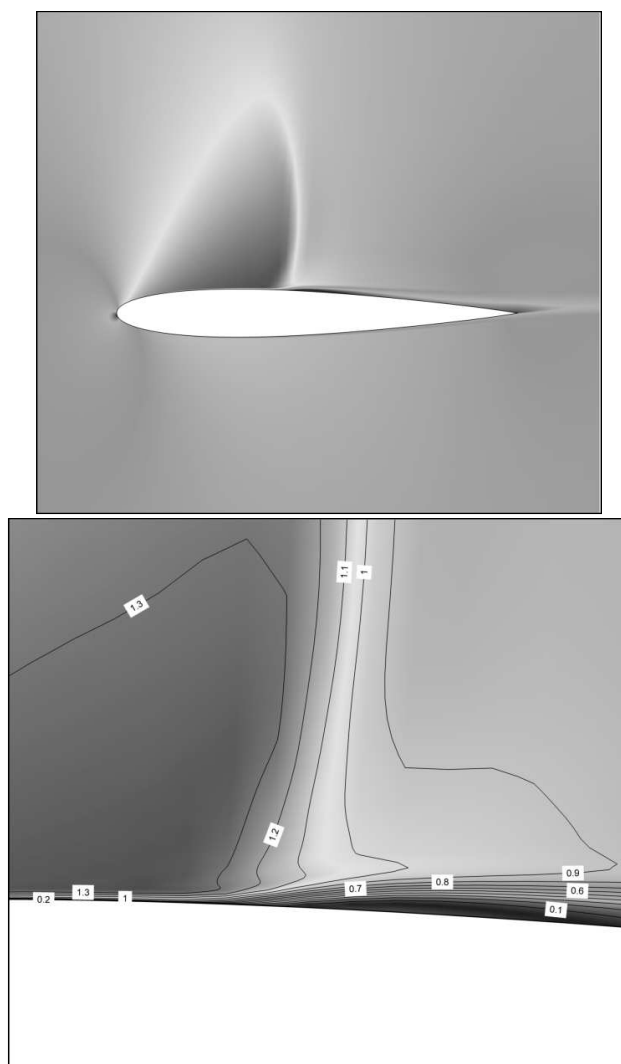


Figura 5.4: Interazione tra onda d'urto e strato limite - Profilo NACA 0012,  $\alpha = 2^\circ$ ,  $M_\infty = .82$  - Soluzione numerica (FLOWER, (35))

### 5.2.3 Gli effetti dell'interazione tra onda d'urto e strato limite su un aeromobile

L'interazione ha una grande influenza sulle prestazioni degli aeroplani che volano in campo transonico. Le conseguenze di questo importante fenomeno possono essere diverse. Può essere opportuno individuarne quelle principali, alcune sicuramente non favorevoli, una (potenzialmente) positiva:

- lo stallo d'urto;
- l'inefficacia dei comandi;
- il *buffet*;
- la riduzione della resistenza totale (onda ed attrito).

#### Stallo d'urto

Si tratta, ovviamente, di uno stallo di alta velocità causato dalla comprimibilità. La sua descrizione, nel caso di un profilo, può essere individuata nel piano  $C_l - M_\infty$ , ad esempio su una curva ad angolo



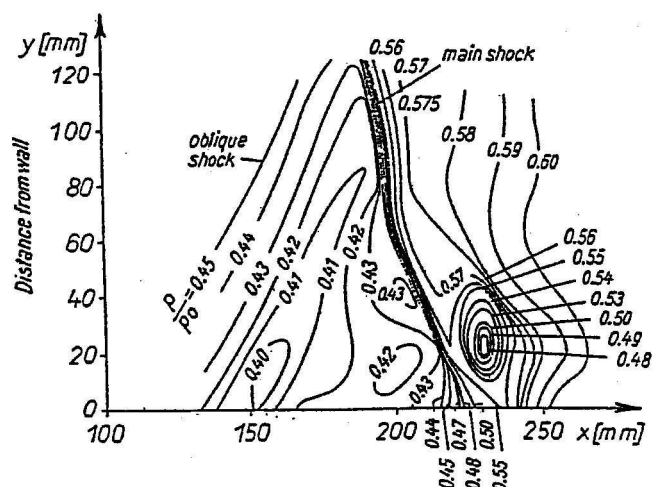


Figura 5.5: Isobare nella regione dell'urto in un flusso laminare, da (3)

d'attacco costante: in pieno campo transonico all'aumentare di  $M_\infty (< 1)$  si vede una brusca caduta del  $C_L$ . Lo stesso fenomeno può presentarsi a  $M_\infty$  costante dopo una cabrata (in richiamata, ad esempio).

La causa dello stallo d'urto risiede in una brusca separazione del flusso a valle dell'onda d'urto a  $\lambda$ : sulla la parte poppiera del profilo si presenta una situazione del tutto simile a quella che si ha quando un profilo stalla a bassa velocità.

Sinteticamente, quando il carico sul profilo diventa eccessivo per l'aumento del numero di Mach di volo o dell'angolo di attacco (anche a causa di una raffica), si ha l'aumento della pressione dopo l'urto, il distacco della vena a causa dell'interazione e una brusca caduta di portanza.

Come in tutti gli stalli, questa situazione relativa al profilo va riportata all'ala o all'impennaggio nella situazione di volo attuale. Se, ad esempio, il pilota in affondata (quindi in alta velocità) prova a richiamare il velivolo il carico sull'ala può attingere valori tali da causare forte interazione onda d'urto - strato limite, con conseguente stallo d'urto.

La conseguenza potenziale di questo fatto può ben essere intuita, e non mancano esempi nella Storia dell'Aeronautica di velivoli che, spesso in seguito all'errata condotta da parte del pilota, hanno avuto ripetuti incidenti di volo riconducibili al fenomeno dello stallo d'urto.

### Inefficacia dei comandi

Per i primi aerei che volavano in campo transonico si è avuto il problema dell'inefficacia dei comandi, consistente, in sintesi, nella possibilità che una parte mobile dell'ala lavori in condizioni di flusso separato, determinate appunto dall'interazione tra onda d'urto e strato limite.

### Buffet

In condizioni transoniche la separazione del flusso sull'ala dovuta all'interazione tra onda d'urto e strato limite può indurre un'instabilità nel flusso che influenza pesantemente il comportamento aerodinamico di un velivolo. Si può instaurare un complesso fenomeno instazionario, il *buffet*, consistente in una successione temporale di estese separazioni e riattacchi del flusso sulla parte poppiera dell'ala; si può individuare una periodicità, a frequenze dell'ordine della decina o delle centinaia di Hertz. Il cambiamento periodico di forza aerodinamica e, soprattutto, di momento determina sollecitazioni di intensità non piccola sulla struttura: il *buffet* risulta quindi macroscopicamente rilevabile in forma di vibrazioni strutturali e scuotimenti del velivolo (*buffeting*). Nonostante che si tratti di un fenomeno non immediatamente distruttivo, la fatica strutturale aumenta notevolmente, la manovrabilità del velivolo risulta influenzata, diminuisce il comfort a bordo: permanere

in condizioni di *buffet* certamente causa all'aeromobile danni che possono portare a conseguenze catastrofiche <sup>1</sup>.

Il *buffet* è tra i fenomeni più importanti nel volo in condizioni di alta velocità: in base alle considerazioni precedenti si comprende che il *buffet* è una condizione di volo di *off-design* del campo transonico che può intervenire in maniera più o meno pesante nella progettazione e nella certificazione dell'aeromobile.

Il *buffet* è causato dall'interazione onda d'urto - strato limite quando aumentando il numero di Mach o l'angolo d'attacco, e limita l'involuppo di volo del velivolo. È possibile definire una barriera di buffet come la curva che separa le regioni dove il flusso è attaccato o parzialmente separato e quelle in cui il flusso è completamente separato ed è rappresentata nel piano  $(C_l - M)$ , Fig. 5.6. Si osserva che in regime subsonico la barriera coincide con il valore del  $C_{lmax}$ .

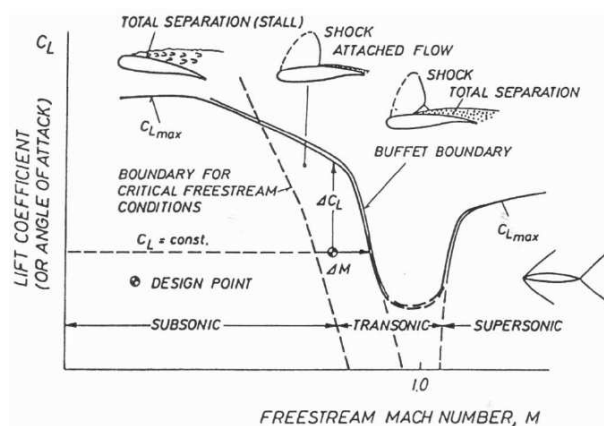


Figura 5.6: Limiti di comprimibilità e barriera di *buffet*

È chiaro quindi che è il volo in condizioni transoniche che presenta il rischio del *buffet*. In particolare, in campo transonico sono sempre da evitare, tassativamente, le condizioni di fuori progetto.

Per i velivoli supersonici il raggiungimento della condizione supersonica deve effettuarsi con modalità controllata, spostando l'onda d'urto normale verso poppa, finché non raggiunga il bordo di uscita del profilo: eventuali separazioni (deboli) scompaiono, e si raggiungono le condizioni di flusso supersonico senza buffet. Nel piano  $(C_l - M)$  occorre seguire un opportuno corridoio nel quale non si incontra il *buffet*.

Un velivolo che debba operare in tutta la gamma di volo transonica -un intercettore transonico, ad esempio- è di progettazione più complessa ed ha costi molto elevati rispetto ad un velivolo subsonico di pari peso.

Qualunque oggetto aerodinamico, così come stalla a bassa velocità, entra in condizioni di *buffet* se si opera in modo da accentuare gli effetti della comprimibilità: in tal senso si può ripetere, come per lo stallo, che il *buffet* è una proprietà del corpo stesso.

Il *buffet*, in realtà, non è tipico del campo aeronautico: anche in altri settori dell'industria (ad esempio, nel campo dell'aerodinamica del veicolo terrestre) si impiega lo stesso appellativo per fenomeni fluidodinamici instazionari che però avvengono alle basse velocità (il caratteristico, e fastidioso, rumore a basse frequenze in un'autovettura causato dall'apertura parziale di un finestrino, o le oscillazioni del flusso nella parte superiore di una vettura decappottabile): ma in regime transonico i carichi sono molto più severi di quelli che si possono avere in regime subsonico o supersonico.

Per maggiore chiarezza può essere utile descrivere il *buffet* in riferimento ad un profilo alare

<sup>1</sup>Molto probabilmente l'entrata in condizioni di *buffet* con un velivolo certamente non dimensionato per quest'eventualità ha portato alla distruzione in volo dell'aereo pilotato da J. de Haviland Jr. nel suo tentativo di superare, per la prima volta nella storia del volo, la velocità del suono, (4)

piuttosto che ad un aeromobile: ci si potrà e poi riportare all'ala ed, in definitiva, al velivolo. Una descrizione schematica abbastanza fedele può essere presentata allora nel modo che segue.

- Si presenta una situazione di interazione forte tra onda d'urto e strato limite su uno dei lati del profilo: per fissare le idee, sul dorso;
- il flusso separa all'improvviso creando una regione di bassa pressione nella regione del bordo d'uscita;
- a causa di questa depressione il flusso accelera dalla parte dove non è separato (sul ventre), *come se si fosse ridotto l'angolo di attacco*: la riduzione della curvatura *effettiva* del profilo, consistente con il concetto di flusso equivalente in presenza di una regione separata e già introdotto nello stallo in condizioni di bassa velocità, aiuta a comprendere questa riduzione dell'angolo di attacco effettivo;
- il flusso pertanto si modifica nella zona del bordo di attacco con uno spostamento del punto di ristagno verso il dorso, dove si è verificata la separazione a causa dell'interazione forte;
- di conseguenza gli scorrimenti in quella regione (il dorso) si riducono, l'onda d'urto si sposta verso il bordo d'attacco e si riduce di intensità;
- scompare pertanto l'interazione forte che ha causato la separazione ed il flusso riattacca;
- la scomparsa della regione separata determina un ritorno del campo di moto alla condizione originaria che ha determinato la separazione del flusso (l'onda d'urto si riporta a valle): il flusso separa nuovamente;
- tutte le modifiche del campo di moto qui descritte si riproducono periodicamente.

Nella Fig. 5.7 si presenta la previsione teorica di un insieme di cinque diverse situazioni durante un ciclo di *buffet*; si sono riportati in colonna i diagrammi di  $C_l$ ,  $C_p$ ,  $C_f$ .

Il fenomeno del *buffet* è difficilmente prevedibile per via teorica: si tratta di un flusso instazionario dipendente sia dal campo esterno che dallo sviluppo dello strato limite, e calcolare soluzioni con metodi computazionali e verificarne l'attendibilità risulta piuttosto difficoltoso. D'altra parte le prove in galleria, non semplici, sono fortemente condizionate dall'effetto scala, e riportarle al volo è alquanto problematico.

In genere quello che si fa è la stima, con tecniche numeriche, sperimentali od empiriche, delle condizioni di *onset* del *buffet*: nel piano  $C_l - M_\infty$  si individua una regione limite al di sotto della quale certamente non si è in *buffet* (frontiera di *buffet*); per la sua previsione il certificatore pone limiti abbastanza stringenti. Al di sopra della frontiera di *buffet* vi sono poi due regioni, quella di *buffet* sicuramente sviluppato e quella di *buffet* profondo. Comunque la normativa per l'aviazione commerciale prevede che per ogni numero di Mach di volo si operi a valori del coefficiente di portanza non superiori al 70% del valore indicato dalla frontiera di *buffet*.

Per la determinazione del *buffet onset* sono disponibili alcuni criteri.

Un metodo abbastanza accettato in fase di avanzoprogetto -definito Metodo ALENIA- fa riferimento semplicemente alla distribuzione sul profilo del numero di Mach, comunque ottenuta, ad esempio mediante un metodo Euleriano. È stato osservato, mediante correlazioni statistiche di dati sperimentali, che un profilo raggiunge condizioni di *buffet onset* quando la distribuzione del numero di Mach immediatamente a monte dell'urto risulta tangente a una delle rette di equazioni

$$M_{limit} = 1.496245 - 0.322996x/c \pm 0.041077 \quad (5.1)$$

In condizioni in cui la distribuzione del numero di Mach è al di sotto della retta più bassa non ci sarà *buffet*, per distribuzioni che oltrepassano la retta più alta il *buffet* sarà completamente sviluppato. Tecnicamente la condizione di *buffet onset* risulta determinata dalla tangenza con la retta 'media', l'incertezza è data dall'intervallo compreso tra la retta più bassa e quella più alta.

Altro criterio è quello della divergenza di pressione al bordo di uscita, basato sul fatto che per valori del coefficiente di portanza in condizioni lontane da quelle di *buffet* il coefficiente di

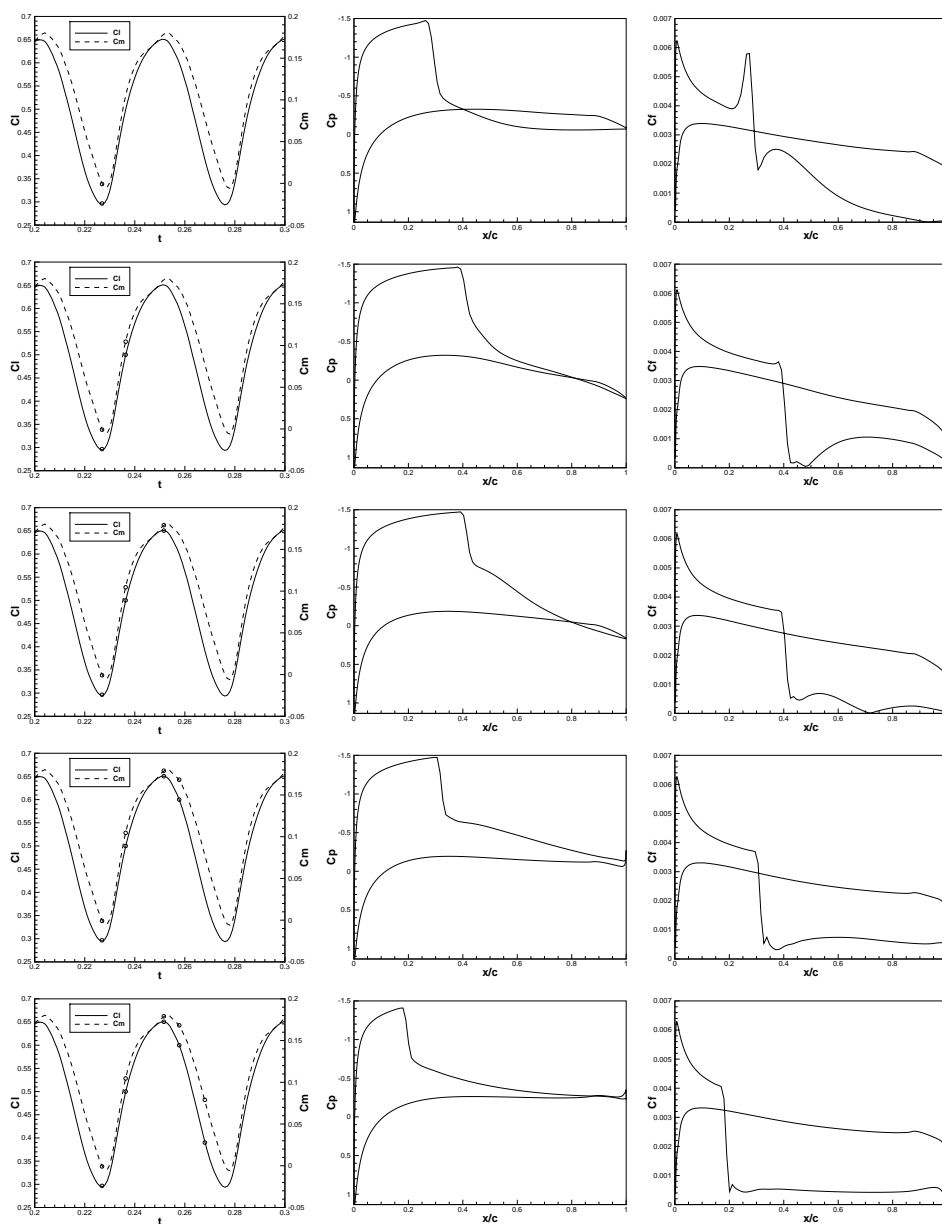


Figura 5.7: Previsione numerica -FLOWER, (35)- di coefficienti di portanza, di pressione e di attrito durante un ciclo di *buffet* - Profilo NACA 0012,  $Re = 10^7$ ,  $M_\infty = 0.75$ ,  $\alpha = 5^\circ$

pressione al bordo d'uscita risulta essere abbastanza indipendente dalla portanza ma comincia a diminuire quando ci si avvicina alle condizioni *buffet onset*. Si assume che si ha *buffet onset* quando il coefficiente di pressione al bordo di uscita decresce con l'angolo di attacco con un rateo pari a  $\Delta C_p = -0.04$  per grado.

### Riduzione della resistenza

Anche se a questo punto può sembrare fuori luogo pensare di volare in condizioni di interazione onda d'urto - strato limite ben sviluppata, è bene fare presente che la ricerca aeronautica ha individuato nella riduzione della resistenza legata all'interazione un tema molto interessante da studiare per un eventuale miglioramento delle prestazioni degli aeroplani: si stima che la riduzione

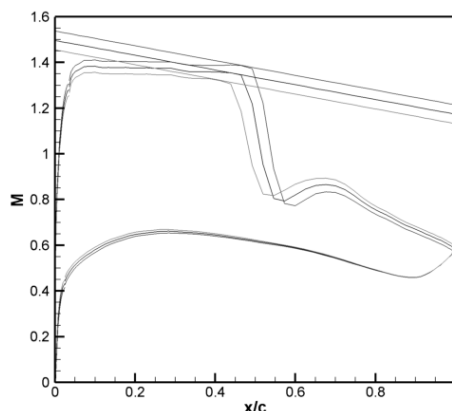


Figura 5.8: Determinazione della frontiera di *buffet* - profilo *ADIF*,  $M_\infty = .68$

di un *Drag Count* dell'intero velivolo permette di aggiungere un passeggero -su tratte di migliaia di chilometri- grazie al relativo risparmio di combustibile.

Naturalmente quello di ridurre la resistenza per migliorare le qualità di volo è un argomento a cui è facile ricorrere in linea di principio: occorre però stare veramente attenti nel valutare la plausibilità della cosa. Di fatto quest'obiettivo è di difficile conseguimento, come insegna la Storia del Volo. Per progettare superfici aerodinamiche con resistenza aerodinamica ridotta rispetto agli standard occorrono capacità di progettazione, strumenti teorici e sperimentali estremamente sofisticati, conoscenza di tecnologie al momento non convenzionali.

Ora quel che si può sfruttare è la riduzione della resistenza d'onda che si realizza 'sostituendo' in modo mirato l'urto normale con un sistema 'n urti obliqui + un urto normale': a parità di rapporto di compressione tra monte e valle la produzione di entropia, e quindi la resistenza d'onda, è sicuramente inferiore. La cosa non è semplicemente realizzabile, deve avvenire con un controllo stretto della qualità della ricompressione, deve essere affidabile, non deve dare luogo ad incrementi di altre forme di resistenza troppo grandi, e l'aggravio di peso e di complicazioni funzionali non deve rendere la cosa non conveniente.

In realtà la delicatezza delle situazioni fluidodinamiche prima descritte impone certamente l'impiego di tecniche di controllo del flusso per essere certi di utilizzare i benefici dell'interazione evitando le conseguenze disastrose di stallo d'urto e *buffet*. Pertanto nel seguito saranno presentate due tecniche di controllo in sviluppo, che hanno dato già significativi risultati teorici, sperimentali ed in prove di volo.

### 5.2.4 Il controllo degli effetti dell'urto

L'interazione onda d'urto-strato limite ha un ruolo fondamentale nello studio delle prestazioni di un aeroplano transonico, sia in condizioni di crociera che al di fuori di esse. Il controllo dell'interazione può portare a notevoli miglioramenti attraverso

- una riduzione della resistenza d'onda, derivante dalla sostituzione di una parte dell'urto normale con l'urto a  $\lambda$ ;
- l'eliminazione della separazione dovuta all'urto, legata alla capacità di modulare la ricompressione ai piedi dell'urto.

Il vantaggio che si può ottenere è un combinato tra questi che seguono:

- un incremento della velocità di crociera;
- una riduzione del consumo di combustibile (con tutto quel che ne deriva);
- lo spostamento dell'insorgere di fenomeni di *buffet* verso numeri di Mach di volo o coefficienti di portanza più elevati;

- l'eliminazione del pericolo dello stallo d'urto in certe condizioni.

È quindi evidente una possibilità di miglioramento delle prestazioni e dell'ampliamento del diagramma di manovra.

I vantaggi dell'adozione di un dispositivo di controllo dell'interazione emergono, ad esempio, nel caso di un profilo laminare utilizzato, in campo transonico, in condizioni di crociera. Tale profilo presenta, sul dorso, un gradiente favorevole di pressione che termina con un'onda d'urto. Il mantenimento di condizioni di flusso laminare, che determina una riduzione della resistenza d'attrito, è possibile fino alla regione dell'urto, da cui il tentativo di spostare questo sufficientemente a valle (oltre il 60% della corda). Questa posizione dell'urto può portare ad un incremento della sua intensità e della resistenza d'onda. Il controllo dell'interazione onda d'urto-strato limite consente di collocare l'urto nella posizione desiderata e nel contempo di minimizzare la sua intensità. Al di fuori delle condizioni di progetto il controllo permette di ostacolare la separazione del flusso dovuta all'urto, minimizzare l'incremento della resistenza ed allontanare, verso condizioni di volo più critiche, l'insorgere del *buffet*, sia nel caso di un'ala laminare che di un'ala turbolenta.

Le varie tecniche di controllo dell'interazione onda d'urto-strato limite mirano tutte ad incrementare l'energia cinetica delle zone a bassa velocità dello strato limite, al fine di evitare fenomeni di separazione dovuti alla presenza di bruschi gradienti avversi di pressione.

È possibile raggruppare le tecniche di controllo in due distinte categorie.

La prima comprende le tecniche che mirano a modificare le caratteristiche dello strato limite a monte, in modo da conferirgli una maggiore resistenza alla separazione. Questo risultato può essere ottenuto in diversi modi: raffreddando la parete, oppure scegliendo in modo opportuno la sua curvatura, o tramite aspirazione o soffiamento distribuiti o, ancora, mediante scambi turbolenti di quantità di moto a mezzo di generatori di vortici. Queste tecniche hanno una moderata efficacia, ma permettono di conservare il controllo anche nel caso in cui l'urto si sposti sul profilo.

La seconda categoria comprende le tecniche che agiscono localmente, in corrispondenza dell'urto o immediatamente a valle. Alcune di esse tendono ad eliminare la zona separata che si viene a formare ai piedi dell'urto con l'aspirazione o conferendo, mediante un'iniezione localizzata, quantità di moto allo strato limite. Queste tecniche danno dei buoni risultati, anche con piccole portate di fluido, ma sono caratterizzate dalla perdita del controllo nel caso in cui l'urto si sposti.

Esistono poi due diverse concezioni per controllare un flusso. La tecnica di controllo si dirà attiva quando con l'intervengono di appositi attuatori si modifica l'architettura dell'aeromobile o il funzionamento di una sua parte. Il controllo passivo è la struttura del flusso che cambia automaticamente quando vengono raggiunte prefissate condizioni.

Una tecnologia a cavallo tra le due prevede la modifica automatica per il controllo: si parla, per i profili, di *smart airfoil technology*.

Saranno ora esaminate due tecniche di controllo della interazione: il controllo passivo e quello mediante modifica locale della geometria del profilo.

### 5.2.5 Il controllo passivo dell'interazione onda d'urto-strato limite

Il controllo passivo si presenta come la combinazione di due tecniche di controllo, vale a dire una iniezione a monte dell'urto ed una aspirazione immediatamente a valle di esso. Una parte del dorso del profilo viene sostituita con una parete permeabile in comunicazione con una cavità posta all'interno dell'ala. La zona permeabile è collocata nella regione del piede dell'onda d'urto e dunque, a mezzo della cavità, si stabilisce una circolazione naturale di fluido tra valle e monte del dominio di interazione, a causa del salto di pressione attraverso l'urto. Il fenomeno è schematizzato come indicato in Fig. 5.9.

L'iniezione di fluido a monte dell'urto inspessisce lo strato limite, con conseguente formazione di onde di compressione che sostituiscono l'urto normale che si avrebbe con una parete piena, realizzando una compressione più graduale. Si ha in tal modo una riduzione del salto di entropia e quindi della resistenza d'onda.

L'aspirazione a valle della regione di interazione tende a ridurre lo spessore dello strato limite ed a moderare l'amplificazione degli effetti dissipativi. La elevata rugosità equivalente della parete permeabile può però portare ad un incremento della resistenza d'attrito.

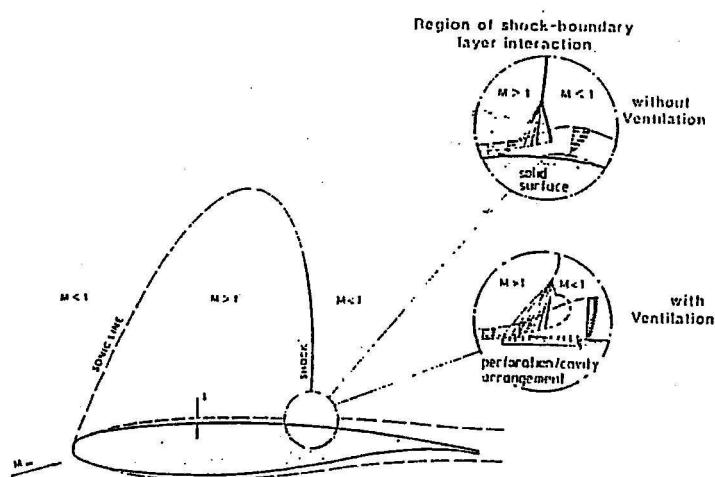


Figura 5.9: Controllo passivo della interazione onda d'urto-strato limite

La presenza della cavità tende inoltre a stabilizzare la posizione dell'urto che, nel caso di parete piena, è sovente animato da un moto oscillatorio di grande ampiezza. Così quindi, anche se la diminuzione della resistenza globale dovuta all'adozione del controllo passivo può essere modesta, tale tecnica consente di allontanare la comparsa di fenomeni di *buffet* e di migliorare le prestazioni del profilo in condizioni di *off-design*. È da notare che, rispetto a tecniche di controllo quali la semplice iniezione o aspirazione di fluido, il controllo passivo presenta il vantaggio di non richiedere una fonte ausiliaria di energia.

L'effetto del controllo passivo sulle prestazioni di un profilo transonico è stato esaminato con riferimento al profilo VA-2, utilizzando il codice di interazione (Eulero/strato limite) *EULSL*, (36), per l'analisi di flussi viscosi bidimensionali. I valori dei numeri di Reynolds e Mach della corrente asintotica e del coefficiente di portanza sono  $Re_{\infty} = 2.5E + 6$ ;  $M_{\infty} = 0.74$ ;  $C_l = 0.89$ .

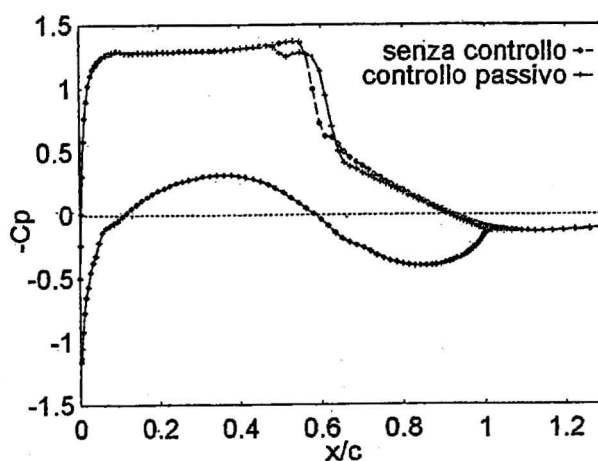


Figura 5.10: Distribuzione del coefficiente di pressione sul profilo VA-2

La piastra forata è collocata sul dorso del profilo, ha una lunghezza pari al 15% della corda ed ha inizio in corrispondenza del punto  $x/c = 0.495$ . Il coefficiente di porosità  $P$ , definito come

$$P = \frac{\sum_i A_i}{A_{tot}} \quad (5.2)$$

dove  $A_i$  indica l'area del foro  $i$ -esimo e  $A_{tot}$  quella totale della piastra, è  $P = 0.128$ . In Fig. 5.10 è riportato l'andamento del coefficiente di pressione  $C_p$  in presenza ed in assenza di controllo passivo, a parità di coefficiente di portanza  $C_l$ . La curva relativa al controllo passivo mostra come in corrispondenza dell'inizio della cavità si realizza una prima compressione della corrente, seguita, ad una certa distanza, dall'urto che risulta essere meno intenso rispetto al caso di parete solida. Il coefficiente, di resistenza totale, con l'adozione del controllo passivo, si riduce, passando dal valore  $C_{dt} = 0.02942$  al valore  $C_{dt} = 0.02808$ .

Uno dei problemi che occorre affrontare nella determinazione del campo di moto intorno ad un profilo con pareti permeabili è la determinazione del flusso di massa di traspirazione alla parete, nota la pressione  $p_c$  regnante in cavità. Il trasferimento di massa si realizza attraverso una griglia forata, il che rende molto complessa la struttura del flusso e la sua modellazione. È stato misurato, (37), mediante anemometro a filo caldo, il flusso di massa attraverso i fori praticati su di una piastra metallica. È emerso che il flusso di massa di traspirazione, ad una certa stazione, dipende unicamente dalle condizioni locali del flusso esterno e non da quelle a monte.

Le prove sul profilo VA-2 sono state eseguite calcolando il flusso di massa di traspirazione con la 'legge isentropica', proposta per la prima volta in (38): è stata introdotta una relazione tra la velocità normale alla parete  $v_w$  ed il rapporto tra la pressione statica nella cavità  $p_c$  e quella di parete  $p_w$ . Alla base della modellazione vi è l'ipotesi che ogni foro della griglia abbia la forma di un ugello convergente e che il flusso in esso sia isentropico. Le condizioni generatrici sono assimilate a quelle di parete nel caso di aspirazione, a quelle all'interno della cavità nel caso di iniezione.

Considerati i valori del salto di pressione esistente attraverso i fori della griglia, è lecito supporre che il flusso attraverso gli ugelli sia ovunque subsonico.

Nel caso di aspirazione l'espressione della portata attraverso un singolo foro è

$$\dot{m} = \rho_w v_w A_w = \frac{p_c A_t}{\sqrt{T_w}} \sqrt{\left[ \left( \frac{p_w}{p_c} \right)^{\left( \frac{\gamma-1}{\gamma} \right)} - 1 \right] \left( \frac{p_w}{p_c} \right)^{\left( \frac{\gamma-1}{\gamma} \right)} \frac{2\gamma}{R(\gamma-1)}} \quad (5.3)$$

dove  $A_t \simeq A_w$  è l'area di gola,  $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$  il rapporto dei calori specifici,  $R = C_p - C_v$ , la loro differenza; il pedice  $w$  indica la parete, quello  $c$  la cavità.

È possibile determinare l'espressione della velocità di aspirazione come

$$v_w = P \frac{p_c}{\rho_w \sqrt{T_w}} \sqrt{\left[ \left( \frac{p_w}{p_c} \right)^{\left( \frac{\gamma-1}{\gamma} \right)} - 1 \right] \left( \frac{p_w}{p_c} \right)^{\left( \frac{\gamma-1}{\gamma} \right)} \frac{2\gamma}{R(\gamma-1)}} \quad (5.4)$$

con  $0.528 \leq \frac{p_c}{p_w} < 1$ . In modo analogo si procede per ottenere l'espressione della velocità di iniezione

$$v_w = P \frac{p_w}{\rho_w \sqrt{T_c}} \sqrt{\left[ \left( \frac{p_c}{p_w} \right)^{\left( \frac{\gamma-1}{\gamma} \right)} - 1 \right] \left( \frac{p_c}{p_w} \right)^{\left( \frac{\gamma-1}{\gamma} \right)} \frac{2\gamma}{R(\gamma-1)}} \quad (5.5)$$

con  $0.528 \leq \frac{p_w}{p_c} < 1$ .

Nel caso di controllo passivo dell'interazione, il flusso di massa netto attraverso la superficie porosa di lunghezza  $S$  sarà nullo:

$$Q = \int_S \rho_w v_w ds = 0 \quad (5.6)$$

Il valore della pressione  $p_c$ , all'interno della cavità viene determinato risolvendo l'equazione (5.6) con una procedura iterativa, come suggerito in (39).

L'espressione della portata attraverso un singolo foro (5.3) è valida nell'ipotesi di viscosità nulla del fluido. Per tener conto delle perdite viscosive che si verificano nel foro, si introduce il rapporto di flusso di massa  $\eta_v$  definito dalla relazione

$$\eta_v = \frac{\dot{m}'}{\dot{m}} \quad (5.7)$$

dove la portata  $\dot{m}'$  è relativa al caso viscoso.



Il rendimento  $\eta_v$ , per una assegnata piastra forata, viene determinato sperimentalmente in funzione della differenza tra la pressione alla parete e quella regnante in cavità, (39); valori tipici del rapporto di flusso di massa sono compresi nell'intervallo [0.7, 0.95].

### 5.2.6 Controllo della struttura degli urti mediante modifica locale della geometria del profilo - caso non viscoso

Gli studi effettuati sul controllo passivo in campo transonico hanno evidenziato che i benefici di questo sistema, in termini di ridotta intensità dell'urto e della resistenza d'onda, sono in parte annullati dall'incremento della resistenza viscosa. Si ritiene che ciò accada a causa del disturbo dello strato limite da parte del flusso d'aria attraverso la superficie forata. In questo paragrafo descriveremo una tecnica di controllo dell'intensità dell'onda d'urto in campo transonico che può portare a riduzioni della resistenza totale più marcate (-20% circa) rispetto a quelle ottenibili con il controllo passivo. Tale tecnica consiste nel deflettere opportunamente una parte della superficie del profilo secondo lo schema mostrato in Fig. 5.11. La deflessione interessa il 20% circa della corda ed è localizzata in corrispondenza del piede dell'urto. L'utilizzazione di una tecnologia in grado di prevedere queste ed altre tecniche di riduzione della resistenza è stata già sviluppata a livello prototipale.

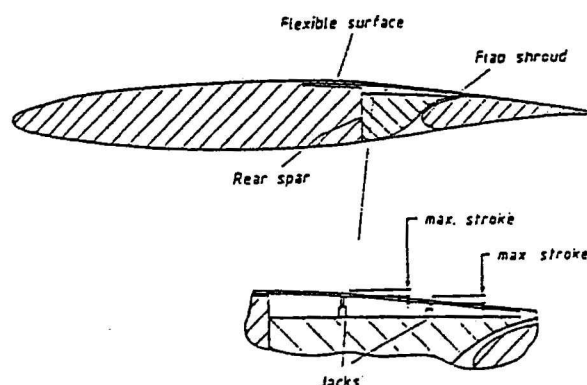


Figura 5.11: Una possibile installazione di una superficie flessibile

Dal punto di vista operativo la deflessione deve variare in volo, in dipendenza dell'assetto e della velocità (*Smart Airfoil Technology*).

La presenza del rigonfiamento (*bump*) della superficie del profilo ha l'effetto di trasformare la struttura dell'urto normale. Fino ad una altezza massima della deflessione dell'ordine dello 0.6% della corda si forma un'onda d'urto a  $\lambda$  il cui tratto obliqua parte in corrispondenza del punto in cui inizia la deflessione. La configurazione a  $\lambda$  ha quindi origine per cause geometriche e non viscoso. L'interazione dell'urto obliqua con quello normale ne provoca l'indebolimento, con una diminuzione della resistenza d'onda che raggiunge un minimo per altezze massime della deflessione comprese tra lo 0.2 e lo 0.4% della corda. Per altezze della deflessione più marcate si hanno altre strutture del sistema di urti inaccettabili per gli alti valori della resistenza d'onda connessi. Nella Fig. 5.12, ottenuta dai dati forniti dal codice *EULSL* trascurando gli effetti della viscosità, sono mostrati i campi di moto intorno ad un profilo NACA 0012 a  $M_\infty = 0.825$  ed a  $C_l = 0$  ottenuti deflettendo, come detto, la superficie con un rigonfiamento di forma semiellittica.

In Fig. 5.13 è mostrato l'andamento del coefficiente di resistenza d'onda in funzione dell'altezza massima della deflessione; tale altezza massima si trova in corrispondenza del piede dell'urto normale del profilo non modificato.

È bene comunque sottolineare che la forma, le dimensioni e la posizione ottimale della deflessione vanno studiate caso per caso; mediante il solutore *EULSL*, trascurando gli effetti della viscosità, per esempio si è visto che riduzioni più marcate della resistenza d'onda si hanno per deflessioni di forma

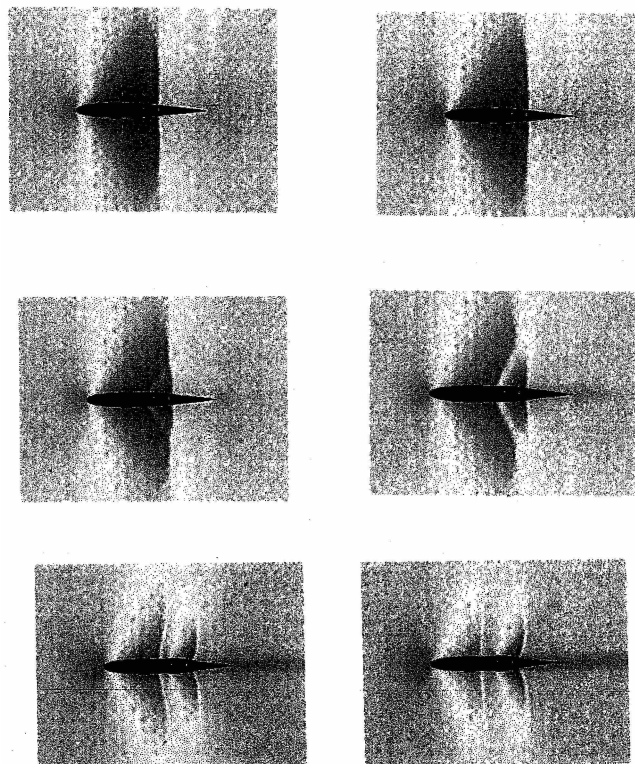


Figura 5.12: Campo di moto intorno ad un profilo NACA 0012 modificato con un rigonfiamento di forma semiellittica per valori crescenti della deflessione massima ( $M_\infty = 0.825$ ;  $C_l = 0$ ).

parzialmente sinusoidali la cui altezza massima (0.4% della corda) è situata in posizione leggermente arretrata (5%) rispetto al piede dell'urto normale che si verifica sul profilo non modificato.

È stato visto, (40), che gli effetti viscosi sul coefficiente di resistenza totale non sono significativi in quanto per piccole altezze della deflessione, che comportano il minimo della resistenza d'onda, la resistenza d'attrito e di scia non aumenta apprezzabilmente.

In Fig. 5.14 è mostrato l'andamento del coefficiente di pressione sul corpo relativo ad un profilo supercritico, a  $M_\infty = 0.734$  e  $C_l \simeq 1$ . Si vede come nella zona dell'urto l'effetto del rigonfiamento è quello di provocare una leggera compressione a monte dell'urto (causata dal tratto obliquo del  $\lambda$ ) seguita da una lieve espansione che precede l'urto normale. Si vede come il salto di pressione sia più intenso sul profilo non modificato.

In ogni caso occorre considerare l'andamento del coefficiente di pressione non solo sul corpo, ma in tutta la regione dell'urto, anche lontano dal profilo: questo per valutare complessivamente l'indebolimento dell'urto e la relativa riduzione di resistenza. Questa considerazione naturalmente vale per tutti i dispositivi che mirano a ridurre l'intensità dell'onda d'urto.

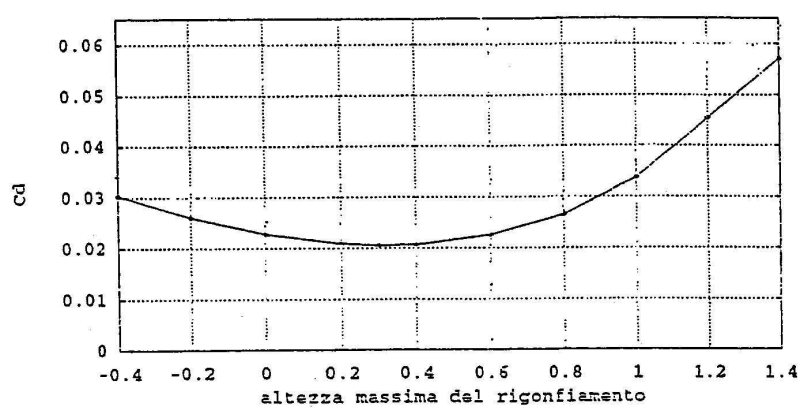


Figura 5.13: Andamento del coefficiente di resistenza d'onda in funzione dell'altezza massima del rigonfiament

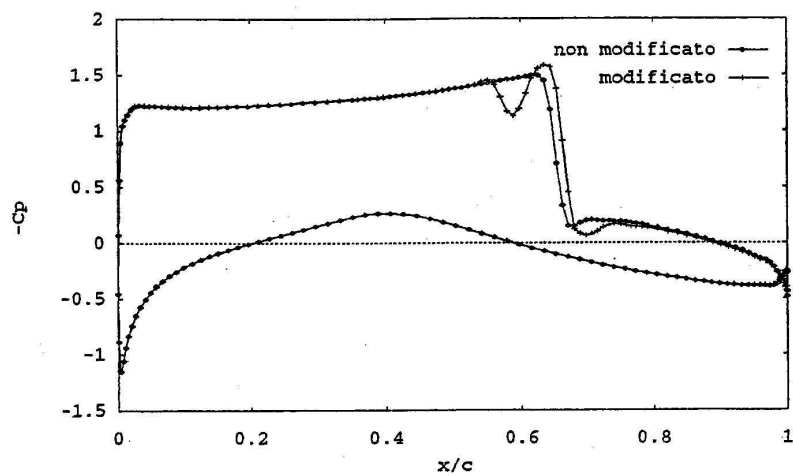


Figura 5.14: Andamento del coefficiente di pressione sul profilo *RAE 2822* ( $M_\infty = 0.734$ ;  $C_l \simeq 1$ )



Parte III

**AERODINAMICA APPLICATA**



# Capitolo 6

## Profili alari

### 6.1 Introduzione

La progettazione (aerodinamica) ha alcune sue peculiarità; in particolare è

- (ancora) piuttosto empirica
- si basa su procedure iterative (fasi principali: design ed analisi di avanprogetto, progetto, verifica, modifiche),
- lunga ed onerosa.

Come si calcola aerodinamicamente un aereo? E' una sequenza, comunque iterata, di

- metodi semiempirici di avanprogetto (ESDU, DATCOM, Schrenk, ad esempio),
- metodi linearizzati (teoria del profilo sottile, teoria di Prandtl, ad esempio),
- soluzioni esatte non viscosi (dell' equazione di Laplace oppure delle equazioni di Eulero),
- metodi di interazione viscosa (accoppiamento tra soluzione non viscosa e strato limite),
- soluzione delle equazioni di Navier-Stokes.

Comunque la macchina aereo che oggi si costruisce e' ancora 'rudimentale' (ma sara' sempre cosi': rispetto alla punta del livello tecnologico si preferiscono procedure e prodotti consolidati); si puo' certamente concepire un prodotto piu' avanzato, ma... si riuscirà a tradurre l' idea in un progetto effettuabile? Oggi si procede integrando vari componenti, e il prodotto finale e' 'integrato' solo nella mente del progettista. Il sogno e' una progettazione in cui l' aereo e' visto come un tutt' uno.

Si parte dalla fusoliera (carico pagante) e poi ci si appiccicano le superfici portanti (ala ed altre appendici per equilibrio, stabilita' e controllo), gli organi di propulsione e tutti gli altri apparati.

Un' ala e' vista come formata da un insieme di sezioni alari che devono dare il comportamento complessivo desiderato (ci si riferisca, ad esempio, alla teoria di Prandtl per l' ala dritta, valida nel campo non viscoso incomprimibile, che e' di base per altre teorie relative all' ala a freccia e ad altri regimi di volo). Si mette in evidenza l' importanza della grandezza  $c_{Cl}/2b$ , detta carico alare lungo l' apertura, la cui comprensione e' necessaria per capire poi il funzionamento dell' ala: il carico alare dipende dalla geometria dell' ala e dall' angolo di attacco. Ad ogni stazione lungo l' asse  $y$  il carico alare contiene l' informazione sia sulla dimensione longitudinale del profilo (la corda  $c$ ) sia il modo in cui sta lavorando ( $Cl$ ). Normalmente il carico alare viene determinato in una precisa condizione (tipicamente a  $CL=1$  oppure ad 1 grado di incidenza), e poi scalato linearmente al variare della condizione di volo: questo discorso e' valido ovviamente nell' intervallo di  $CL$  nel quale la caratteristica di portanza e' lineare, ma spesso nell' applicazione di alcune tecniche ingegneristiche viene esteso anche oltre. E' il carico alare desiderato che il progettista mette al centro della progettazione di un' ala.

Perche' interessa allora lo studio del profilo alare? Perche' l' ala e' il punto maggiormente delicato nella progettazione aerodinamica al fine della riuscita dell' aeromobile, ed il suo comportamento e' determinato dal comportamento di tutte le sue sezioni. Pertanto e' fondamentale la conoscenza del comportamento di ciascuna delle sezioni di un' ala: riportando in qualche modo il comportamento di ciascuna sezione alare a quello del corrispondente profilo si comprende allora come sia fondamentale la conoscenza del comportamento aerodinamico di ciascun profilo alare impiegato per il disegno dell' ala, in ciascuna delle condizioni di volo previste per l' aeromobile.

Il profilo alare e' una macchina ideale (abbastanza strana, in verita') che si puo' pensare come una qualunque sezione longitudinale di un' ala a sezione costante e di apertura infinita (meglio, di allungamento che tende all' infinito, fissata la superficie in pianta): il funzionamento di ciascuna sezione di questo tipo di ala e' uguale a quello di tutte le altre, quindi nella descrizione del campo di moto si puo' eliminare la dimensione lungo l' apertura, e il campo di moto e' detto bidimensionale.

E' bene notare che i profili alari impiegati per il disegno di un' ala sono in linea di principio non numerabili, infiniti. Essi differiscono per la lunghezza della corda lungo l' apertura (l' ala rastremata ha le linee dei bordi di attacco e di uscita rettilinee e non parallele) ed anche per la forma di base (la forma che si ottiene normalizzando la corda di ciascun profilo): i profili alari (normalizzati) di un' ala possono differire tra loro sia per lo spessore percentuale che per la curvatura della linea media, e potrebbero differire anche per la legge di distribuzione lungo la corda dello spessore e della linea media. L' ala rettangolare ha come forma in pianta un rettangolo (smussato), i profili alari spesso sono tutti identici lungo l' apertura, e' l' ala piu' semplice ed economica da realizzare (e non funziona tanto male).

## 6.2 Il profilo di riferimento

Ora in generale nel disegno aerodinamico di un' ala si fa riferimento ad un preciso profilo alare, coincidente con il profilo che effettivamente si impiega in una sezione posta, grosso modo, a meta' di ciascuna semiala. Gli altri profili dell' ala si ottengono scalando opportunamente il profilo di riferimento a seconda della posizione lungo l' apertura. Per esempio, i profili verso la radice in genere hanno corda e spessore percentuale piu' grandi (principalmente per motivi strutturali). E ancora, i profili verso l' estremita' potrebbero presentare curvature piu' elevate per elevare il valore del  $Cl_{max}$ : questo si fa per evitare alcuni problemi aerodinamici allo stallo (per evitare cioe' il cosiddetto stallo d' estremita'). Quindi tutti i profili di un' ala possono essere riportati, sostanzialmente con molta buona volonta', ad un solo profilo alare, detto profilo base o di riferimento.

Ora l' aerodinamica del profilo di base deve essere conosciuta con certezza in tutta la gamma di volo del velivolo, insieme all' effetto che le variazioni della geometria lungo l' apertura hanno sull' aerodinamica del profilo.

La forma del profilo base, la sua aerodinamica e l' effetto delle variazioni geometriche vengono determinati, per quanto possibile accuratamente, con metodi teorici che sono diversi per i diversi regimi di volo dell' aeromobile: si parte da metodi semplici di avanprogetto (per ciascun regime di volo) e si procede con l' impiego di metodi via via piu' accurati.

Successivamente i risultati teorici del disegno e del comportamento aerodinamico devono essere convalidati con ripetute campagne di prove sperimentali in gallerie del vento, generalmente diverse per i diversi regimi di moto. Per un certo regime di volo si possono impiegare in successione diverse gallerie del vento, sempre piu' precise (o, meglio, in cui si possono approssimare piu' accuratamente le condizioni di volo): man mano si converge verso un risultato che puo' essere considerato definitivo (alcune delle prove conclusive vanno effettuate in condizioni 'strane' ma da tenere in conto, come ad esempio quelle relative alla formazione di ghiaccio sul profilo: questo lo si fa presso impianti specializzati).

E' bene osservare, per inciso, che sul velivolo (parziale o completo) un ciclo, piu' complesso, di prove aerodinamiche viene effettuato in varie fasi dello sviluppo della progettazione. Ma il punto di partenza e' sempre il profilo di riferimento, mentre il punto di arrivo e' sempre la prova di volo.



### 6.3 La scelta del profilo di riferimento

Ora in genere il progettista non procede ex novo nel disegno del profilo base, così come non fa per l'intera configurazione. Esistono un'estesa schiera di profili alari già disegnati e di prestazioni certe tra cui scegliere quanto meno un punto di partenza. Certamente i profili alari più 'famosi', non certo i più moderni, indicati per il volo subsonico, sono contenuti nelle cosiddette famiglie di profili NACA 'low speed':

1. NACA A 4 CIFRE
2. NACA A 5 CIFRE
3. SESTA SERIE NACA LAMINARE.

Il progetto di queste famiglie di profili è anteriore 1940: ma è bene osservare che la grande maggioranza dei velivoli oggi operativi hanno ali i cui profili appartengono a una delle famiglie indicate, o sono da esse derivati. Ancora oggi, quando si avvia il progetto di un nuovo velivolo subsonico per la scelta del profilo di riferimento ci si rivolge ad un profilo NACA.

### 6.4 Alcuni differenti campi di impiego dei profili alari

SETTORE AEROSPAZIALE:

- Low Reynolds Number
- High Lift
- Subsonic speed
- Transonic speed
- Supersonic and hypersonic speed
- Propeller and rotor blades, turbines and compressors

ALTRI SETTORI INDUSTRIALI OLTRE L' AEROSPAZIO:

- Automotive engineering
- Energetica (turbine, compressori, generatori eolici)
- Navale
- Ingegneria civile

### 6.5 Considerazioni teoriche sul comportamento dei profili alari

Come si può calcolare teoricamente il comportamento aerodinamico di un profilo alare?

Le equazioni che descrivono il moto di un oggetto in un fluido -le equazioni di Navier- Stokes- sono piuttosto complicate da studiare e risolvere.

In Aeronautica spessissimo si approfitta del fatto che la descrizione del campo di moto retta dalle equazioni di Navier- Stokes è ridondante, e si può molto più agevolmente lavorare con modelli più semplici. Il comportamento di un profilo alare, in molte condizioni di volo, può essere in buona parte desunto dall'analisi della soluzione non viscosa, quella Euleriana nel caso generale. Informazioni ulteriori possono dare una conoscenza completa del comportamento del profilo a partire dalla soluzione Euleriana, ad esempio mediante la determinazione delle correzioni viscosive secondo il modello di strato limite.

Giova qui chiarire che se il comportamento in crociera di un aeromobile non è determinabile in modo sufficientemente accurato secondo un modello 'Eulero +strato limite' questo vuole dire che l'aeromobile non è stato correttamente disegnato.

### 6.5.1 Soluzione non viscosa

Se si confina il funzionamento dell' aeromobile -e quindi dei suoi profili alari- a numeri di Mach piu' bassi del numero di Mach critico inferiore (campo subsonico) allora per il moto non viscoso ci si puo' riportare in qualche modo al modello di moto retto dall' equazione di Laplace, che quando il numero di Mach tende a 0 fornisce la soluzione esatta. Fissata la geometria del profilo ed il valore del coefficiente di portanza (oppure dell' angolo d' attacco), sono fissate le condizioni al contorno del problema di Neumann (soluzione dell' equazione di Laplace quando si assegna la derivata del potenziale in direzione ortogonale alla superficie). Imponendo una condizione di chiusura al bordo di uscita che garantisca la regolarita' del flusso si puo' ottenere il campo di moto ideale. Per i profili delle serie NACA una buona approssimazione della soluzione (esatta) retta dall' equazione di Laplace e' il metodo NACA: pertanto si puo' assumere tale metodo come punto di partenza per l' analisi non viscosa. Cio' premesso, e' chiaro che il comportamento in ambito non viscoso del profilo dipende da

- geometria (spessore + curvatura)
- coefficiente di portanza (oppure angolo di attacco).

Gli effetti di spessore, curvatura ed angolo di attacco possono anche essere valutati separatamente se ci si limita a coefficienti di portanza (angoli di attacco) piccoli o medi: l' approssimazione che si ottiene trascurando l' accoppiamento degli effetti e', in genere, abbastanza soddisfacente in quanto i profili alari con cui si tratta sono poco spessi e poco ricurvi.

In realta' il comportamento in ambito non viscoso di un profilo puo' essere intuitivamente motivato da semplici considerazioni. Si usa spesso dire che un profilo ad incidenza porta perche' la linea di corrente che lambisce la superficie sul lato superiore e' a pressione mediamente piu' bassa di quella relativa alla linea di corrente che lambisce il ventre: questo perche' il punto di ristagno anteriore sta sul ventre del profilo, quindi lungo la linea di corrente del dorso le particelle percorrono uno spazio maggiore, ed inoltre le particelle che lambiscono la superficie sul dorso e sul ventre impiegano lo stesso tempo per andare dal punto di ristagno anteriore al bordo di uscita. Ora tutto questo e' rigorosamente esatto in ambito non viscoso, mentre in ambito viscoso, ma in assenza di separazione, e' bene verificato per le particelle che camminano appena all' esterno dello strato limite.

### 6.5.2 Considerazioni legate agli aspetti viscosi: lo strato limite

Come indicato dalla teoria dello strato limite, in prima (e spesso buona) approssimazione la valutazione degli effetti viscosi puo' essere fatta con calcoli di strato limite, separatamente sul dorso e sul ventre del profilo, a partire dal punto di ristagno anteriore e fino al bordo d' uscita, una volta nota una soluzione non viscosa.

Occorre tenere ben presente che buona parte della progettazione aerodinamica e' collegata al problema del controllo (e quindi dell' accurata determinazione) della transizione. Informazioni circa il comportamento dello strato limite in termini di spessore, punti di transizione e separazione, coefficiente di attrito ed altro possono essere ottenute se si conosce l' effetto sullo sviluppo dello strato limite di

- gradiente di pressione, che dipende, per una certa geometria, solo dall' angolo di attacco;
- turbolenza iniziale;
- stato di finitura (rugosita', contaminazione) e vibrazioni della superficie del profilo;
- numeri di Reynolds e Mach (nel caso subsonico solo del numero di Reynolds).

Fissati

- un livello di turbolenza della corrente (per il volo, determinabile dalle condizioni metereologiche),

- una certa geometria, insieme con il suo stato di finitura superficiale,
- la velocità e la quota di volo, quindi il coefficiente di portanza del velivolo (e dunque il coefficiente di portanza di ciascun profilo), ed i numeri di Mach e Reynolds,

si possono fare alcune considerazioni generali che riguardano gli effetti che la viscosità induce sul comportamento del profilo, e quindi trarre utili indicazioni sul comportamento effettivo di quest'ultimo.

1. LA TRANSIZIONE certamente, in campo bidimensionale, avviene a valle della cresta (il punto di massimo scorrimento), e tanto prima quanto più elevati sono il picco di espansione ed il numero di Reynolds. La transizione viene spesso artificialmente fissata (meglio, si fa in modo che non possa occorrere oltre un certo punto), con l'uso dei cosiddetti turbolatori; una maggiore rugosità superficiale, ovvero la contaminazione da insetti o la formazione di ghiaccio sul profilo, ovviamente anticipano la transizione.

2. LA SEPARAZIONE DEL FLUSSO può avvenire

- in flusso turbolento, dopo la transizione, verso il bordo di uscita, oppure
- in flusso laminare, anche poco a valle della cresta.

Ovviamente in questo secondo caso non c'è stata transizione, e la corrente

- può riattaccare poco dopo la separazione (si parla di bolla laminare), oppure
- può rimanere separata fino al bordo di uscita (situazione pericolosa!).

Per quanto detto al punto 1. al crescere del numero di Reynolds la tendenza alla separazione in flusso laminare si riduce: per questo è a basso numero di Reynolds ( $Re < 500000$ , tanto per dare un'idea) che il comportamento dei profili presenta in genere aspetti molto delicati, e di difficile previsione teorica. L'aerodinamica dei bassi numeri di Reynolds (nel senso ora indicato,  $Re < 500000$ ) è complicata perché è molto difficile avere sperimentazioni in galleria del vento efficaci, tali da fornire dati su cui fondare un buon metodo di previsione del flusso viscoso.

3. PER I PROFILI LA PRESENZA DI SEPARAZIONE fa aumentare la resistenza aerodinamica a causa della comparsa della resistenza di pressione (detta anche di forma o di scia), determinata dalla nascita della una scia spessa, a bassa pressione (i flussi separati sono sempre a bassa pressione, rispetto alla pressione asintotica). Inoltre, quando la separazione è estesa e la zona separata si inspessisce è come se il profilo nella parte poppiera diventasse tozzo e spesso: la perdita di curvatura relativa determina un abbattimento del picco di espansione sul bordo di attacco, con relativa perdita di suzione (la forte depressione intorno al bordo di attacco) e quindi di portanza: questa è la genesi del fenomeno dello stallo.

4. LO SFORZO TANGENZIALE ALLA PARETE è più grande -a parità di spessore dello strato limite e di velocità esterna- se lo strato limite è turbolento: pertanto in generale la resistenza di attrito sarà maggiore al crescere della parte di strato limite turbolento. Però non è detto che per avere minore resistenza sia consigliabile mantenere il più possibile lo strato limite laminare sul profilo, a causa del pericolo della separazione laminare.

Tutto ciò premesso, si può cercare di capire alcuni aspetti fondamentali del comportamento di un profilo alare: si tratta comunque di informazioni di massima, ed occorre che caso per caso sia evidenziato in ogni situazione l'effetto del numero di Reynolds (nonché, in generale, del numero di Mach, effetto non contemplato in quest'ambito) e di tutti gli altri parametri di volo.

## 6.6 Comportamento dei profili alari – effetto dell'angolo di attacco

Riferendosi ad un profilo simmetrico, ad angolo di attacco nullo il flusso e' simmetrico, la portanza e' nulla. Ad incidenza il flusso perde la simmetria.

La portanza aumenta con l' angolo di attacco fino ad un certo angolo detto di stallo, a partire dal quale la portanza decresce (lo stesso si ha, reciprocamente, nel volo rovescio). Lo stallo e' un fenomeno legato alla viscosita', e dunque l' angolo di stallo dipende principalmente dal numero di Reynolds. Alcune considerazioni relative allo stallo saranno proposte nel seguito di queste note.

La portanza varia linearmente con l' angolo di attacco in un certo intervallo (si parla di campo lineare): la cosiddetta curva di portanza e' in quest' intervallo una retta, il cui coefficiente angolare cresce con lo spessore (almeno per spessori non troppo grandi) a partire dal valore  $6.28/\text{radiante}$  (ossia  $.11/\text{grado}$ ). Grosso modo, la curva di portanza e' rettilinea finche' sul profilo non compare una separazione del flusso al bordo di uscita (alternativamente sul dorso o sul ventre, rispettivamente ad incidenze positive o negative).

AL CRESCERE DELL' INCIDENZA, in campo lineare, il punto di ristagno anteriore tende a spostarsi sul ventre verso il bordo di uscita (l' ascissa del punto di ristagno e' proporzionale al quadrato dell' angolo d' attacco). Quindi sul dorso la cresta si sposta in avanti e lo scorrimento massimo aumenta (il picco di espansione anticipa e si innalza): di conseguenza si riduce la regione di espansione ed i gradienti di pressione lungo la superficie diventano piu' elevati. Sul ventre succede l' opposto. Oltre il tratto lineare della curva di portanza (al comparire della separazione) questi effetti si riducono, e la distribuzione di pressione presenta il tipico plateau di pressione in corrispondenza della regione separata. A partire dall' angolo di stallo il picco di espansione non aumenta piu' (il coefficiente di pressione relativo allo stallo e' di  $-14$  circa), anzi tendera' a decrescere.

## 6.7 Comportamento dei profili alari – effetto dello spessore

Per i profili NACA, ad angolo di attacco nullo questo effetto puo' essere valutato direttamente dalle tabelle NACA relative allo spessore, e si vede che al crescere dello spessore lo scorrimento massimo aumenta, non linearmente, sul dorso e sul ventre; il flusso e' simmetrico ( $C_l=0$ ). Applicando il metodo NACA, fissato il  $C_l$  o l' incidenza, si puo' poi verificare che in ogni caso al crescere dello spessore la differenza di scorrimento tra dorso e ventre si accentua.

In generale, per classi di profili simili (la classe delle ellissi, o i profili NACA di una certa famiglia, ad esempio) il gradiente della retta di portanza cresce al crescere dello spessore, a partire dal valore di lastra piana; la crescita e' legata al flusso ideale. Questo vale fino a spessori non troppo elevati (minori del 25 % circa), oltre i quali si possono avere effetti di separazione poppiera anche a incidenze piccole, con conseguente decrescita del gradiente della retta di portanza.

Ci si chiede ora cosa accade se si modifica un certo profilo spostando l' ascissa di spessore massimo all' indietro. Giova osservare preliminarmente che se si lascia invariata la superficie interna del profilo si ha una riduzione del raggio del bordo di attacco. Nel caso di flusso simmetrico (profilo simmetrico ad angolo d' attacco nullo) la regola e' che la cresta si sposta all' indietro: cio' significa che si estende la regione di espansione a danno di quella di compressione.

Nel caso di flusso ad incidenza il bordo di attacco piu' aguzzo determina picchi di espansione (e dunque gradienti di pressione) maggiori, e piu' veloci spostamenti del picco verso il bordo d' attacco: la cosa ha una forte implicazione sulle prestazioni del profilo legate agli aspetti viscosi, principalmente sulla prestazione di stallo.

## 6.8 Comportamento dei profili alari – effetto della curvatura

L' introduzione di una curvatura (linea media curva) determina l' esistenza di un angolo di attacco per il quale la portanza e' nulla (angolo di portanza nulla), pur non essendo il flusso simmetrico: la relativa distribuzione di pressione si puo' osservare dall' applicazione del metodo NACA a  $C_l=0$ .

A curvatura positiva (freccia verso l' alto) corrisponde un valore negativo dell' angolo di portanza nulla (si vedra' che in campo supersonico accade il contrario: a curvatura positiva corrisponde un valore positivo dell' angolo di portanza nulla).

L' aumento di curvatura del(la linea media del) profilo determina un aumento (di segno negativo) dell' angolo di portanza nulla (la retta di portanza si sposta a sinistra).

Per tutti i profili esiste poi un angolo di attacco detto ideale (che e' nullo per i profili simmetrici) al quale il flusso presenta i gradienti di pressione mediamente piu' limitati e regolari: in linea di massima, pertanto

- un profilo simmetrico lavora in condizioni ideali ad angolo d' attacco nullo;
- i profili di un' ala che deve essere portante (l' ala di un velivolo in crociera, ad esempio) devono essere curvi per lavorare in condizioni ottimali ad un valore del coefficiente di portanza molto prossimo a quello ideale.

L' angolo di portanza nulla e l' angolo di attacco ideale non dipendono dalla distribuzione di spessore se non in modo molto marginale: essi sono una proprieta' della linea media.

E' abbastanza intuitivo che un profilo a curvatura positiva (freccia verso l' alto) avra' il coefficiente di portanza massimo piu' elevato nel volo diritto rispetto a quanta accade nel volo rovescio: quindi la curva di portanza si sposta verso sinistra ed in alto al crescere della curvatura.

La posizione di freccia massima non puo' essere spostata troppo all' indietro perche' la compressione poppiera sarebbe troppo forte, con pericolo di separazione (e quindi di stallo) anticipata. Anche valori della freccia massima troppo elevati danno lo stesso inconveniente. Per i profili alari, che lavorano in aria libera, la freccia massima e' dell' ordine del centesimo della corda (il valore di .06 a cui sono riferite le linee medie NACA a 4 cifre e' in effetti un valore elevatissimo!). Per applicazioni a flussi confinati, ad esempio per le palette a schiera delle macchine rotanti, la curvatura assume valori molto piu' grandi, fino al 30% della corda ed oltre.

## 6.9 Comportamento dei profili alari – lo stallo

Si individuano, classicamente, diversi tipi di stallo.

1. Lo stallo convenzionale (turbolento), per profili di spessore maggiore del 12% e' dovuto alla separazione che avviene al bordo di uscita a partire da una certa incidenza, e poi anticipa al crescere dell' incidenza determinando uno stallo che e' graduale (senza un' improvvisa caduta della portanza).
2. Lo stallo brusco laminare e' dovuto all' esplosione improvvisa di una bolla laminare per una piccola variazione dell' incidenza. Esso e' caratteristico di profili alari di spessore percentuale compreso tra 8% e 12%. Questo tipo di stallo, evidentemente piu' pericoloso, si evita ricorrendo a piu' sofisticati (e costosi) dispositivi di ipersostentazione che devono entrare in funzione a velocita' piu' elevate, e quindi ad incidenze abbastanza piu' basse di quella di stallo.
3. Un altro tipo di stallo, tipico dei profili sottili, che e' dolce e graduale, ma che interviene ad incidenze piu' piccole, e' dovuto alla progressiva crescita, con l' incidenza, dell' estensione di una bolla laminare che, senza esplodere, determina una regione di flusso separato sul dorso a partire dal bordo di attacco.
4. Lo stallo detto combinato consegue da un' estensione graduale di una bolla laminare insieme all' insorgere di una separazione turbolenta al bordo di uscita. Si ha stallo quando le due regioni separate si congiungono.

Per ricordare i valori tipici allo stallo di importanti grandezze puo' essere comodo tenere presente che un profilo NACA 0012 a numeri di Reynolds di interesse aeronautico stalla a circa 15 gradi, con un coefficiente di portanza (massimo) di circa 1.5 ed un picco di espansione tale che  $C_p(\min) =$

-15 (circa). Per profili sottili l'angolo di stallo (ed il coefficiente di portanza relativo) diminuiscono significativamente: si stima che la lastra piana, o meglio una sua realizzazione ingegneristica, stalli a circa 7 gradi (ad un Cl quindi di circa .7).

Lo stallo ed il suo modo di verificarsi dipendono fortemente dal numero di Reynolds, al crescere del quale aumentano sistematicamente sia l'angolo di stallo che il coefficiente di portanza massimo. Inoltre una variazione del numero di Reynolds puo' determinare un diverso tipo di stallo dello stesso profilo: abbastanza chiaramente se si diminuisce il numero di Reynolds lo stallo tende ad essere sempre piu' brusco: infatti la transizione posticipa, e puo' piu' facilmente intervenire una bolla laminare.

Anche il numero di Mach influenza, e molto, lo stallo di un profilo.

## 6.10 Modifiche della forma di un profilo alare esistente

I profili alari sono stati sviluppati a partire dall'origine della Scienza del Volo. Fino agli anni '30 del secolo scorso l'evoluzione delle geometrie, in termini di distribuzione di spessore e curvatura, ha portato a risultati pressoché 'ottimi', in relazione alle condizioni di volo consentite dalla tecnologia dell'epoca, sistematizzate nelle famiglie di profili (NACA, ad esempio, come piu' importante riferimento per l'area occidentale).

Pertanto sono da pensare come ottimi, e già' inclusi nelle distribuzioni di spessore consolidate, alcuni particolari geometrici dei profili alari, principalmente il contorno del profilo intorno al bordo di attacco e l'angolo del bordo di uscita.

E' comprensibile peraltro che le caratteristiche aerodinamiche di un profilo possono essere alterate se si modifica, anche di poco, la sua forma.

Per certi profili i costruttori di aerei hanno spesso proposto significative modifiche della geometria di profili esistenti per cercare di conseguire un vantaggio nel comportamento aerodinamico di un'ala in specifiche condizioni.

Si possono pertanto trovare, in letteratura ed anche operativi, varianti di un profilo base ottenute modificando la forma del bordo di attacco (tipicamente circolare, parabolico oppure ellittico) per influire sull'espansione, combinati con valori diversi dell'angolo del bordo di uscita per influire sul recupero di pressione. Anche distribuzioni di spessore leggermente differenti rispetto a quelle codificate sono state spesso disegnate ed impiegate.

## Capitolo 7

# Funzionamento dei profili per il volo subsonico

Si illustrano qui le caratteristiche di funzionamento dei profili alari in tutte le condizioni quando il moto non è molto veloce, senza che si formino onde d'urto sulla superficie.

### 7.1 Caratteristica di portanza

#### 7.1.1 Incidenze basse e medie - crociera

Lo strato limite è sempre attaccato, il profilo lavora nel tratto lineare della caratteristica di portanza. L'effetto del numero di Reynolds sulla portanza è molto limitato, ed infatti la distribuzione di pressione è molto simile a quella Euleriana, che si può ottenere in modo abbastanza semplice e preciso (metodi esatti o metodi approssimati ma accurati, come il metodo NACA).

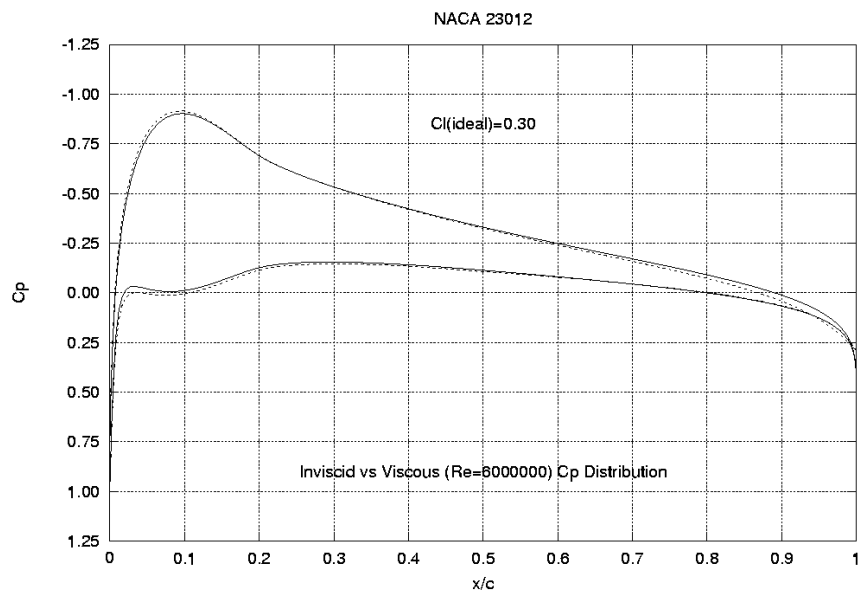


Figura 7.1: Crociera: confronto tra soluzione Euleriana e soluzione viscosa

### 7.1.2 Incidenze medio alte - approccio alla pista

La separazione è limitata ( $x_{sep} > 95\%c$ ), la caratteristica di portanza si incurva, esiste una significativa differenza tra la distribuzione di pressione Euleriana e quella effettiva, per calcolare la quale (a partire da una soluzione Euleriana esatta) i metodi teorici sono abbastanza accurati, ma non semplici: l'effetto del numero di Reynolds sulla portanza è quindi significativo.

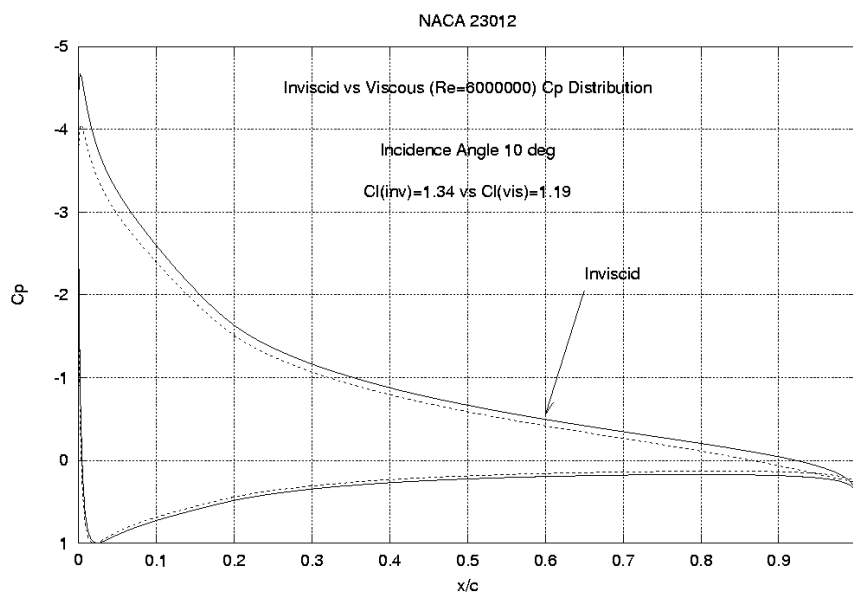


Figura 7.2: Incidenza media - confronto tra soluzione Euleriana e soluzione viscosa

### 7.1.3 Incidenze alte - atterraggio, stallo

La separazione si sposta più o meno bruscamente verso la prua del profilo, anche per piccoli aumenti dell'angolo di attacco (tipicamente,  $x_{sep} < 80\%c$ ). La caratteristica di portanza esibisce un massimo. La differenza tra la distribuzione di pressione Euleriana e quella effettiva è sostanziale: il deficit di portanza rispetto al valore Euleriano è causato dalla presenza di una estesa separazione sul profilo, ma numericamente deriva dalla conseguente sostanziale diminuzione (rispetto al valore Euleriano) del picco di espansione nella regione del bordo di attacco. La zona di flusso separato determina, in una accezione di corpo equivalente secondo lo schema di Prandtl, un inspessimento del profilo, a partire dal punto di separazione, che non è piccolo, come nella parte di profilo in flusso attaccato: esso anzi è di dimensioni confrontabili con il massimo spessore. Il profilo perde, in pratica, la curvatura a partire dal punto di separazione, nello schema equivalente la corrente al bordo di uscita abbandona il profilo lungo la bisettrice del profilo equivalente, e quindi devia di meno: la conseguenza è chiaramente una minore rotazione intorno al bordo di attacco (il punto di ristagno anteriore nello schema equivalente è più a monte), e si ha una riduzione dell'espansione. Quindi allo stallo è il bordo di attacco che porta di meno pur essendo il flusso separato a poppa, anzi la leggera espansione tipica delle regioni separate determina un maggior contributo alla portanza della regione del bordo di uscita (sempre rispetto alla soluzione Euleriana!): si genera quindi in alta portanza anche un'importante variazione del momento, ovviamente a picchiare. Il numero di Reynolds influisce in modo decisivo sul valore massimo del coefficiente di portanza.

È importante sottolineare che, in combinazione tra numero di Reynolds e geometria del profilo, esistono diversi modi di stallare, essenzialmente riconducibili ai tre modi 'canonici', (1), pag. 231:

- stallo turbolento da bordo di attacco (profili di spessore maggiore del  $13 \div 14\%$ );



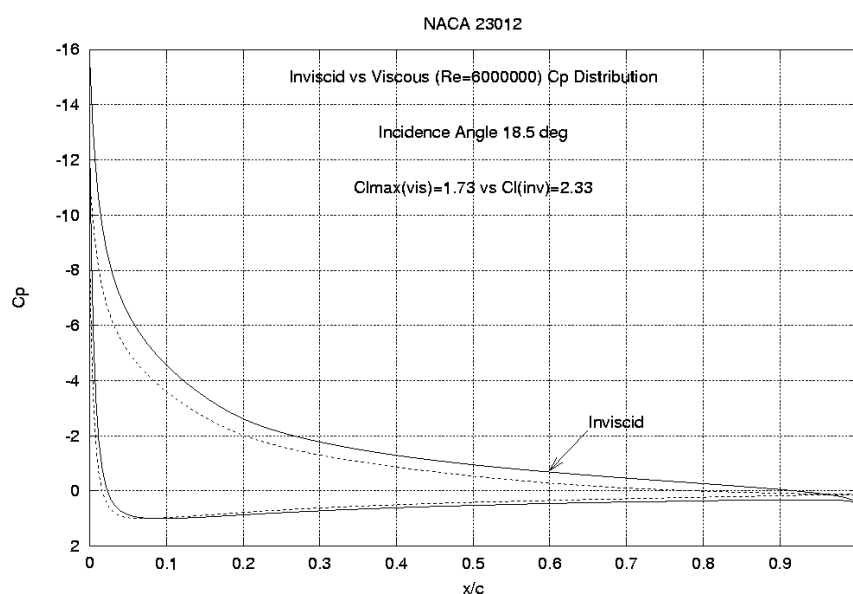


Figura 7.3: Stallo - confronto tra soluzione Euleriana e soluzione viscosa

- stallo improvviso da esplosione di una bolla corta laminare sul bordo d'attacco (per spessori compresi tra 9% e 13:14%): è il tipo di stallo più brusco;
- stallo da sviluppo graduale di bolla corta sul bordo di attacco (stallo dei profili sottili, a bordo aguzzo o con raggio di curvatura molto piccolo): si tratta di uno stallo molto dolce e progressivo, ma il valore del  $C_{lmax}$  è piuttosto basso (la lastra piana stallerebbe in questo modo, con  $C_{lmax} = .7$ ).

L'influenza del numero di Reynolds sul tipo di stallo in combinazione con la geometria può essere desunta dal classico diagramma di Gault e Thain, riportato in Fig. 7.4, che, in quanto classico, può trovare significative eccezioni se si applica a profili di tecnologia nuova. Esso è stato sviluppato dall'analisi del comportamento di un grande numero di profili NACA appartenenti a tutte le famiglie. È forse utile ricordare che l'aumento dello spessore del profilo determina un aumento del raggio di curvatura del bordo di attacco, e che il merito di Gault e Thain, consiste nell'individuazione dell'ordinata del dorso del profilo all'1.25% della corda come significativa del legame tra spessore, numero di Reynolds e tipo di stallo.

## 7.2 Caratteristica di resistenza

La resistenza dei profili alari in campo subsonico ha i due contributi viscosi di attrito e di pressione. La resistenza di pressione è molto piccola in assenza di separazione. Il discorso della resistenza va impostato diversamente a seconda del campo in cui il profilo lavora.

### 7.2.1 Incidenze medie ed elevate

Il coefficiente di resistenza cresce costantemente al crescere dell'incidenza, e quindi anche allo stallo. La resistenza di attrito non cambia troppo, comunque. L'aumento di resistenza è da imputarsi esclusivamente alla maggiore estensione della regione separata e, quindi, al conseguente scostamento della distribuzione di pressione effettiva da quella Euleriana. In pratica nella regione di ristagno anteriore si genera una componente di forza in direzione della velocità asintotica che non è più equilibrata da una componente uguale ed opposta, come accade invece nella soluzione

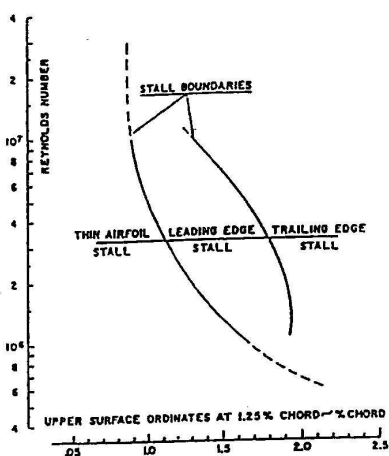


Figura 7.4: Effetto del numero di Reynolds sulle caratteristiche di stallo di un profilo in funzione della geometria secondo il criterio di Thain e Gault

Euleriana: questo sia a causa della bassa pressione nella regione poppiera, sia per la perdita della forza di spinta del bordo d' attacco.

### 7.2.2 Incidenze piccole - crociera

La resistenza è in questo caso essenzialmente di attrito in quanto non vi sono separazioni. Poiché, come detto, la soluzione Euleriana è praticamente accettabile, la resistenza di pressione è trascurabile. Stranamente l'andamento della resistenza in funzione dell'angolo di attacco può essere complesso, e la curva caratteristica della resistenza in funzione della portanza può presentarsi in forme diverse, sostanzialmente riconducibili a due: il ruolo che gioca la transizione è fondamentale.

## 7.3 La polare dei profili convenzionali

Il picco di espansione, e quindi la transizione su dorso e ventre, si trova abbastanza presto, entro il 10-15% del profilo; dunque ben oltre il 50% dello strato limite è turbolento. In crociera il valore della resistenza si aggira, tipicamente, intorno a 60 count. Un esempio di tale comportamento si ha per i profili NACA a quattro e cinque cifre.

## 7.4 La polare dei profili laminari

Tali profili sono progettati per lavorare in un preciso intervallo del coefficiente di portanza, in modo da avere sul dorso e sul ventre la transizione non prima di una fissata ascissa. In questo modo in quell' intervallo di  $C_l$  la regione di strato limite laminare è prefissata, e si riesce ad attingere valori del coefficiente di resistenza fino a 40 count (molto minori di un profilo convenzionale di uguale spessore percentuale). La polare presenta la cosiddetta sacca laminare: è in quella sacca che il profilo lavora in crociera. Al centro della sacca laminare si ha l'assetto detto ideale, o di progetto. Tale risultato si raggiunge essenzialmente disegnando la geometria in modo da aver in crociera un flusso in espansione (sul dorso e sul ventre) fino all'ascissa fissata, e questo lo si ottiene

- 1) spostando verso il bordo di uscita l'ascissa di spessore massimo (ma in questo modo si assottiglia il bordo di attacco), e
- 2) disegnando la linea media in modo da avere il relativo carico basico (all'angolo di attacco ideale) costante fino all'ascissa fissata.

Ad assetti immediatamente precedenti quello dello spostamento in avanti della transizione si ha un 'plateau' di pressione, o sul dorso o sul ventre.

La resistenza (tutta legata all' attrito) è praticamente costante in sacca: appena fuori sacca, o sul dorso o sul ventre si ha un picco di espansione subito dopo il bordo di attacco, il punto di transizione scatta in avanti, verso il bordo di attacco, e si perde la condizione di bassa resistenza.

La generazione di un profilo laminare è complessa, in quanto lo strato limite laminare molto esteso ed il bordo di attacco abbastanza aguzzo possono caratterizzare in modo sfavorevole le prestazioni del profilo quando lavora al di fuori della sacca laminare (ad esempio, allo stallo, che può risultare troppo brusco). Tipici profili laminari classici sono i profili della Sesta Serie NACA. Si fa presente che non sempre questi profili si sono adoperati per le loro caratteristiche di bassa resistenza: piuttosto è stato il campo transonico che ha visto la più importante applicazione dei profili della Sesta Serie, in modo da avere in un certo intervallo del coefficiente di portanza (lo stesso della sacca laminare!) una relativamente piccola variazione del numero di Mach critico inferiore. Questa proprietà dei profili laminari, così come l' esistenza della sacca di bassa resistenza, deriva praticamente in modo esclusivo dalla qualità della soluzione Euleriana.



## Capitolo 8

# Alta portanza: lo stallo

### 8.1 Introduzione

Si tratterà qui di un argomento centrale per la progettazione di un aeromobile, lo stallo di bassa velocità. Esso è di fondamentale importanza perché determina le qualità di volo ed interviene in maniera decisiva su costi e pesi, e dunque sulle prestazioni. Inoltre i requisiti che il certificatore pone per le condizioni di alta portanza sono tra i più stringenti.

Lo stallo di bassa velocità, in riferimento ad un aeromobile così come a qualunque superficie portante, è quella condizione di volo per la quale la portanza diminuisce al crescere dell'angolo d'attacco. Dunque la portanza assume valore massimo ad un preciso angolo di attacco  $-\alpha_{st}$  la cui conoscenza è fondamentale. Lo stallo di un aeromobile è dovuto allo stallo dell'ala e non di altre delle superfici portanti presenti: ai fini di un corretto comportamento aerodinamico è indispensabile che gli impennaggi non stallino mai per nessuna delle condizioni di volo possibili.

Si può dire che lo stallo di bassa velocità è una condizione che ineluttabilmente un aeromobile incontrerà quando se ne riduce progressivamente la velocità di volo. Esso dipende dalla presenza di significative regioni di flusso separato sulle superfici portanti, determinate dal crescere dell'importanza degli effetti della viscosità quando l'energia cinetica del flusso nel moto relativo fluido-corpo viene progressivamente ridotta.

È necessario, in concreto, che si preveda la condizione di stallo come condizione operativa, in modo da poter ridurre per quanto possibile le velocità minime di sostentamento.

Allo stallo, quindi, il coefficiente di portanza è massimo, e dipende, in generale, dai numeri di Reynolds e Mach, e dalla configurazione assunta dall'aeromobile: in particolare, sono fondamentali le configurazioni al decollo ed all'atterraggio (che possono essere più di una per ciascuna di queste due fasi di volo). Oltre al valore che attinge il coefficiente di portanza massimo è fondamentale la qualità dello stallo, intesa come andamento della curva  $C_L - \alpha$  a partire da  $\alpha_{st}$ : la riduzione del coefficiente di portanza può presentarsi dolce e graduale oppure brusca, a seconda della geometria dell'ala e, per una stessa ala, in dipendenza dalle condizioni di volo.

Per un aeromobile, oltre allo stallo che si incontra riducendo al di sotto di quella minima la velocità, sono importanti quegli stalli che si realizzano in manovra, a fattore di carico non unitario (g-stalli): ad esempio, in una virata la semiala esterna sviluppa maggiore portanza, e può stallare anche se il coefficiente di portanza del velivolo è inferiore a quello massimo.

### 8.2 Profili alari

Se ci si riferisce all'ala infinita si parla di stallo del profilo, il cui studio e la cui comprensione, (1) e (6), sono fondamentali. Le caratteristiche con cui stallano i profili che costituiscono l'ala contribuiscono a determinarne le caratteristiche di stallo, insieme a tutti i parametri geometrici che la caratterizzano.

Di fondamentale importanza è il fatto che esistono diversi modi di stallare di un profilo, (1), in dipendenza da

- geometria
- numero di Reynolds e numero di Mach

Le distribuzioni di pressione sui profili in condizioni prossime allo stallo presentano le tipiche caratteristiche legate alla presenza di un esteso flusso separato. Si nota subito la leggera e costante depressione dalla parte della regione espansa ed a partire dal punto di separazione. Il coefficiente di pressione nel picco di espansione, drasticamente ridotto rispetto a quanto prevederebbe a parità di angolo di attacco il modello non viscoso, non può superare un valore intorno a -14, ed è stato correlato, (26), in funzione dei numeri di Reynolds e Mach.

Il *plateau* di pressione nella zona poppiera e la caduta del picco di espansione determinano insieme un drastico aumento, allo stallo, del momento picchiante. La cosa va tenuta ben presente in sede di progetto.

### 8.3 Ala: curva di portanza e polare

L'ala ha una caratteristica di portanza che presenta un tratto lineare (i cui limiti dipendono dal numero di Reynolds di volo) ed un tratto non lineare, comprendente lo stallo. Un'eccezione è costituita dall'ala a delta alle basse velocità, che esibisce un comportamento del tutto diverso, (1): la portanza aumenta più che linearmente, e cioè il gradiente della curva di portanza aumenta al crescere dell'incidenza e fino allo stallo. Questo fenomeno della superportanza dell'ala a delta si deve all'esistenza di una struttura vorticoso che si genera lungo tutta l'estensione del bordo d'attacco anche ad incidenze piccole e medie, riducendo la pressione sulla parte superiore.

La polare di un'ala a basse incidenze può essere vista, (1), pag. 323, come costituita da un contributo di resistenza indotta, parabolica con il coefficiente di portanza, che si somma ad un contributo viscoso  $C_{D_0}$  abbastanza poco variabile: la polare resta quindi parabolica. Ad incidenze medie il contributo viscoso comincia a crescere, e diventa significativo quando sull'ala compaiono regioni separate: pertanto  $C_{D_0}$  diventa funzione di  $C_L$ , e l'approssimazione parabolica perde significato. Per l'ala a delta l'esistenza del vortice aumenta la resistenza (oltre che la portanza) rispetto all'ala convenzionale.

L'influenza del numero di Reynolds su portanza e resistenza può essere ritenuta simile a quella che si ha per il profilo.

### 8.4 Lo stallo delle ali

Una delle più importanti caratteristiche di un'ala che influenza significativamente le qualità di volo è il modo di stallare.

Lo stallo dell'ala è cosa sostanzialmente diversa dallo stallo del profilo, anche se lo stallo di un'ala diritta o a freccia ricalca il carattere dei profili che costituiscono l'ala. In generale comunque si presenta più dolce e graduale, con un coefficiente di portanza massimo inferiore a quello del profilo (un progettista sarebbe molto contento di realizzare per l'ala un  $C_{L_{max}}$  di circa 1.3), ma ad un angolo di attacco maggiore (la caratteristica di portanza essendo maggiormente inclinata).

A causa della struttura vorticoso molto intensa e stabile (una bolla di separazione caratterizzata da bassa pressione), l'ala a delta, (1), stalla ad incidenze molto elevate (maggiori di  $40^\circ$ , a volte) e con caratteristiche di gradualità notevole: pur essendo in generale molto sottile, un'ala a delta riesce pertanto ad attingere coefficienti di portanza massimi al di sopra dell'unità, nonostante il basso allungamento che la caratterizza.

Un effetto importante da tenere in conto è relativo all'interferenza tra ala e piano di coda, e quindi al loro posizionamento relativo: varie soluzioni si presentano ingegneristicamente valide per controllare l'effetto della scia separata (e degradata) sul piano di coda.

## 8.5 Il sentiero di stallo

Anche se la definizione di stallo per profili ed ali è la stessa, è fondamentale l'osservazione che su un'ala che non ha ancora raggiunto il suo  $C_{Lmax}$  una parte dei profili può essere già stallata. Infatti al crescere dell'angolo di attacco il carico sulle parti non stallate può continuare a crescere finché non entrano in stallo a loro volta (i profili relativi lavorano ancora nel tratto crescente della loro caratteristica di portanza), mentre il carico sulle parti stallate continuerà a decrescere: quindi complessivamente il carico può ancora crescere, e l'ala lavora ancora nel tratto crescente della sua caratteristica di portanza. In definitiva non succede (in genere!) che tutti i profili dell'ala stallano simultaneamente: il modo in cui la regione stallata si sviluppa lungo l'apertura al crescere dell'incidenza costituisce il sentiero (o cammino) di stallo, che è il modo in cui lungo l'apertura progredisce lo stallo di sezione al crescere dell'angolo di attacco.

Lo stallo dell'ala non è mai un fenomeno simmetrico, e questo può dare effetti catastrofici sulla dinamica del velivolo se non si interviene opportunamente in fase progettuale: in ogni caso è da evitarsi tassativamente che il sentiero di stallo abbia inizio verso le estremità alari, in quanto

- per l'asimmetria dello stallo l'ala stallata andrà giù, il velivolo, che sta a bassa velocità, ruota intorno all'asse di rollio e potrebbe andare in vite;
- all'estremità sono allocati gli alettoni (organi primari per il controllo del moto intorno all'asse di rollio): ora essi, lavorando in un flusso separato, diventerebbero totalmente od in parte inefficaci;
- il velivolo esibirà una tendenza a cabrare (ed è già in prossimità dello stallo!) a causa della diminuzione di portanza del piano di coda orizzontale (il cui angolo d'attacco diminuisce per l'induzione verso il basso legata all'avvicinamento del vortice d'estremità): questa tendenza destabilizzante si chiama 'nose up' o 'pitch up'.

Il sentiero di stallo pertanto va determinato sempre a priori, in modo da evitare, con opportuni correttivi, che lo stallo avvenga prima alle estremità. Decisivo è l'inizio del sentiero di stallo, e cioè qual è la prima sezione dell'ala che va in stallo, ed a quale angolo di attacco questo accade.

Un metodo ingegneristico per la determinazione del sentiero di stallo su un'ala è presentato in (8.6). La conoscenza del carico e quindi del coefficiente di portanza lungo l'apertura, unitamente alla caratteristica dei profili allo stallo, serve a stimare l'inizio del sentiero di stallo. In genere si usa una definizione convenzionale (in sicurezza) dell'angolo di stallo e quindi del coefficiente di portanza massimo convenzionale dell'ala (o del velivolo): si parla di stallo convenzionale quando il primo profilo stalla.

La semplice applicazione del metodo di Schrenk può mostrare quanto possa essere delicata in questo senso la forma in pianta rastremata, specie per rastremazioni spinte. Inoltre lo spostamento dei carichi fa intuire la criticità dell'ala a freccia convenzionale, se non svergolata. L'ala ellittica (che ha coefficiente di portanza costante lungo l'apertura) è critica in quanto le corde vanno rimpicciolendo verso le estremità, insieme al numero di Reynolds (locale) a cui lavorano e quindi al coefficiente di portanza massimo: le estremità sono le prime a diventare critiche in alta portanza. Un eventuale comportamento insoddisfacente allo stallo segnalato dal sentiero di stallo potrebbe essere corretto senza cambiare la forma in pianta introducendo uno svergolamento e/o variando il profilo lungo l'apertura (aumentandone la curvatura, ad esempio).

In estrema sintesi, l'inizio e la progressione del sentiero di stallo dipendono dalle condizioni di volo, dalla forma in pianta, dallo svergolamento e dal tipo di profili che si sono scelti.

Sorge allora la questione su quali parti dell'ala si possa o non si possa accettare una condizione di stallo locale anche se l'ala non è stallata. Orbene, non è concepibile che lo stallo di un'ala possa iniziare, in una qualunque condizione di volo, all'estremità dell'ala in quanto si presenterebbero due gravi inconvenienti ora descritti.

- L'inefficacia degli alettoni (organi di controllo la cui integrità funzionale è invece necessaria per il controllo dell'aeromobile in condizioni di stallo: si tenga presente che anche in volo simmetrico lo stallo non si presenta quasi mai simmetrico, cioè simultaneamente e della stessa intensità sulle semiali);

- L'insorgere di una instabilità al beccheggio (una tendenza all'aumento dell'angolo d'attacco che causa lo stallo di tutta l'ala) determinata dalla diminuzione dell'angolo di attacco effettivo dell'impennaggio orizzontale: in condizioni di stallo d'estremità il vortice d'estremità si sposta verso la mezzeria, con conseguente incremento del *downwash* sull'orizzontale.

In realtà questo problema va risolto in sede preliminare con un accurato compromesso tra profilo e forma in pianta, introducendo poi, se compatibile con i vincoli di impostazione di progetto, un adeguato svergolamento.

A parte lo stallo d'estremità, un altro punto fondamentale è la qualità dello stallo: se il sentiero di stallo è tale che lo stallo si presenta simultaneamente su tutte le sezioni lungo l'apertura, allora lo stallo sarà improvviso, cosa evidentemente inaccettabile. Qualora non vi sia la possibilità di evitare questa situazione, o di provare con un nuovo ciclo di progetto a determinare una diversa e più soddisfacente soluzione, allora un rimedio è di prevedere un'anticipo della messa in funzione dei dispositivi di ipersostentazione, cosa indubbiamente che aumenta i costi operativi.

Un rimedio che però introduce inconvenienti sulle prestazioni di crociera può essere l'introduzione dei cosiddetti Promotori di Stallo, che forzano lo stallo in una determinata sezione dell'ala, verso la mezzeria. Si tratta di alterazioni della forma base dell'ala (appendici aerodinamiche, improvviso ed opportuno svergolamento a partire da una certa sezione): l'introduzione di resistenze addizionali anche in crociera ne limita l'applicazione a velivoli dell'Aviazione Generale.

Il coefficiente di portanza massimo dei profili impiegati per l'ala determina con il suo valore certe limitazioni operative del velivolo: in particolare sono influenzati il coefficiente di portanza massimo e lo stallo del velivolo in volo livellato, gli stalli in manovra, il diagramma di manovra.

## 8.6 Assetto critico e determinazione del cammino di stallo

In riferimento alla Fig. 8.1, allorché si sia determinata la distribuzione di carico basico  $cC_{l_b}$  ed addizionale  $cC_{l_a}$  con uno dei metodi indicati, si tracci lungo l'apertura il diagramma della distribuzione del coefficiente di portanza. Si tracci quindi il diagramma del coefficiente di portanza massimo dei profili impiegati, ciascun valore dei quali dipende ovviamente dal valore che il numero di Reynolds acquista localmente, e può essere ricavato dai profilari.

Tracciando quindi, in funzione dell'ordinata laterale, il diagramma della differenza  $C_{l_{max}} - C_{l_b}$ , il valore minimo del rapporto  $(C_{l_{max}} - C_{l_b})/C_{l_a}$  viene definito quale coefficiente di portanza massimo dell'ala, mentre il relativo assetto viene definito assetto critico,  $\alpha_{crit}$ .

In corrispondenza dell'ordinata per la quale si verifica il valore minimo su indicato avrà inizio il fenomeno dello stallo.

Per conoscere in che modo si distribuiranno le corde che hanno superato la loro incidenza critica per successivi valori dell'angolo d'attacco si può ricorrere ad un seguente procedimento grafico approssimato traslando verso l'alto il diagramma di  $C_{l_a}$  finché tale curva non divenga tangente a quella della distribuzione  $C_{l_{max}} - C_{l_b}$ : l'ordinata  $y_1$  dove ciò si verifica è quella dove lo stallo appare per la prima volta, ed è immediato ricavare il corrispondente angolo d'attacco. Si prosegua quindi la traslazione per successivi valori di  $\alpha$ , seguendo volta per volta i punti lungo  $y$  in corrispondenza dei quali si ha intersezione o tangenza tra la curva mobile e quella fissa.

I punti di intersezione corrisponderanno alle corde tra le quali lo stallo si è esteso, per un certo  $C_L$  mentre i punti di tangenza indicheranno le corde dove compare lo stallo per la prima volta per assetti superiori ad  $\alpha_{crit}$ .

Il procedimento indicato è certamente approssimato per i motivi seguenti.

1. Si suppone che il carico aumenti linearmente con  $\alpha$  fino allo stallo.
2. Si ammette che ciascuna sezione dell'ala lavori, in campo tridimensionale, fino allo stesso valore di  $C_{l_{max}}$  che si realizza in flusso bidimensionale.
3. Il valore definito quale  $C_{L_{max}}$  dell'ala può non avere altro significato che quello di una definizione, in quanto il coefficiente di portanza totale può continuare a crescere quando già una parte dell'ala è in stallo.



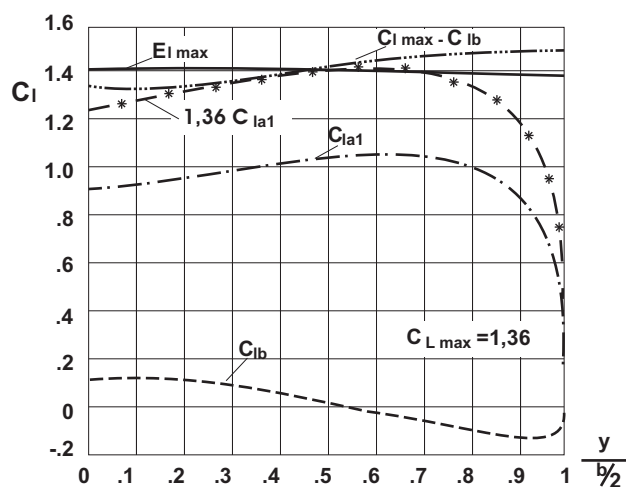


Figura 8.1: Il calcolo del sentiero di stallo

## 8.7 Metodi numerici di previsione dell'alta portanza

La presenza di significativi flussi separati sulle ali ovviamente rende i risultati del modello Euleriano del tutto inapplicabili: anche il calcolo Euleriano della portanza si rivela del tutto inattendibile, al contrario di quanto vale per le condizioni di crociera che, come è ben noto, non possono prevedere regioni di flusso separato.

I metodi di interazione tra flusso esterno e strato limite sono stati validamente applicati fino allo stallo con risultati accettabili sia per il coefficiente di portanza massimo che per l'angolo di attacco di stallo: la necessità di particolari procedure di calcolo dell'interazione ha reso però la cosa abbastanza delicata. L'estensione al post-stallo non si è mostrata affidabile.

La soluzione delle equazioni di Navier-Stokes presenta indubbi vantaggi rispetto alle tecniche di interazione in termini di minore labilità delle procedure di calcolo, ed i tempi di calcolo necessari per il campo bidimensionale sono sicuramente accettabili: e comunque per ottenere un'indicazione teorica dello stallo è necessaria esperienza ed un certo lavoro di indagine numerica per avere certezza che il risultato teorico sia vicino a quello effettivo. Insomma al giorno d'oggi -A.D. 2010- ancora non c'è un automatismo per la previsione dello stallo. La Fluidodinamica Computazionale ha i suoi punti critici -per questo problema così come per altri tipi di flusso- nei due punti topici: la previsione della transizione e la modellistica della turbolenza.

%

## Capitolo 9

# Sistema di ipersostentazione e comandi di volo

### 9.1 Introduzione

I sistemi di ipersostentazione sono comunemente definiti, in prima battuta, come quei dispositivi che consentono di aumentare il coefficiente di portanza massimo ( $C_{Lmax}$ ) dei velivoli e, di conseguenza, diminuire le velocità minime di sostentamento (velocità di stallo,  $V_S$ ). I comandi di volo sono preposti al controllo di tutte le fasi nel corso della missione di volo (cambiamenti di quota, direzione, velocità, ad esempio). Molti dei comandi di volo e dei sistemi di ipersostentazione si generano da modifiche della configurazione dell'aeromobile derivanti dall'azionamento di superfici mobili dell'ala o degli impennaggi.

Si può in generale affermare che i sistemi di ipersostentazione rappresentano, al pari di ogni altra superficie mobile (equilibratore, timone, alettoni, *spoiler*, etc.) un mezzo per alterare la curvatura, ed in taluni casi, anche l'estensione, delle superfici portanti e/o di controllo in modo da poter realizzare quelle variazioni nei coefficienti aerodinamici globali (in primo luogo il  $C_L$ , il  $C_D$  ed il  $C_M$ ) rispetto alla configurazione *clean*, ossia con deflessione nulla delle superfici mobili, che consentono al velivolo di manovrare secondo i requisiti assunti nel progetto.

Nel quadro del miglioramento globale delle qualità degli aeromobili e della loro compatibilità con sempre più stringenti requisiti ambientali l'attività di ricerca verso tecnologie innovative in questo campo è costante.

Classificazione, principi di funzionamento, caratteristiche e prestazioni sono validamente trattati in (1) e (6). In sintesi, esistono dispositivi fissi (*Gurney flap*, ad esempio), e mobili, quali *flap*, *slat*, *spoiler*, in certe applicazioni ci si basa sul controllo dello strato limite mediante aspirazione e soffiamento, oppure determinando l'incremento della circolazione mediante un getto orientato al bordo di uscita o mediante orientazione della spinta del motore.

In questo capitolo si evidenziano alcuni aspetti centrali dell'ipersostentazione. Ma va chiarito subito che si tratta di dispositivi comunque necessari. L'ipersostentazione comporta aggravio di peso e complicazioni progettuali; inoltre c'è la necessità di un processo di ottimizzazione in genere costoso, in quanto basato largamente su prove di galleria e prove di volo.

### 9.2 Considerazioni sui criteri di progetto del sistema di ipersostentazione

La definizione e la scelta del sistema di ipersostentazione per un dato velivolo viene effettuata, in primo luogo, sulla base di ben precisi requisiti di *performance* che si vuole assicurare al velivolo e, in parallelo, cercando di contenere il più possibile il conseguente aggravio di peso e di costi (di produzione e di *maintenance* in servizio) che l'introduzione del sistema inevitabilmente comporta. È bene rilevare tuttavia, che spesso le tecniche di realizzazione e produzione che costituiscono il

patrimonio culturale e di esperienza di un produttore aeronautico, possono costituire a loro volta dei requisiti di progetto: in tal caso il concetto di ottimizzazione, riferito all'intero velivolo o anche ad un particolare sistema, deve essere interpretato in senso molto più generale.

Nella definizione data poco più sopra si è fatto implicitamente riferimento ad una ben precisa tipologia di sistemi di ipersostentazione, e cioè a quella meccanica rappresentata cioè dalla deflessione di superfici mobili (*flap*, sia di bordo d'attacco che di bordo di uscita) che alterano la curvatura e/o l'estensione delle superfici portanti. Come riportato anche in (1), la variazione dei coefficienti aerodinamici ai fini dell'ipersostentazione può essere realizzata anche con tecniche di controllo dello strato limite (aspirazione e soffiamento) e con *jet flap*; esistono inoltre altri concetti, come ad esempio il controllo della circolazione con cilindri rotanti al bordo d'uscita (*power-assisted flap*, descritto in (41)), o la modifica fissa del bordo di uscita del *Gurney flap*, in grado di fornire un opportuno contributo alla portanza massima realizzabile.

Non ci si soffermerà in queste pagine sui principi di funzionamento da un punto di vista squisitamente aerodinamico dei vari sistemi di ipersostentazione. Con riferimento ai dispositivi di tipo meccanico ci si limita a ricordare che tutti i *flap* di bordo d'attacco, in pratica, ritardano la separazione del flusso consentendo di elevare l'angolo di stallo, mentre i dispositivi di bordo di uscita influenzano essenzialmente la circolazione totale. In Fig. 9.1 l'analisi del cambiamento dell'andamento della curva di portanza del profilo *NACA 64A010* con vari dispositivi di *flap* e *slat* consente di ritrovare perfettamente il concetto sinteticamente sopra esposto.

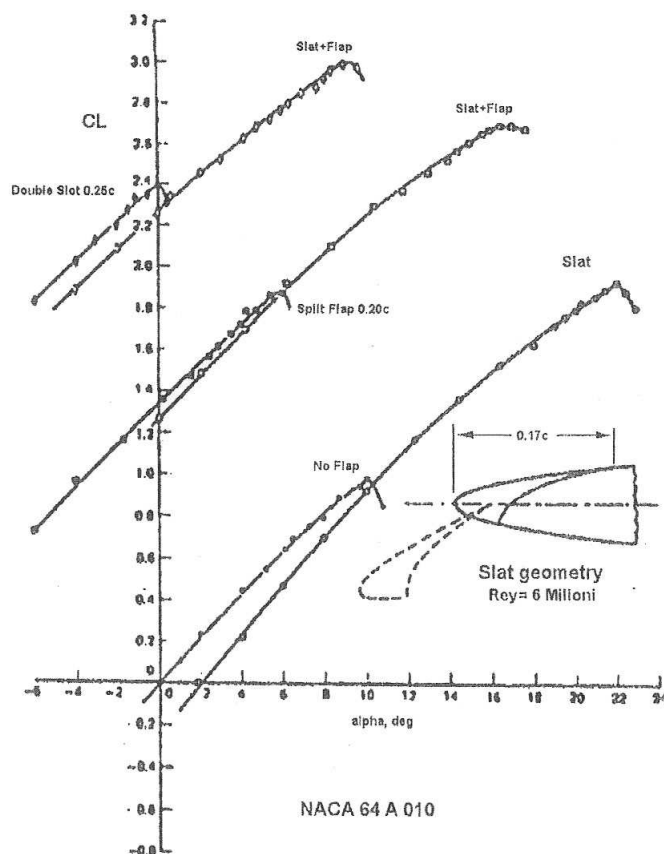


Figura 9.1: Curve di CL per il profilo NACA 64A010 con vari dispositivi di flap e slat

Si vuole però evidenziare che, data l'importanza non solo da un punto di vista delle prestazioni, ma anche dal punto di vista della sicurezza del volo, certe tecniche di ipersostentazione come

il controllo dello strato limite o i *jet flap*, pur essendo state dimostrate sperimentalmente come in grado di realizzare elevatissimi  $\Delta C_{Lmax}$ , sono tuttora relegate a puri studi di fattibilità, con limitate applicazioni reali per lo più prototipali o militari. Infatti, a parte la complessità funzionale del sistema pneumatico di soffiamento e/o aspirazione e la sua tenuta in efficienza in esercizio (fori d'efflusso sempre liberi), bisogna anche considerare gli aspetti di sicurezza e di affidabilità che sono alla base di tutti i regolamenti di certificazione, ed in particolare di quelli civili (EASA e FAA).

Se un sistema di ipersostentazione è in grado di sviluppare un  $\Delta C_{Lmax}$  di 8–9 e viene sfruttato in tutta la sua potenzialità, è anche facilmente intuibile cosa potrebbe accadere in caso di *failure*, quando cioè tutto questa portanza addizionale potrebbe venire improvvisamente a mancare. È evidente quindi che la possibilità di utilizzare su un velivolo civile un sistema di ipersostentazione non convenzionale (ossia non di tipo meccanico) con prestazioni spinte, è strettamente legata alla possibilità di realizzarlo con una affidabilità di funzionamento (probabilità di *failure*) pari, per lo meno, a quella di un attuale sistema di deflessione meccanica (*flap*).

### 9.3 Influenza dei sistemi di ipersostentazione sulle prestazioni del velivolo

Il requisito principale di cui si tiene conto nella definizione del sistema di ipersostentazione per un dato velivolo è costituito dalla necessità di realizzare un adeguato  $C_{Lmax}$ , tale cioè da consentire una accettabile velocità di stallo "1g",  $V_{S1}$ ,

$$V_S(1g) = V_{S1} = \sqrt{\frac{2W}{\rho S} \frac{1}{C_{Lmax}}} \quad (9.1)$$

per ogni peso ( $W$ ) e quota operativa (densità  $\rho$  dell'aria) del velivolo.

Comunemente, e per ovvie ragioni di sicurezza, i regolamenti prescrivono di operare ad una velocità minima superiore alla  $V_{S1}$ , in genere a  $1.2V_{S1}$  per il decollo (JAR/FAR 25.107) e fra  $V_{L1}$  e  $1.25V_{L2}$  (JAR/FAR 25.479) per il contatto con il suolo all'atterraggio, considerando i *flap* ed il carrello nella configurazione prevista per queste fasi. La  $V_{L1}$  coincide con la  $V_{S0}$ , ossia con la  $V_S$  al peso d'atterraggio da considerare in condizioni di ISA *sea level*, mentre la  $V_{L2}$  è la  $V_{S0}$  al peso di atterraggio e alla quota da considerare in *hot day* (ISA + 41F). Da notare che in atterraggio, sino all'ostacolo di riferimento (50 ft), la velocità di approccio non deve essere inferiore a  $1.3V_{S1}$  (JAR 25.119): da qui al contatto la velocità longitudinale (*ground speed*) deve diminuire sino alla  $V_{L1}$  o  $1.25V_{L2}$ , ma la velocità totale deve tener conto anche della componente di velocità verticale.

Considerando la fase di decollo, il requisito di  $1.2V_{S1}$  si traduce in un  $C_L$  operativo pari a  $1/1.44C_{Lmax}$ . Nella fase di salita, le equazioni di equilibrio del moto uniforme, con riferimento alla Fig. 9.2, sono rispettivamente (con ovvio significato della simbologia usata):

$$\begin{aligned} L &= W \cos \gamma \\ T &= D + W \sin \gamma \end{aligned} \quad (9.2)$$

Dividendo membro a membro la seconda equazione con i termini della prima si ottiene

$$\tan \gamma = \frac{T}{L} - \frac{D}{W \cos \gamma} \quad (9.3)$$

e, per valori piccoli dell'angolo di rampa ( $\sin \gamma \simeq \gamma$  e  $\cos \gamma \simeq 1$ , da cui  $L = W$ ), si ha in definitiva:

$$\gamma = \frac{T}{W} - \frac{D}{L} = \frac{T}{W} - 1/\frac{C_L}{C_D} \quad (9.4)$$

Per ragioni di sicurezza, i regolamenti impongono che il velivolo nella peggiore delle situazioni, rappresentata dalla condizione di  $W = MTOW$  (*Maximum Take-Off Weight* di progetto) e di piantata del motore critico, sia in grado di realizzare un prefissato valore del gradiente di salita, ossia di  $\gamma$  (JAR/FAR 25.121). Assumendo quindi di operare alla massima spinta disponibile, risulta evidente che il rispetto dei requisiti di prestazione,  $V = 1.2V_{S1}$  e  $\gamma$  fissato, può avvenire con un

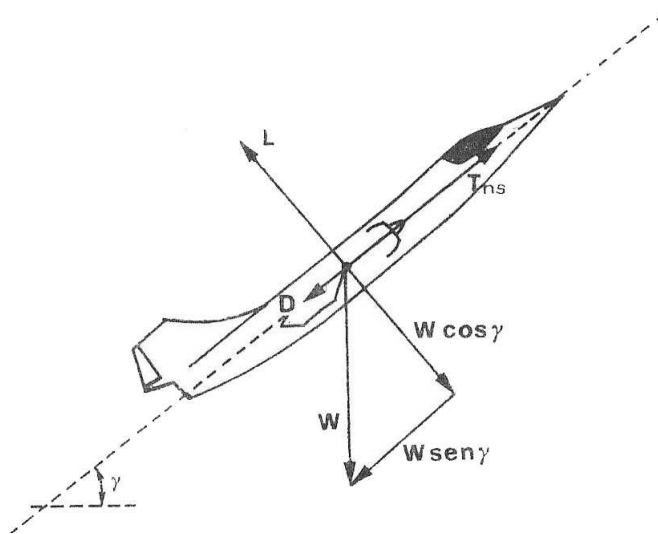


Figura 9.2: Moto di salita uniforme

sistema di ipersostentazione che oltre a fornire un adeguato  $C_{Lmax}$  garantisca pure un sufficiente livello di efficienza  $C_L/C_D$ .

La capacità di incrementare il  $C_{Lmax}$  (e quindi di ridurre la  $V_S$ ) rende anche possibile il contenimento della lunghezza della pista di atterraggio. Essendo però la lunghezza della pista in decollo, generalmente, superiore a quella di atterraggio -anche perché il  $MLW$ , *Maximum Landing Weight*, o peso massimo all'atterraggio, è generalmente inferiore al  $MTOW$  (peso massimo al decollo) e le  $V_L$  (*Landing Speed*) sono, come detto, inferiori a  $1.2V_{S1}$ - i requisiti in genere più stringenti per la scelta ed il progetto del sistema di ipersostentazione sono rappresentati dalle prestazioni in decollo ed in salita.

La scelta ottima del sistema di ipersostentazione e delle deflessioni da assumere per le fasi di decollo/salita può essere fatta a partire dalle polari del velivolo (ed in stima preliminare, quando cioè occorre selezionare il sistema di ipersostentazione da adottare, dalle polari del profilo alare dotato di vari sistemi di *flap/slat*) in funzione dell'angolo di deflessione del *flap*, considerando la condizione di  $C_L = 1/1.44 C_{Lmax}$  e valutando il corrispondente valore  $C_L/C_D$ .

Si tenga conto che quando si opta per una soluzione *slat + flap* usualmente lo *slat* viene ad essere definito in un'unica deflessione che ottimizza la separazione sul *main component* del profilo, per cui la deflessione da scegliere per ottimizzare le fasi di decollo/salita riguardano solo il *flap* di bordo di uscita. Può anche accadere che, per casi particolari di decolli da aeroporti in alta quota e/o con temperature significativamente diverse dallo standard ISA, la configurazione ottima per il decollo sia rappresentata dal solo *slat* deflesso.

La Fig. 9.3 mostra un esempio di diagramma relativo proprio al caso, tratto da (42), in cui si è scelto un sistema di ipersostentazione formato da *slat + flap*. Siffatte curve vengono ad essere aggiornate nel corso dello sviluppo del progetto, man mano che si rendono disponibili i dati del comportamento aerodinamico dell'intero velivolo: in Fig. 9.3, per esempio, si avverte che i dati non tengono conto dell'influenza del carrello (che però è nulla considerando che lo stesso viene retratto subito dopo il distacco dal suolo), dell'effetto suolo e della asimmetria causata dal motore non operativo.

Nelle fasi di atterraggio, la capacità di attingere ad elevati  $C_{Lmax}$  consente di ridurre sia la velocità di avanzamento longitudinale all'impatto (*touchdown*) che la distanza necessaria per l'arresto (*full stop landing*).

La scelta della deflessione ottima del sistema di ipersostentazione per le fasi di approccio e atterraggio può essere fatta in maniera analoga a quanto visto per il decollo. A partire dalle equazioni di equilibrio, in cui si può ipotizzare di trascurare la spinta (in atterraggio il regime

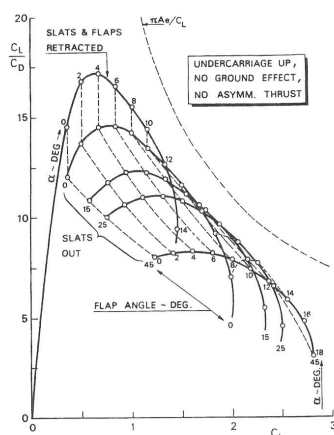


Figura 9.3: Polari velivolo tipo B727 con sistema di ipersostentazione formato da *flaps* e *slats*

motore selezionato è comunque superiore a quello minimo di *idle*, ed è tale da produrre un valore di spinta/potenza pari al valore di spinta/potenza che si ottiene in 8 secondi muovendo la manetta dalla posizione di *idle* al valore massimo, e ciò per garantire il gradiente di salita in *full operative engines* in caso di atterraggio abortito, JAR/FAR 25.119), e con riferimento alla Fig. 9.4, è

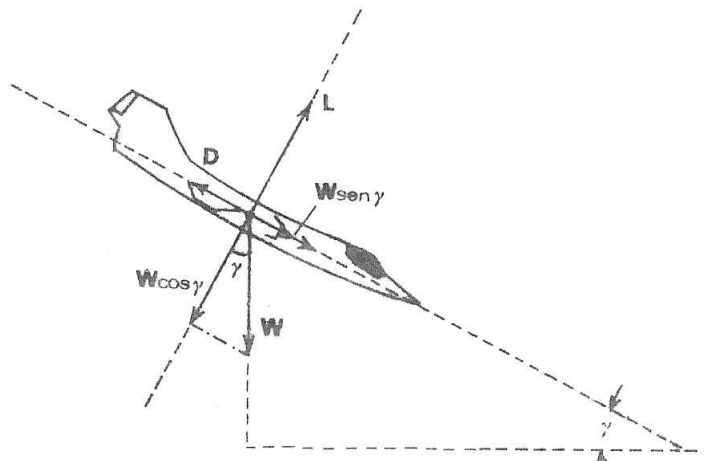


Figura 9.4: Moto di discesa uniforme

$$\begin{aligned} L &= W \cos \gamma \\ D &= W \sin \gamma \end{aligned} \quad (9.5)$$

e si ricava facilmente che il gradiente di discesa è dato da

$$\tan \gamma = \frac{D}{L} = \frac{1}{C_L/C_D} \quad (9.6)$$

Pertanto un'elevata resistenza può essere sfruttata per realizzare un approccio più ripido (e quindi più rapido).

Anche in questo caso tuttavia, occorre tener conto di alcuni vincoli. In primo luogo, il velivolo deve garantire (e dimostrare) delle qualità di volo, ossia capacità di controllo, accettabili alle alte

incidenze e basse velocità. In secondo luogo, deve essere dimostrato che in caso di atterraggio abortito la successiva riattaccata deve avvenire rispettando il requisito regolamentare sul gradiente di salita JAR/FAR 25.119, relativo questa volta alla condizione di *full flap*, per cui un certo livello di efficienza  $C_L/C_D$  deve sempre essere conservato anche in atterraggio.

In questo caso, tuttavia, essendo i pesi in gioco generalmente più bassi ( $MLW < MTOW$ ) e poiché i regolamenti permettono di considerare l'utilizzo di tutta la potenza disponibile (ossia non viene contemplata la eventualità di doppia *failure*, atterraggio abortito + avaria motore), il rispetto del requisito sul gradiente di salita in riattaccata (*balked landing*) è meno critico.

Le considerazioni espresse in questo paragrafo consentono di concludere che gli elementi di cui occorre tener conto per la scelta ed il progetto di un sistema di ipersostentazione sono essenzialmente i requisiti di *performance* (propri del velivolo ed imposti dai regolamenti) e le caratteristiche aerodinamiche in termini di polari del profilo alare (in prima battuta) e di tutto il velivolo non appena disponibile.

La disponibilità delle polari (curve  $C_L$  vs  $C_D$ ) per profili ed ali con *flap/slat* riveste un ruolo chiave per la scelta ed il progetto del sistema di ipersostentazione. Purtroppo la sola analisi teorica può dimostrarsi insufficiente nel fornire le informazioni relative al  $C_D$ , specie quando le soluzioni costruttive che si andranno poi ad adottare rendono particolarmente ardua l'analisi del flusso nella zona del *flap - well* o del canale fra *slat* e *main component*. In questi casi le prove in galleria rimangono il solo mezzo sia per ottimizzare il funzionamento (ossia la posizione reciproca dei vari elementi che compongono il sistema e degli eventuali portelli mobili, come la bavette in Fig. 9.5, per meglio indirizzare il flusso negli *slot* e *flap well*) che per ottenere adeguate stime delle polari.

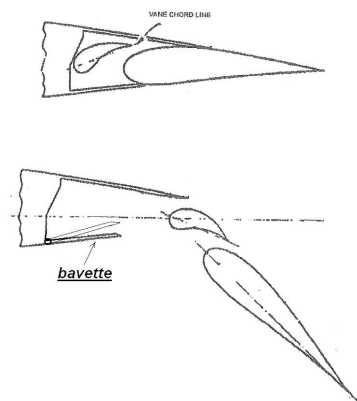


Figura 9.5: Canalizzazione del flusso mediante una *bavette*

## 9.4 Aspetti costruttivi ed operativi

Alcuni aspetti fondamentali di cui bisogna tener conto per l'installazione di un sistema di ipersostentazione sono sicuramente lo spazio a disposizione all'interno dell'ala per il sistema di attuazione ed il tipo di cinematismo per realizzare le deflessioni operative previste. Per entrambi, i fattori in gioco che determinano le scelte di progetto sono, da un lato, i carichi agenti (determinati secondo i requisiti di certificazione) e dall'altro la necessità di contenere al massimo le penalità in termini di peso e di incremento di resistenza aerodinamica per sprofilamenti dal profilo base dell'ala.

La determinazione dei carichi di certificazione, unitamente all'estensione (e quindi alla massa) delle superfici da movimentare ed ai requisiti operativi in termini di velocità di attuazione (ossia in quanto tempo è possibile passare dalla posizione non deflessa alla massima deflessione) permette di stabilire in primo luogo la potenza necessaria per l'attuazione. In base alla potenza necessaria ed allo spazio disponibile si seleziona il sistema di attuazione che, generalmente, è rappresentato o da



martinetti idraulici o da sistemi vite-madrevite azionati da motori elettrici. Le linee di comando degli attuatori possono essere, secondo il tipo di velivolo, o di tipo meccanico (cavi tiranti) o di tipo elettrico.

In genere, gli attuatori idraulici sono selezionati quando le potenze in gioco per l'attuazione sono notevoli e sono quindi quelli che principalmente vengono impiegati per i grandi velivoli, dove l'area delle superfici da movimentare è rilevante.

Circa la velocità del sistema di attuazione occorre considerare che essa deve essere scelta in modo da non produrre subitane variazioni di configurazione, per ovvi motivi di controllabilità, e, nello stesso tempo, deve poter garantire il rispetto del requisito sulla riattaccata in caso di atterraggio abortito, quando cioè a partire dalla *decision height* il velivolo deve poter passare dalla fase di approccio a quella di risalita con il prescritto gradiente senza scendere al disotto di una certa altezza fissata dai regolamenti (JAR/FAR 25.1329).

I cinematismi di estensione sono funzione del numero di elementi che compongono il *flap* (*single/double/triple slot*, etc) e del centro di cerniera virtuale da realizzare (un caso veramente critico è il *fowler flap*). Se si sceglie la soluzione più semplice di un solo punto di cerniera, Fig. 9.6, allora il punto di cerniera reale coincide con quello virtuale e sarà posizionato abbastanza lontano

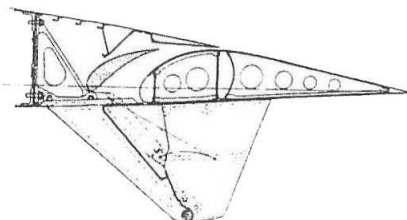


Figura 9.6: Cinematismo a cerniera singola

dall'ala, con conseguente necessità di dover coprire il cinematismo con un *fairing* vistoso. Un cinematismo più sofisticato (a più barre di movimentazione e con più punti di cerniera, come ad esempio in Fig. 9.7), consente di limitare le dimensioni del *fairing*, ma ovviamente ciò viene pagato

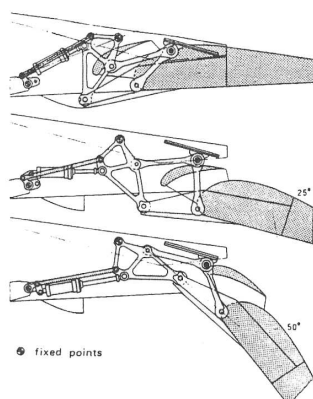


Figura 9.7: Cinematismo a cerniere multiple

con una maggiore complessità costruttiva e di peso. Il *fairing* per il cinematismo di attuazione del *flap* è necessario per la salvaguardia dei livelli di resistenza aerodinamica e incide a sua volta sul peso complessivo del sistema di ipersostentazione.

L'attuazione elettrica con sistema vite-madrevite è praticabile quando le potenze in gioco per

l'attuazione dei *flap* sono abbastanza contenute. Sono sistemi poco ingombranti e spesso possono essere installati congiuntamente ad un sistema di guide *flap* interne al profilo alare che consentono comunque di realizzare cerniere virtuali abbastanza distanti dall'ala. L'assenza di cinematismi esterni all'ala da coprire con *fairings* va a tutto vantaggio del peso e dell'aerodinamica. Un'attuazione di questo tipo è però sicuramente più lenta rispetto a quanto realizzabile con un sistema idraulico: possono essere necessari anche più di 10-12 secondi per consentire una deflessione completa (sino a 45-50 gradi) a partire dalla configurazione *clean*.

La robustezza strutturale di un sistema *flap*, una volta selezionato il tipo di attuazione, il cinematismo e l'estensione delle superfici da movimentare, dipende dai carichi che occorre considerare per il dimensionamento. Questi sono determinati a partire dalle velocità massime alle quali si prevede di utilizzare il sistema stesso. I carichi che si sviluppano sui *flap* sono essenzialmente di natura aerodinamica. Le forze inerziali legate alla loro massa sono quasi sempre trascurabili rispetto alle forze aerodinamiche e, peraltro, sono quasi sempre di segno contrario, per cui, in una valutazione conservativa dei carichi totali, spesso tali forze di massa vengono del tutto ignorate.

I regolamenti, (Autori Vari), prescrivono di definire le velocità  $V_F$  di estensione dei *flap*, JAR/FAR 25.335, per ciascuna delle posizioni (deflessioni) previste nelle condizioni operative di impiego, che devono essere considerate per il dimensionamento strutturale (unitamente ad altre indicazioni in JAR/FAR 25.345, come per esempio, il massimo fattore di carico, l'intensità di raffica, il peso del velivolo, etc.). Per ciascuna  $V_F$  occorre definire conservativamente la corrispondente velocità operativa (sufficientemente inferiore) detta  $V_{FE}$ , o *flap extension speed*, che deve rappresentare la soglia di velocità massima che il pilota deve rispettare nell'attivazione ed utilizzo del sistema a quella deflessione. Le  $V_{FE}$ , come prescritto dagli stessi regolamenti, devono essere indicate in cabina su apposite targhette (*placards*).

In aggiunta, in caso di superamento (accidentale) della  $V_{FE}$  prescritta per una data deflessione del *flap*, è anche previsto l'attivazione di un allarme sonoro in cabina ed il pilota, nel *briefing* post volo (o anche in modo automatico, se il velivolo è dotato di un sistema di monitoraggio per la salvaguardia strutturale, *SHM*, *Structural Health Monitoring*) deve avvisare dell'avvenuta eccedenza di impiego del sistema *flap* per dar luogo alle *task* di manutenzione (in primo luogo le ispezioni) previste in questi casi.

Pur realizzandosi giocoforza con continuità, le deflessioni d'impiego del sistema di ipersostentazione sono fissate in un numero discreto in corrispondenza di ciascuna delle fasi di volo (*take-off*, *approach*, *loiter*, *landing*, etc.) in cui è previsto il loro impiego. In altre parole, il pilota, raggiunta la velocità a partire dalla quale può utilizzare i *flap* in una delle deflessioni previste, aziona il comando di attuazione selezionando la deflessione ammissibile. A questo punto, tutte le manovre saranno effettuate con tale deflessione dei *flap* sino al cambiamento della selezione. Sebbene questo rappresenti senz'altro un impedimento al miglioramento delle prestazioni rispetto ad un utilizzo continuo della deflessione del *flap* (come avviene per le superfici di controllo vere e proprie come l'equilibratore, il timone o gli alettoni), bisogna considerare che l'utilizzo dei *flap* come superficie di controllo rappresenterebbe un onere in generale non sostenibile dal pilota in caso di *failure* ed è, infatti, proibito dai regolamenti.

Tutto quanto sopra esposto rende abbastanza l'idea dell'importanza in termini di sicurezza che i regolamenti danno nell'utilizzo del sistema di ipersostentazione.

Come già accennato, il peso apportato dal sistema di ipersostentazione è funzione della sua complessità meccanica. Quest'ultima è tanto più incrementata quanto più elevata è l'efficienza aerodinamica che si vuole realizzare con il sistema di ipersostentazione. La Fig. 9.8, tratta da (42), rende perfettamente l'idea con riferimento ai sistemi *flap* di bordo di uscita. Sempre da (42), infine, le Figg. 9.9, 9.10 forniscono una valutazione di avvanprogetto, con riferimento a tecnologie convenzionali, del peso specifico (per unità di area) dei sistemi di ipersostentazione meccanica (*flap* di bordi d'attacco e di uscita) in funzione del *MTOW* del velivolo.

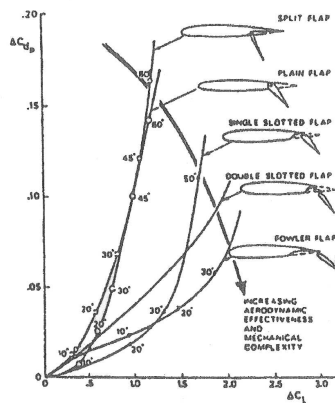


Figura 9.8: Torenbeek1

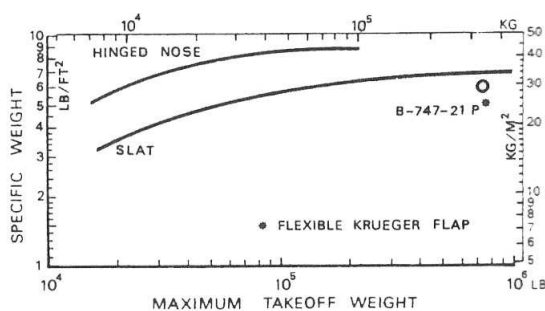


Figura 9.9: Torenbeek2

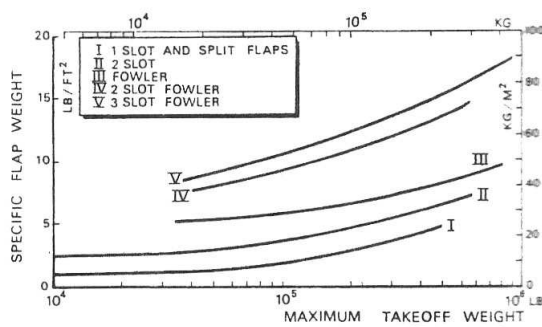


Figura 9.10: Torenbeek3



## Capitolo 10

# Controllo del flusso e dello strato limite

Durante una missione di un velivolo le condizioni di volo di corrente libera possono cambiare considerevolmente, mentre il velivolo stesso è progettato per multipli ma fissati punti di progetto compromettendo le prestazioni complessive.

Ci sono essenzialmente due fattori che condizionano le prestazioni di un velivolo:

1. l'evoluzione dello strato limite;
2. la sua interazione con il campo esterno.

Per questo motivo, lo sviluppo di nuove tecnologie di controllo del flusso e dello strato limite ha acquisito un ruolo fondamentale per offrire le migliori prestazioni in qualsiasi condizione di volo. In questo paragrafo verranno quindi presi in considerazione alcuni strumenti che hanno lo specifico obiettivo di ridurre la resistenza, incrementare la portanza, sopprimere la separazione e ottimizzare il controllo del flusso d'aria attorno al velivolo. Ci sono essenzialmente dispositivi di controllo attivi, che richiedono un'aggiunta di energia e/o la presenza di un feedback, e dispositivi di controllo passivi che si autoregolano e senza il bisogno di energia.

### 10.1 Controllo diretto dello strato limite

La resistenza d'attrito è ancora considerata una barriera per l'ottimizzazione della maggior parte dei corpi aerodinamici. Per questo si introducono strumenti di controllo del flusso laminare per ritardare la transizione dello strato limite.

Il controllo può essere sia passivo, sfruttando opportuni gradienti di pressione, sagomando le superfici o provvedendo a sostenere un naturale flusso laminare; sia attivo grazie a trasferimenti di calore, aspirazione a parete o attraverso la gestione delle fluttuazioni.

Per l'aspirazione a parete si usano due sistemi:

1. il primo prevede l'utilizzo di una superficie perforata in titanio di aspirazione per mantenere un flusso laminare sul dorso dell'ala, figura 10.1a;
2. oppure si usa una "pelle" scanalata in titanio con una serie di aperture sia sul dorso che sul ventre, figura 10.1b.

Un sistema di gestione delle fluttuazioni prevede la presenza di altoparlanti, a circa il 50% della corda, che, grazie ad opportuni sensori posti più a monte che segnalano un eccitamento delle fluttuazioni, provvedono alla riduzione di queste ultime ritardando quindi la transizione.

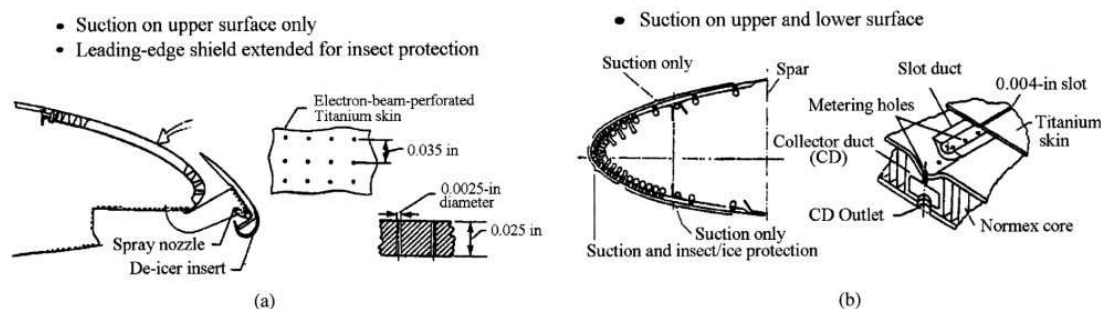


Figura 10.1: Sistemi di aspirazione a parete.

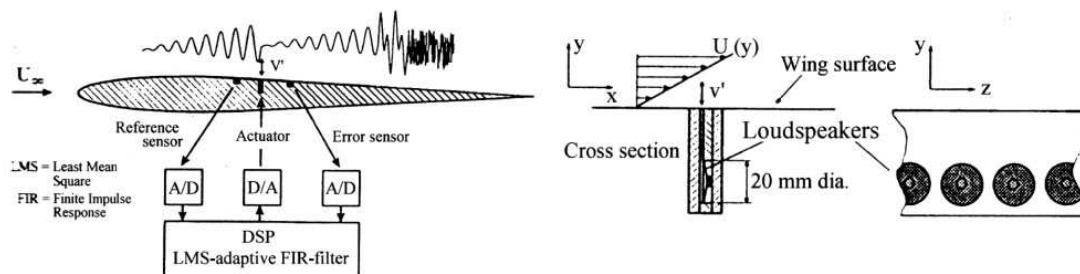


Figura 10.2: Sistemi di gestione delle fluttuazioni.

## 10.2 Sistemi di controllo della turbolenza

A transizione avvenuta, risulta successivamente importante ridurre la resistenza d'attrito dovuto dallo strato limite turbolento.

Il forte scambio di quantità di moto che si ha ad alta velocità in un flusso che si avvicina alla superficie e a bassa velocità in un flusso che si allontanano dalla superficie spostandosi verso regioni ad alta velocità, producono un incremento degli sforzi tangenziali creando flusso di moto laterale. Quest'ultimo può essere bloccato utilizzando delle centine (controllo passivo) che devono essere grandi abbastanza da bloccare questo moto laterale e al contempo non devono far aumentare gli sforzi tangenziali.

Un controllo attivo della turbolenza prevede invece l'utilizzo di iniettori di massa normali e tangenziali che riducono la resistenza d'attrito locale.

## 10.3 Sistemi di controllo per l'incremento della portanza

Ciò che influenza in particolar modo i limiti di carico pagante e le prestazioni dell'ala in crociera per i velivoli da trasporto transonici sono i sistemi ad alta portanza. Tradizionalmente si usano flap a due o addirittura tre slot che però prevedono una notevole complessità di progettazione e elevati costi di produzione e di manutenzione. Quindi risulta necessario incentrare maggiore attenzione verso i sistemi di controllo di flusso consentendo l'utilizzo di sistemi ad alta portanza più semplici. È possibile usare ad esempio alcuni dispositivi geometrici come generatori di vortici, tabs, winglets e altri strumenti fortemente studiati sperimentalmente nel corso del tempo.

I generatori di vortici incrementano la portanza e ritardano la separazione in condizioni di alta portanza anche se incrementano la resistenza d'attrito in condizioni di bassa portanza, in determinate condizioni migliorano il sentiero di stallo eliminando il fenomeno dello stallo di estremità. Invece i tabs incrementano la portanza e, al contrario, riducono la resistenza. Per questo motivo generalmente vengono montati entrambi sul velivolo.

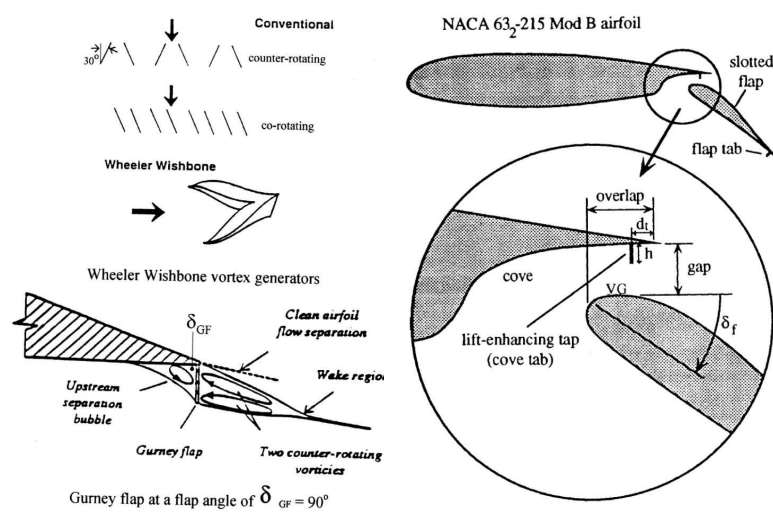
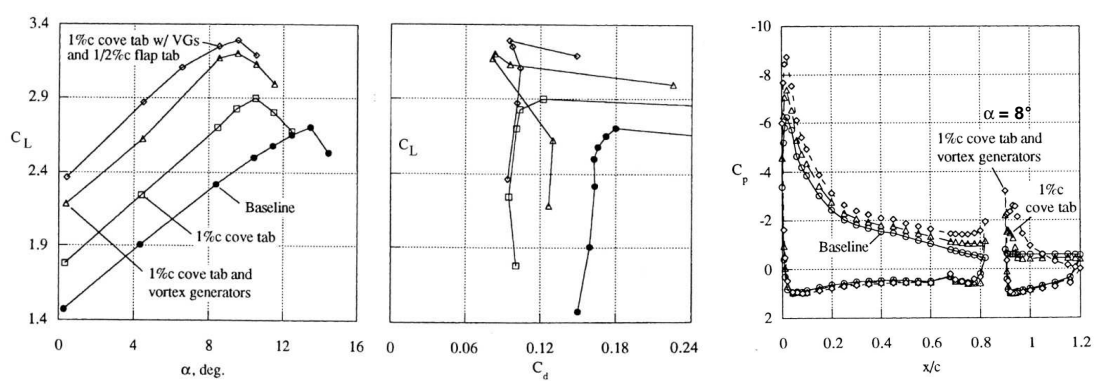


Figura 10.3: Generatori di vortici e tabs.

Figura 10.4: Polari e coefficiente di pressione a  $\delta_{fl} = 42$ ,  $M_\infty = 0.2$  e  $Re_c = 3.7 \cdot 10^6$ .

Le winglets invece, montate all'estremità dell'ala, aumentano l'effettivo allungamento alare dell'ala. Infatti quest'ultime riducono l'intensità dei vortici liberi all'estremità alare riducendo così la resistenza indotta e incrementando la portanza.

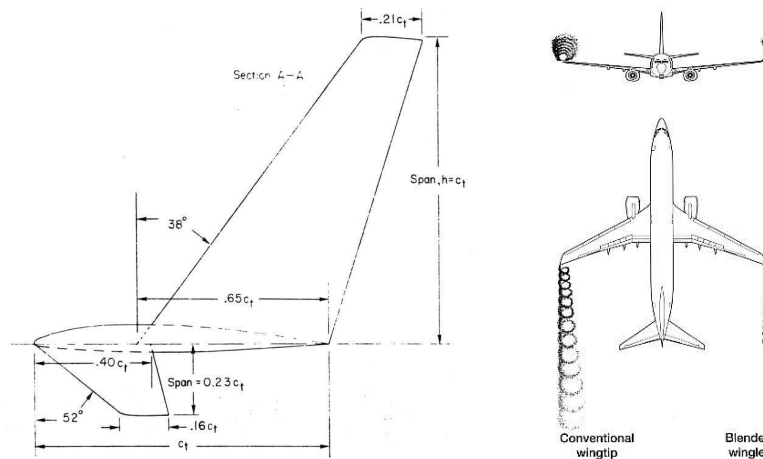


Figura 10.5: Winglets e suoi effetti.

Un'alternativa all'uso dei generatori di vortici per ritardare la separazione in alta portanza sono i dispositivi pneumatici. Questi dispositivi eccitano il flusso periodicamente tramite soffiaggio e aspirazione (*zero-mass air jets*) ottenendo così un ritardo dei fenomeni di separazione e quindi dello stallo.

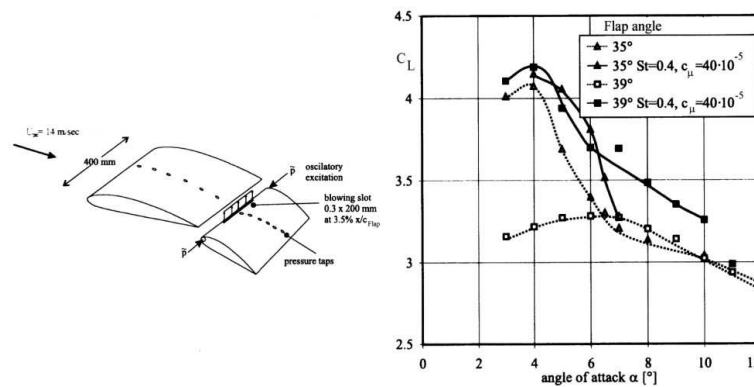


Figura 10.6: Effetti sulla portanza dell'eccitazione del flusso su un profilo con singolo flap per due deflessioni.



# Capitolo 11

## Prese d'aria

### 11.1 Generalità

Una presa d'aria è una macchina atta a convogliare verso il motore una sufficiente quantità di aria riducendone adeguatamente la velocità e consentendo, nel contempo, di trasformare l'energia cinetica in energia interna ad un buon livello di sfruttabilità. Per esempio, l'aria entrante nella camera di combustione di un motore ramjet ( $M_0 > 3$ ) deve essere decelerata, per consentire le reazioni di combustione, ad un numero di Mach non superiore a 0.2; perché un turboreattore abbia prestazioni soddisfacenti, il flusso che si presenta all'ingresso del compressore dovrebbe avere un numero di Mach approssimativamente minore di 0.4 ed essere abbastanza uniforme. Il funzionamento della presa d'aria può influenzare moltissimo il rendimento del motore cui viene applicata. Si può senz'altro dire che il progetto di una presa d'aria è di fondamentale importanza per ottenere buone prestazioni da un velivolo sia esso subsonico che supersonico.

Se la velocità della corrente indisturbata a monte della presa è supersonica, il processo di diffusione è complicato dalla presenza di onde d'urto. È noto che una diffusione del flusso non è semplicemente l'inverso di una espansione. Per un assegnato valore della velocità di uscita dalla presa, il funzionamento migliore della presa (supposto adiabatico) si avrebbe se il fluido evolvesse secondo una trasformazione isentropica. Purtroppo il funzionamento di una presa d'aria si discosta dal funzionamento isentropico in misura molto più sensibile rispetto a quanto accade per il moto in un ugello: è considerevolmente più difficile ottenere una compressione efficiente che non una espansione efficiente, e questo perché un flusso in compressione è soggetto ad un gradiente avverso di pressione, e dunque gli effetti viscosi vengono esaltati; un'altra difficoltà per ottenere una compressione efficiente sta nella interazione tra le onde d'urto e lo strato limite.

La conversione dell'energia cinetica associata ad una corrente subsonica in energia interna, con aumento di pressione statica, è chiamata diffusione subsonica, mentre la decelerazione di una corrente supersonica fino ad una velocità approssimativamente uguale a quella del suono è chiamata "diffusione supersonica". Se il velivolo vola a velocità supersoniche ed è propulso da un ramjet o da un turboreattore, la diffusione completa del flusso è ottenuta in due fasi: una diffusione supersonica fino a  $M \cong 1$  e una diffusione subsonica da  $M \cong 1$  a  $M < 1$ .

Le prese d'aria possono essere classificate in due gruppi principali: prese subsoniche e prese supersoniche. Esse possono essere ulteriormente suddivise in prese a compressione esterna, in cui la compressione avviene prima che il flusso entri nella presa, e prese a compressione interna, in cui la compressione avviene all'interno della presa.

È importantissimo - fondamentale - conoscere la modellistica quasi 1-D dei condotti a sezione variabile (con le questioni annesse: urti, espansioni, effetti viscosi, interazioni). Per questi aspetti occorre far riferimento, se necessario, ad altre parti del testo o ad apposite monografie.

### 11.2 Caratterizzazione delle prestazioni: parametri di performance

Le prestazioni di una presa d'aria possono essere caratterizzate secondo differenti criteri. Tre dei più comuni sono discussi di seguito, con riferimento al processo di diffusione schematizzato nel

piano h-s, Fig. 11.1.

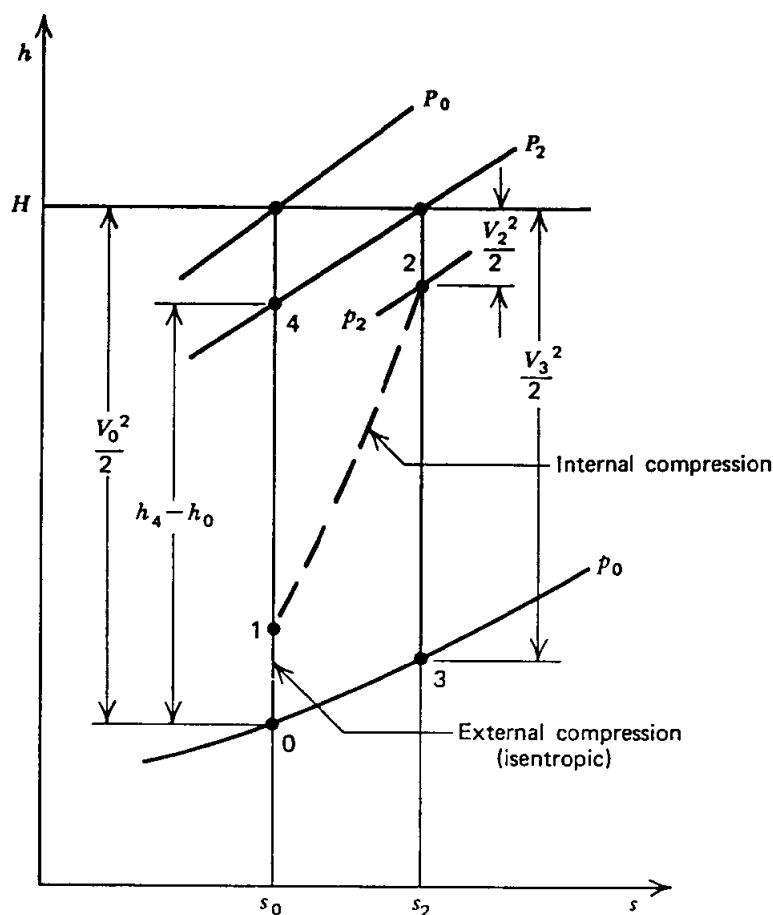


Figura 11.1: da (43) - Processo di diffusione nel piano h-s

Se  $V_0$  è la velocità del velivolo rispetto all'aria in quiete, a pressione  $p_0$ , si può considerare la presa d'aria come un condotto a sezione variabile investito da una corrente d'aria a velocità  $V_0$  e pressione  $p_0$ . Il suffisso "0" indicherà quindi un punto sufficientemente lontano dalla sezione d'ingresso della presa, mentre con i suffissi "1" e "2" si indicheranno rispettivamente le condizioni nella sezione di ingresso e di uscita della presa. Detta  $V_2$  la velocità della corrente all'uscita della presa d'aria, sarà teoricamente possibile recuperare l'energia  $(V_0^2 - V_2^2)/2$ .

Uno dei parametri più importanti per caratterizzare le prestazioni di una presa d'aria è il rapporto tra le pressioni di ristagno  $\eta_p = P_2/P_0$ , essendo  $P_2$  e  $P_0$  la pressione di ristagno all'uscita del diffusore e a monte della presa. L'efficienza di energia cinetica  $\eta_{ke} = \frac{V_3^2/2}{V_0^2/2} = \frac{H-h_3}{H-h_0}$  è definita come il rapporto tra l'energia cinetica  $V_3^2/2$  che si otterrebbe espandendo isentropicamente il flusso dallo stato 2 alla pressione statica  $p_0$  e l'energia cinetica della corrente indisturbata  $V_0^2/2$ . Un terzo parametro utilizzato è l'efficienza di diffusione adiabatica  $\eta_d = \frac{h_4-h_0}{V_0^2/2} = \frac{h_4-h_0}{H-h_0}$ : il punto 4 corrisponde ad uno stato termodinamico fittizio ottenuto comprimendo il flusso isentropicamente da  $p_0$  a  $P_2$ . D'ora in avanti, comunque, si utilizzerà, come parametro di efficienza della presa d'aria, il rapporto tra le pressioni di ristagno  $\eta_p$ .

Una caratteristica strettamente legata all'efficienza è la qualità della compressione indicata dalla distribuzione delle pressioni sull'area di uscita. Si può definire il parametro di distorsione del flusso come  $D = \frac{P_{2max} - P_{2min}}{P_{2medio}}$  che è influenzato fortemente dall'angolo d'attacco  $\alpha$ , come è

mostrato nelle figure che seguono.

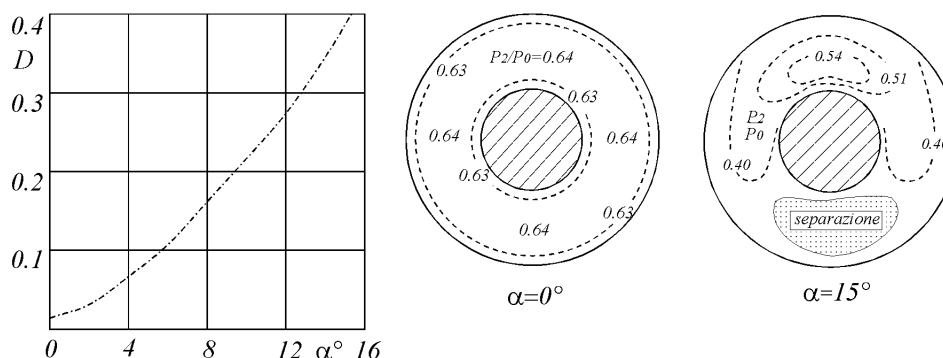


Figura 11.2: Uniformità del flusso all'ingresso della presa

### 11.3 Resistenza additiva

Un altro parametro caratteristico è la resistenza totale in condizioni di progetto che, nel caso supersonico, è dovuta anche alla resistenza d'onda oltre a quella d'attrito associata alla presa.

Si definisce area di cattura  $A_0$  il rapporto tra la portata entrante nella presa e il flusso di massa asintotico.

$$A_0 = \dot{m} / \rho_0 V_0$$

Quando l'area di cattura  $A_0$  è diversa dall'area di ingresso  $A_1$  le linee di corrente all'esterno della presa sono come schematicamente illustrato in Fig. 11.3. In tali condizioni una parte del flusso asintotico non entra nella presa, ma è deviato oltre il bordo della stessa (dove viene accelerato): tale fenomeno è detto “spillamento” della presa. Le forze di pressione agenti lungo la superficie  $A_a$  danno luogo ad una componente di forza addizionale nella direzione assiale; questa componente è chiamata resistenza additiva e la si indica con  $D_a$ .

$$D_a = - \int_{A_a} p \hat{i} \cdot \hat{n} dA \quad (11.1)$$

Da un semplice bilancio di quantità di moto si ricava che

$$p_0 A_0 - p_1 A_1 + D_a = \dot{m} V_1 - \dot{m} V_0 \quad (11.2)$$

per cui la resistenza additiva è data da

$$D_a = p_1 A_1 - p_0 A_0 + \rho_1 V_1^2 A_1 - \rho_0 V_0^2 A_0 \quad (11.3)$$

È da notare che questo aumento di resistenza risulta notevole soprattutto nel caso di presa supersonica in condizioni operative come quella schematicamente illustrata in Fig. 11.4, e cioè nelle quali un urto “frontale” a monte della presa regola la portata d'aria entrante nel diffusore.

Con semplici passaggi si ricava che

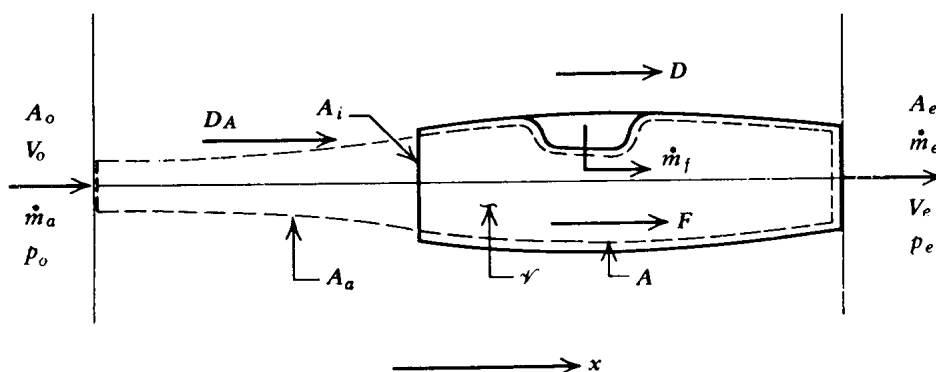


Figura 11.3: da (43) - Schematizzazione di un motore a getto

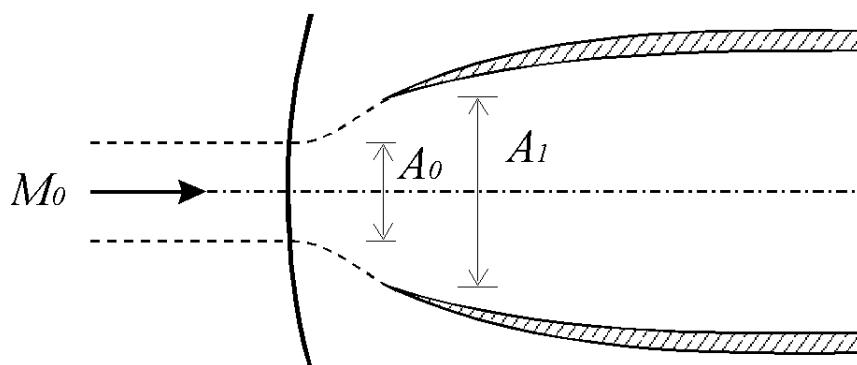


Figura 11.4: Configurazione con urto frontale

$$D_a = p_0 A_1 \left[ \frac{p_1}{p_0} (1 + \gamma M_1^2) - \frac{A_0}{A_1} (1 + \gamma M_0^2) \right] \quad (11.4)$$

$$C_{D_a} = \frac{D_a}{\frac{1}{2} \rho_0 V_0^2 A_1} = \frac{2}{\gamma M_0^2} \left[ \frac{p_1}{p_0} (1 + \gamma M_1^2) - \frac{A_0}{A_1} (1 + \gamma M_0^2) \right] \quad (11.5)$$

Dalla (11.5) è possibile dunque valutare  $D_a$  in termini del rapporto  $A_0/A_1$ , note le condizioni a monte ed assegnato  $A_1$ . È riportato in Fig. 11.3 l'andamento della resistenza di una presa d'aria supersonica in funzione del rapporto delle aree  $A_0/A_1$  ad  $\alpha = 0$  e numero di Mach costante. Si noti il forte aumento della resistenza additiva con lo spillamento.

Nei prossimi paragrafi verranno esaminati separatamente i diversi tipi di prese d'aria, mettendo in evidenza le corrispondenti prestazioni ed i relativi criteri di progetto.

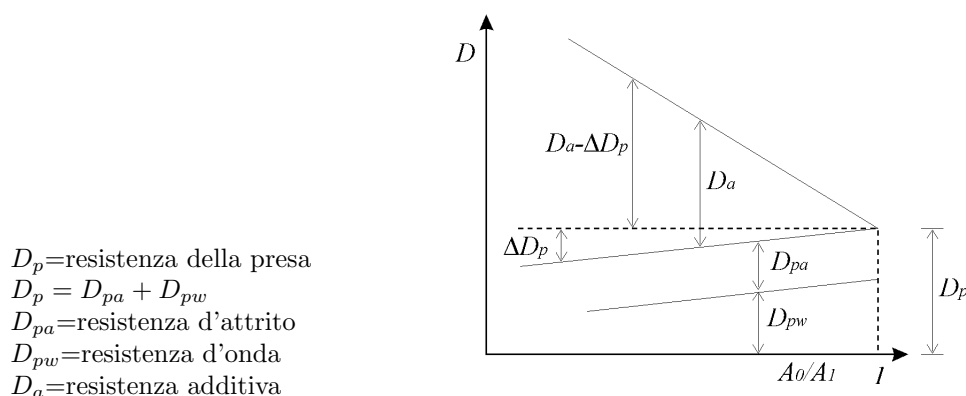


Figura 11.5: Andamento della resistenza di una presa d'aria in funzione di  $A_0/A_1$

## 11.4 Prese d'aria subsoniche

I sistemi propulsivi per velivoli che volano a velocità subsoniche sono dotati di prese d'aria subsoniche. La velocità del flusso catturato dalla presa è ovunque subsonica. In generale, la compressione del flusso avviene in due fasi: una prima compressione esterna della corrente dallo stato indisturbato 0 alla sezione d'ingresso 1 ed una seconda compressione, interna, tra le sezioni 1 e 2, Fig. 11.6 e 11.7. Le prese d'aria subsoniche possono essere raggruppate in due tipi di base, schematicamente rappresentate nelle Fig. 11.6 e 11.7:

- 1) prese subsoniche a compressione esterna
- 2) prese subsoniche a compressione interna

Con riferimento al bordo d'ingresso è da chiarire che la Fig. 11.6 e quella seguente sono da intendersi come schemi di prese d'aria subsoniche, in quanto queste ultime non sono mai realizzate con il bordo d'attacco aguzzo, tuttavia potrebbero essere lo schema di un possibile funzionamento di prese d'aria supersoniche che lavorano in condizioni off-design.

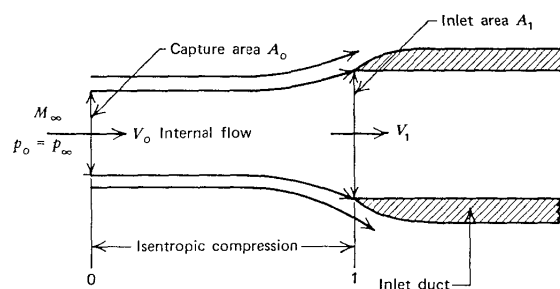


Figura 11.6: da (43) - Schema di funzionamento di una presa subsonica a compressione esterna

La Fig. 11.6 illustra schematicamente una presa del primo tipo; per semplicità essa è assunta a sezione circolare. Essa appare come un condotto a sezione costante con un opportuno bordo d'ingresso. Poiché internamente il condotto ha sezione costante, in condizioni di progetto tutta la diffusione del flusso avviene a monte della presa: tutta la trasformazione di energia cinetica in energia interna con aumento di pressione statica avviene esternamente alla presa, senza la presenza di superfici solide. Poiché in condizioni di progetto l'area di cattura  $A_0$  è minore di  $A_1$ , ci sarà spillamento. A causa dell'accelerazione locale che subisce il flusso sul bordo esterno della cappottatura, lo spillamento produce un aumento della resistenza esterna alla presa. È importante che il

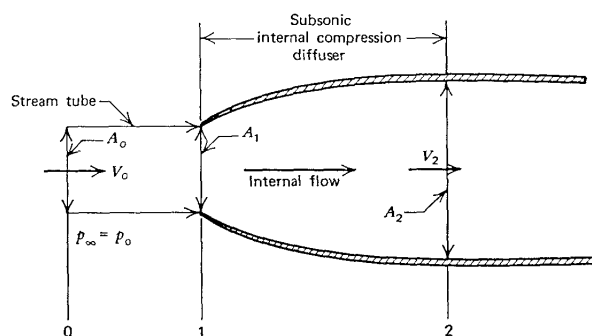


Figura 11.7: da (43) - Schema di funzionamento di una presa subsonica a compressione interna

numero di Mach asintotico  $M_0$  sia, in ogni condizione di funzionamento, opportunamente minore dell'unità in modo da evitare la formazione di onde d'urto sul bordo esterno della cappottatura con conseguente notevole aumento della resistenza esterna. Di conseguenza, tale tipo di diffusore non è utilizzabile per applicazioni che riguardano l'alto subsonico.

In Fig. 11.7 è mostrato lo schema di una presa d'aria subsonica a compressione interna. La diffusione si compie nel condotto compresso tra la sezione di ingresso della presa ed il compressore.

Come è noto, in un flusso stazionario, unidimensionale, isentropico, la variazione di area  $dA/A$ , la variazione di pressione  $dp/p$  e il numero di Mach sono collegati secondo la relazione

$$\frac{dA}{A} = \frac{(1 - M^2) dp}{\gamma M^2 p} \quad (11.6)$$

e dunque, per comprimere un flusso subsonico, il rapporto  $A_2/A_1$  deve essere maggiore di uno: le linee di corrente devono quindi divergere.

Le prese d'aria a compressione interna sono state ovviamente oggetto di studi approfonditi ma, a causa della mancanza di una adeguata teoria, il loro progetto è ancora ampiamente empirico. Inoltre c'è da dire che, tuttora, non esiste una procedura analitica soddisfacente per il disegno di una presa d'aria subsonica a compressione interna. Esattamente come per i profili alari, il riferimento base per la progettazione di una presa d'aria è costituito dalle prese NACA, studiate in modo approfondito dal punto di vista teorico, ma le cui prestazioni sono state anche oggetto di ampia verifica sperimentale. Esse dunque, nel loro complesso, costituiscono un utile data-base di partenza per la progettazione di un nuovo diffusore.

Con considerazioni comunque valide nel caso di flussi interni, appare chiaro che per minimizzare l'effetto della viscosità sul rendimento della presa (separazione del flusso, formazione di zone a bassa pressione di ristagno) il gradiente di pressione  $dp/dx$  deve essere abbastanza piccolo; quindi la variazione di area nella direzione del flusso deve essere graduale. Tuttavia, se il gradiente di pressione è troppo piccolo, la lunghezza del diffusore che occorre per ottenere una determinata riduzione del numero di Mach diventerà troppo grande, e ciò comporta sia una diminuzione di efficienza a causa degli sforzi dissipativi, sia un notevole aumento di peso e di ingombro del diffusore. Per un diffusore a compressione interna conico il massimo semiangolo del divergente per prevenire fenomeni di separazione è compreso tra i 5 e 7 gradi per un flusso essenzialmente incomprimibile, e diminuisce approssimativamente come  $(1 - M_0^2)$  per numeri di Mach più elevati. Inoltre, a causa delle restrizioni imposte dallo spazio disponibile e dal peso del diffusore, è raramente possibile adottare piccoli angoli di divergenza. Conseguentemente il disegno di un diffusore a compressione interna è ottenuto mediante un compromesso tra necessità di recupero di pressione e lunghezza disponibile per il diffusore; anzi talvolta sono proprio 6 gli aspetti logistici (spazio disponibile, alloggiamento del motore, ecc.) a guidare il progetto di una presa d'aria. Le soluzioni adottate nella pratica sono tali da non poter assolutamente verificare l'ipotesi (forte) di flusso quasi 1-D; molto spesso il disegno della presa viene eseguito congiuntamente con la scelta del motore da accoppiare.

## 11.5 Prese d'aria supersoniche: generalità

Il fatto che il numero di Mach di volo sia elevato consente, con un opportuno disegno della presa d'aria, un notevole risparmio sul lavoro richiesto al compressore; per numeri di Mach molto alti è teoricamente possibile l'eliminazione del compressore stesso.

Le prese d'aria supersoniche possono essere bidimensionali (piane o assialsimmetriche) oppure tridimensionali, la geometria inoltre può essere fissa o variabile. I diffusori a geometria fissa si fanno preferire per la semplicità della costruzione e sicurezza del funzionamento; per contro sono caratterizzati da un campo di funzionamento ad alta efficienza piuttosto ristretto e non sempre stabile. A loro volta i diffusori a geometria variabile comportano difficoltà costruttive che, in taluni casi, non giustificano pienamente il miglioramento delle prestazioni.

Il problema di minimizzare la diminuzione di pressione di ristagno durante la compressione è fondamentalmente legato alla presenza degli urti; mediamente si verifica che tale diminuzione, in condizioni di progetto, può essere contenuta al minimo intorno al 20-25%. Occorre inoltre che in condizioni di funzionamento diverse da quelle di progetto la caduta della pressione di ristagno non assuma valori molto più marcati.

L'efficienza della compressione dipende innanzitutto dal tipo di diffusione che si realizza, caratterizzabile, nel modello adiabatico non viscoso, dal numero di urti; si riporta in Fig. 11.8 l'andamento di  $\eta_p$  in funzione del numero di Mach per vari numeri di urti. In ordinate è riportato il massimo recupero di pressione di ristagno in quanto quando il numero di urti è superiore ad uno esistono infinite possibilità di realizzare lo stesso rapporto di compressione, ad ognuna delle quali corrisponde un diverso diffusore, ciascuno caratterizzato da un proprio andamento del rendimento in funzione di  $M_0$ ; si pone allora un problema di ottimizzazione, come sarà discusso in seguito.

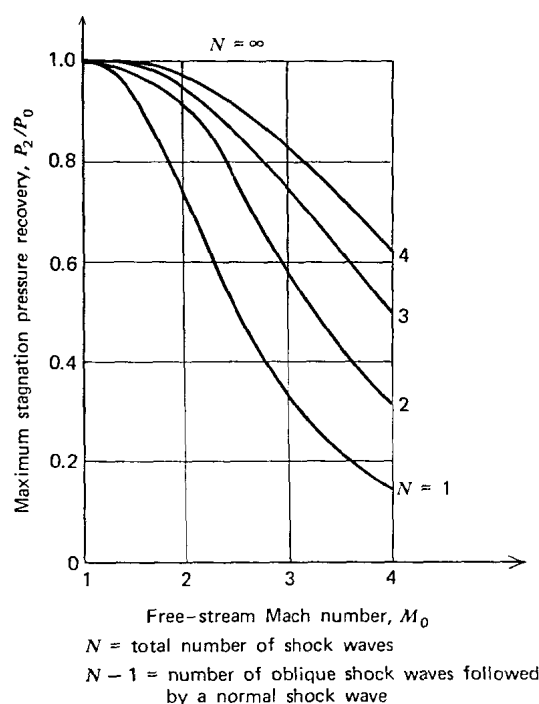


Figura 11.8: da (43) - Efficienza di una presa supersonica con più urti in funzione di  $M_0$

Come si è già detto, lo strato limite gioca un ruolo fondamentale sia in senso diretto che tramite l'interazione con le onde d'urto; pertanto in generale l'efficienza di una presa d'aria non è calcolabile facilmente e con esattezza con metodi teorici. Solo le perdite per urto attaccato sono determinabili con precisione.

## 11.6 Prese d'aria supersonica a Pitot.

È il tipo più semplice di presa e formato da un condotto divergente all'ingresso del quale, in condizioni di progetto ( $M_p > 1$ ), si attacca un urto normale che produce la prima più significativa diffusione del flusso. Detto  $M_p^*$  il numero di Mach a valle dell'urto attaccato alla sezione di ingresso  $A_1$ , esso è anche il numero di Mach di progetto subsonico ovvero quel valore del Mach asintotico che può realizzare un flusso ovunque subsonico senza spillamento. In condizioni di progetto subsonico o supersonico quindi tale presa è essenzialmente una presa a compressione interna mentre per numeri di Mach diversi da quello di progetto si realizzano le successive configurazioni riportate schematicamente nelle figure 11.9 e 11.10, per una assegnata richiesta di aria da parte del motore.

Se si trascurano gli effetti dello strato limite il progetto del Pitot è semplice: fissata la portata d'aria richiesta dal motore ed il numero di Mach di progetto si ricava l'area della sezione d'ingresso e  $M_p^*$ . Si può determinare poi facilmente l'area di uscita per un funzionamento isentropico del condotto con  $M \cong 0.4$  all'uscita in accordo con la richiesta del motore.

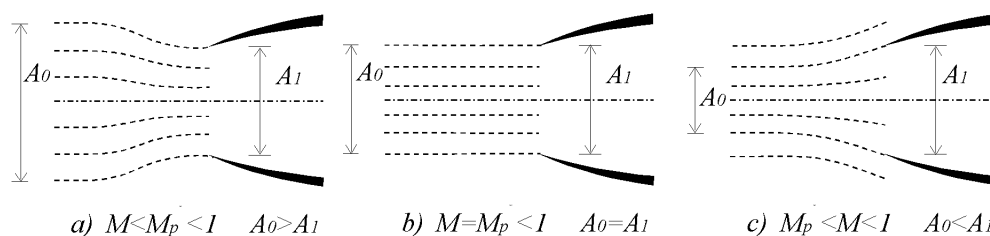


Figura 11.9: Condizioni di funzionamento per  $M < 1$

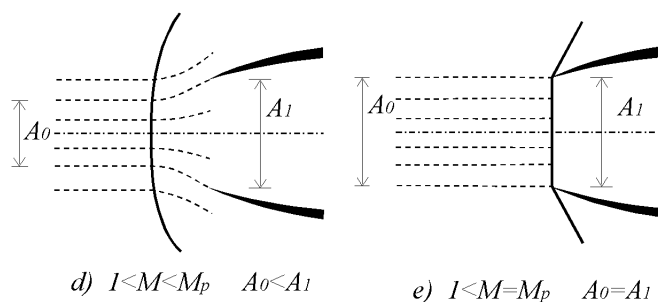


Figura 11.10: Condizioni di funzionamento per  $M > 1$

Come è evidente dalla Fig. 11.8, l'efficienza di una presa d'aria a Pitot diminuisce sensibilmente col numero di Mach, ed appare evidente la limitazione del Pitot ad operare ad alti numeri di Mach: in pratica il numero di Mach di progetto non deve superare 1.6.

La regolazione della presa d'aria a Pitot si effettua molto facilmente variando il numero di giri del compressore; ad esempio un aumento del numero di giri comporta l'aumento della pressione a valle della presa, con lo spostamento dell'urto dalla sezione di ingresso e con il conseguente spillamento. A numeri di Mach diversi da quello di progetto l'efficienza della presa non subisce sostanziali variazioni, mentre sorge, come si è già detto, la resistenza additiva.

Riassumendo una presa d'aria a Pitot fornisce buone prestazioni nel basso supersonico ( $M_p < 1.6$ ), è di facile costruzione e di facile regolazione.



## 11.7 Presa d'aria convergente-divergente a geometria fissa: il problema dell'avviamento

Con una presa d'aria convergente-divergente, Fig. 11.11, è possibile teoricamente, ad un determinato numero di Mach di volo, comprimere il flusso alle condizioni richieste con funzionamento isentropico. Sfortunatamente è praticamente impossibile ottenere con tale dispositivo una diffusione senza onde d'urto per evitare le instabilità nel funzionamento che saranno descritte nel seguito; inoltre l'effetto dello strato limite è molto più consistente rispetto al caso che il condotto funzioni in espansione, e questo a causa del forte gradiente avverso di pressione. In ogni caso, se anche fosse possibile disegnare un condotto convergente-divergente in modo da ottenere una diffusione isentropica in condizioni di progetto, le sue scarse prestazioni in condizioni operative off-design la renderebbero impraticabile.

Per questo tipo di presa il problema principale, decisivo in fase di progetto, è quello di realizzare e mantenere il flusso desiderato, relativo alla condizione di progetto.

La procedura detta di avviamento consiste nel portare la presa d'aria alle condizioni di funzionamento di progetto. Il problema deriva dal fatto che nella fase di accelerazione dell'aeromobile, quando il numero di Mach di volo  $M_0$  supera l'unità, si forma un urto staccato, che si avvicina alla presa al crescere di  $M_0$ : ora le condizioni del flusso a valle dell'urto normale sono tali da richiedere una sezione sonica (gola) maggiore di quella relativa al funzionamento (isentropico ovunque) di progetto, quindi maggiore della gola effettiva della presa; la condizione di progetto quindi non si raggiungerà quando  $M_0$  raggiunge il valore di progetto. Occorre appunto la procedura di avviamento che sarà descritta nel seguito.

Riguardo poi al mantenimento della condizione di funzionamento, la (forse) nota instabilità di un urto in un condotto convergente fa comprendere come è necessario evitare condizioni operative che fanno perdere la condizione di progetto.

La sequenza di configurazioni che competono al flusso durante l'avviamento della presa è illustrata schematicamente in Fig. 11.11 per una fissata geometria del diffusore e per opportune condizioni a valle le quali, come è noto, sono regolate dal funzionamento del motore: una completa conoscenza del moto quasi 1-D adiabatico ed isentropico permetterà di valutare cosa accade in una qualunque condizione diversa (ad es., motore spento oppure con massima aspirazione).

Si indichi (come al solito) con  $M_0$  il numero di Mach della corrente asintotica.

Per bassi valori di  $M_0$ , l'intero flusso è subsonico, come illustrato in Fig. 11.11.a. L'area di cattura, indicata con  $A_0$ , dipende dal flusso di massa richiesto dal motore e può essere maggiore, uguale o minore dell'area di ingresso  $A_1$ . Incrementando  $M_0$  o il flusso di massa richiesto dal motore, si perviene alle condizioni di Fig. 11.11.b dove  $M_0 < 1$  ma il numero di Mach in gola  $M_t$  è uguale ad 1. Le linee di corrente davanti alla presa non sono fortemente influenzate dalle condizioni a valle della gola, ma dipendono soltanto da  $M_0$  e dal rapporto  $A_1/A_t$ . Quando  $M_0 = 1$  l'area di cattura  $A_0$  eguaglia l'area di gola  $A_t$ , come illustrato in Fig. 11.11.c. In tali condizioni, se  $A_1/A_t$  è molto grande, potrebbe insorgere una forte resistenza (additiva) a causa dello spillamento di aria sui bordi della presa.

Ulteriori incrementi del numero di Mach di volo ( $M_0 > 1$ ) causano la formazione di un'onda d'urto a monte della presa, come illustrato in Fig. 11.11.d. Sono presenti sia resistenza d'onda che resistenza dovuta allo spillamento. Quando  $M_0$  raggiunge valori sufficientemente alti, in ogni caso (molto) maggiori del numero di Mach di progetto, un'onda d'urto normale è situata all'ingresso della presa, come illustrato in Fig. 11.11.e. Un piccolo incremento di  $M_0$  causa l'ingresso dell'urto normale nella presa: essendo peraltro instabile la posizione dell'urto nel convergente, esso procede attraverso la gola del diffusore e si posiziona nel divergente, come illustrato in Fig. 11.11.f. A questo punto la presa è avviata e il flusso in gola è supersonico. Per raggiungere le condizioni di progetto si può operare in due modi: o si aumenta la pressione di uscita del diffusore (come si fa per l'avviamento delle gallerie supersoniche) e ciò causa lo spostamento dell'onda d'urto verso la gola, con conseguente diminuzione dell'intensità dell'onda stessa, oppure per guidare l'onda d'urto verso la gola si può diminuire il numero di Mach  $M_0$  causando una diminuzione del numero di Mach in gola; vi sarà quindi un valore di  $M_0$  corrispondente al flusso (isentropico) con gola sonica ( $M_t = 1$ , funzionamento caratteristico). Se la pressione di uscita è quella giusta tutto il

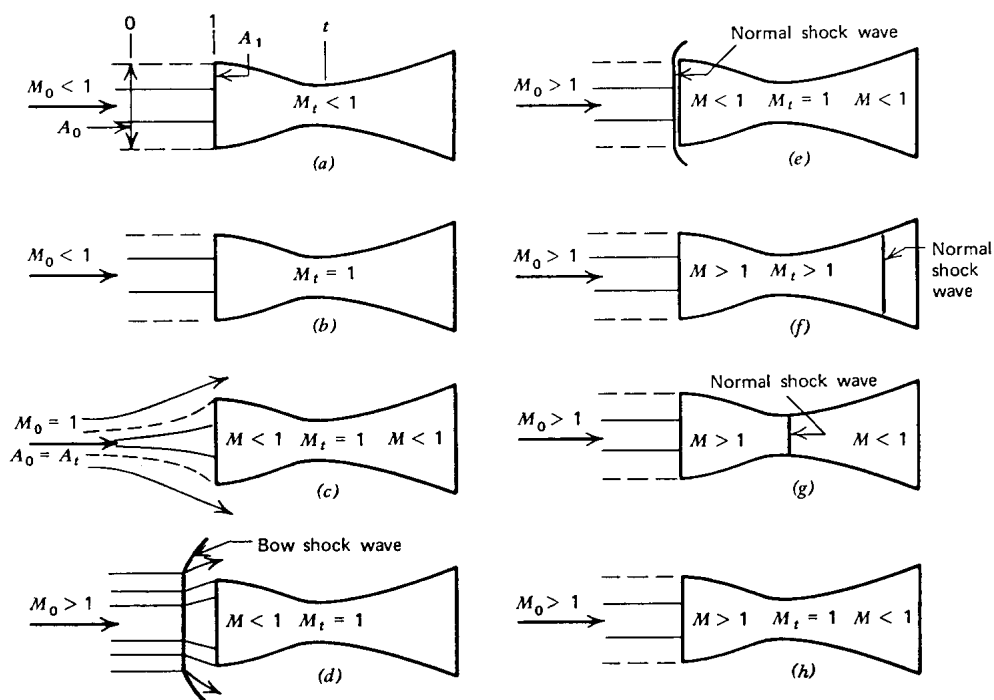


Figura 11.11: da (43) - Effetto dell'incremento del numero di Mach sulla configurazione del flusso per un diffusore convergente-divergente

divergente sarà subsonico e l'intero flusso attraverso il diffusore sarà isentropico, come mostrato in Fig. 11.11.h. Il massimo recupero di pressione di ristagno si ottiene quando l'onda d'urto normale è posizionata esattamente nella gola del diffusore, tuttavia tale posizione dell'urto è instabile, per cui il numero di Mach di progetto sarà leggermente superiore al valore di  $M_0$  relativo al funzionamento caratteristico. Il punto di progetto, quindi, sarà scelto in modo che l'urto normale sarà situato leggermente a valle della gola, come mostrato in Fig. 11.11.g. Se la pressione di uscita del diffusore dovesse aumentare sufficientemente, oppure se diminuisse  $M_0$ , l'onda d'urto potrebbe essere espulsa dal diffusore e sarebbe necessario ripetere la procedura di avviamento. È bene notare che, in corrispondenza del numero di Mach di progetto in fase di accelerazione, la presa d'aria funziona con urto normale staccato. La procedura che consente di avviare la presa accelerando fino ad un numero di Mach tale da inghiottire l'urto è nota come overspeeding.

È utile precisare che il comportamento del sistema, con opportune condizioni all'uscita della presa, dipende da  $M_0$  e dal rapporto  $A_t/A_1$ : al variare di questi due parametri, e con l'ausilio del modello di moto quasi 1-D non viscoso e adiabatico, è possibile determinare analiticamente nel modo seguente le condizioni per l'avviamento della presa. Per chiarire il funzionamento di questa macchina è opportuno introdurre due diversi comportamenti, di seguito descritti.

Con riferimento alla Fig. 11.11.e si può determinare, per ogni fissato  $M_0 > 1$ , il valore di  $A_t/A_1$  che realizza, in fase di avviamento, la condizione di urto attaccato al bordo della presa: infatti si può determinare (soluzione dell'urto normale) il valore del numero di Mach immediatamente a valle dell'urto, e conseguentemente il valore di  $A_t/A_1$  necessario per accelerare tale flusso subsonico a  $M = 1$  in gola. La Fig. 11.12 presenta proprio il rapporto  $A_t/A_1$  in funzione di  $M_0$  per  $\gamma = 1.40$  ed in condizioni di urto attaccato al bordo della presa. I punti nella regione al di sotto di tale curva corrispondono a condizioni di urto staccato, i punti nella regione al di sopra della curva corrispondono a condizioni di urto inghiottito. Dalla figura si vede che, per esempio, per  $A_t/A_1 = 0.70$  l'onda d'urto è attaccata al bordo della presa per  $M_0 \cong 3.3$ .

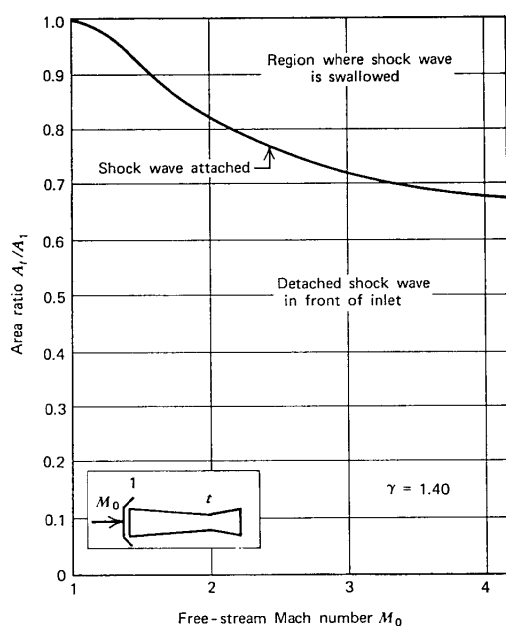


Figura 11.12: da (43) - Rapporto  $A_t/A_1$  per urto normale attaccato all'ingresso della presa

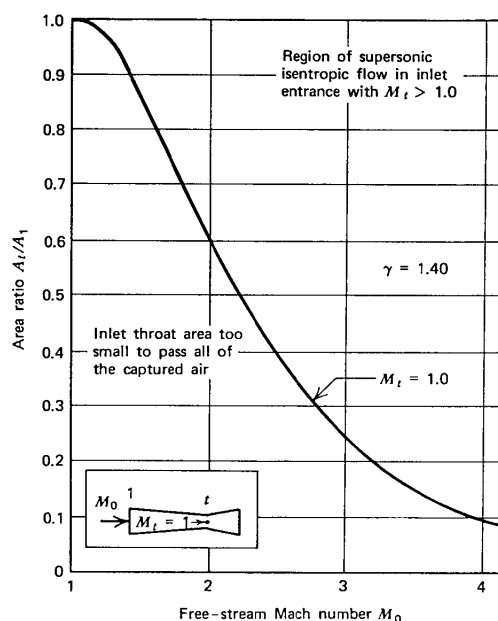


Figura 11.13: da (43) - Rapporto  $A_t/A_1$  per flusso isentropico con  $M_t = 1.0$

La Fig. 11.13 presenta invece  $A_t/A_1$  in funzione di  $M_0$  per  $\gamma = 1.40$  e nel caso di flusso isentropico a monte ed attraverso il diffusore, e con  $M_t = 1.0$ ; le scale sono le stesse della figura precedente. I punti al di sotto di tale curva corrispondono a condizioni nelle quali l'area di gola è troppo piccola per consentire il passaggio di tutto il flusso catturabile a quel particolare numero di Mach: il relativo funzionamento è quindi con urto staccato. Per condizioni relative a punti al di sopra della curva il flusso dovrebbe essere supersonico sia nel convergente che in gola e un urto normale dovrebbe essere presente nel divergente (la posizione dell'urto dipende poi dalla pressione di uscita, che è regolata dal funzionamento del motore): questa situazione però non si realizza finché la presa non è avviata.

È ora semplice comprendere la procedura di avviamento di una presa d'aria di questo tipo: occorre raggiungere prima condizioni operative corrispondenti a punti sulla (o al di sopra della) curva di Fig. 11.12, per poi portarsi nelle condizioni operative della curva di Fig. 11.13. Entrambe le curve sono presentate insieme in Fig. 11.14, insieme con diverse possibili traiettorie di avviamento (nella Fig. 11.14 è riportato anche il caso di presa d'aria a geometria variabile, che sarà trattato nel seguito).

Con riferimento alla Fig. 11.14 si consideri una presa con  $A_t/A_1 = 0.7$ . Durante la fase di avviamento solo la curva superiore è fisicamente significativa. La linea orizzontale  $ab$  rappresenta le condizioni operative quando  $M_0$  aumenta; l'urto è staccato. Raggiunto il punto  $b$  l'onda d'urto è inghiottita e la curva inferiore diventa fisicamente significativa. Diminuendo  $M_0$ , il punto corrispondente si muove da  $b$  verso  $c$ . Nella regione tra  $b$  e  $c$  l'onda d'urto è posizionata nel divergente. Raggiunto il punto  $c$  l'onda d'urto si trova nella gola dove  $M_t = 1$  e conseguentemente ha intensità evanescente. Questo punto corrisponde alla configurazione di Fig. 11.11.h. È da notare che se  $M_0$  diminuisce al di sotto del valore del punto  $c$  (o più in generale ci si viene a trovare, con presa avviata, al di sotto della curva inferiore) un'onda d'urto normale si propagherà dalla gola del diffusore attraverso la presa e si posizionerà automaticamente a monte della presa rendendo necessaria la ripetizione della procedura di avviamento. Si ha quindi un effetto di isteresi nel tratto tra  $b$  e  $c$ , con condizioni di funzionamento diverse in andata ed in ritorno a seconda della storia: l'onda d'urto non viene inghiottita se non quando il numero di Mach, aumentando, raggiunge il valore corrispondente al punto  $b$ , ma non viene espulsa fino a quando il numero di Mach non diminuisce

al valore corrispondente al punto  $c$ .

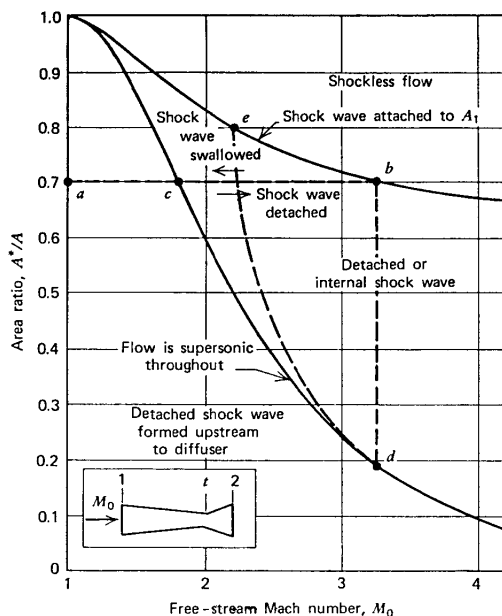


Figura 11.14: da (43) - Rapporto  $A^*/A$  per urto normale staccato, attaccato e inghiottito in funzione di  $M_0$  per diffusore convergente-divergente

Al punto  $c$  di Fig. 11.14 è  $M_0 = 1.8$ . Conseguentemente una presa con  $A_t/A_1 = 0.7$ , disegnata per  $M_0 = 1.8$ , dovrebbe essere accelerata fino a  $M_0 \cong 3.3$  per poter essere avviata. Per far questo, il sistema propulsivo dovrebbe essere capace di accelerare il velivolo fino a  $M_0 \cong 3.3$  con una presa non avviata, situazione questa totalmente non realistica. Questo metodo di avviamento per overspeeding è dunque realizzabile praticamente solo per Mach di progetto debolmente supersonici.

La curva superiore di Fig. 11.14 ha un asintoto per  $A_t/A_1 = 0.6$ , e corrispondentemente sulla curva inferiore si ha  $M_0 = 2.0$ : se il numero di Mach di progetto fosse 2.0 la presa dovrebbe essere accelerata ad un numero di Mach infinitamente elevato per essere avviata. Pertanto per numeri di Mach di progetto superiori a 2.0 tale tipo di presa non potrebbe funzionare neanche teoricamente.

## 11.8 Diffusore convergente-divergente a geometria variabile

Un modo per eliminare il problema che presenta la tecnica di overspeeding è quello di adoperare una presa a geometria variabile. Si consideri una presa progettata per operare a  $M_0 = 3.3$ . Se il rapporto  $A_t/A_1$  è quello del punto  $b$  di Fig. 11.14 allora la presa sarà avviata a  $M_0 = 3.3$ . Se a questo punto si riduce l'area di gola il punto rappresentativo delle condizioni di funzionamento si sposterà verticalmente verso il basso da  $b$  verso  $d$ . Quando  $A_t/A_1 \cong 0.2$  il flusso sarà isentropico. Se però il valore iniziale di  $A_t/A_1$  è più alto di quello corrispondente al punto  $b$ , per esempio quello che compete al punto  $e$ , allora la presa sarà avviata ad un numero di Mach molto più basso. Se all'aumentare della velocità di volo si riduce simultaneamente l'area di gola, il punto rappresentativo della presa si sposterà lungo la curva  $ed$ .

Apparentemente quindi l'avviamento di una presa a geometria variabile è, dal punto di vista aerodinamico, una procedura semplice. Il maggior inconveniente per la realizzazione di una presa convergente-divergente a geometria variabile è la complessità meccanica. In Fig. 11.15 sono illustrati i metodi adottati in pratica.

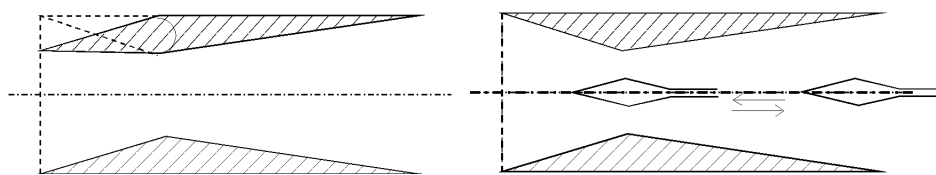


Figura 11.15: Sistemi adottati per la realizzazione del convergente-divergente a geometria variabile

## 11.9 Diffusore convergente-divergente con spillamento

Per ovviare agli inconvenienti derivanti dall'adozione della variazione meccanica della geometria (riduzione dell'affidabilità, bassa sensibilità del sistema, aumento di peso e di ingombro) si possono utilizzare le prese d'aria con spillamento che regolano la portata d'aria passante in gola spillando una parte di quella entrante, con uno dei sistemi riportati schematicamente qui di seguito Fig. 11.16.

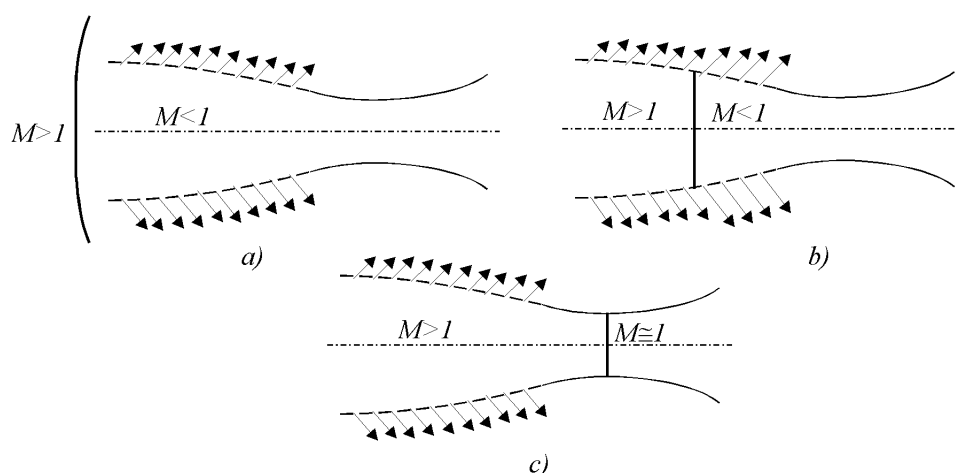


Figura 11.16: Sistemi di spillamento

Nel sistema illustrato ad esempio nella Fig. 11.16.b si ha un notevole guadagno di efficienza in quanto l'urto avviene ad un numero di Mach inferiore a quello che si ha all'ingresso. Analogo discorso vale per la Fig. 11.16.c ove l'urto, a parità di  $M_0$ , è più debole che nel caso di presa impermeabile. Anche lo spillamento presenta degli inconvenienti: il più importante è quello del notevole peggioramento della resistenza aerodinamica esterna dovuto agli urti prodotti dall'aria spillata allorché fuoriesce dalla cappottatura.

## 11.10 Prese d'aria a compressione mista

K. Oswatitsoh osservò che il salto di pressione di ristagno attraverso un'onda d'urto normale può essere ridotto decelerando preventivamente la corrente indisturbata mediante uno o più onde d'urto oblique, seguite da un'onda d'urto normale debole. Utilizzando questo principio si ottiene una efficiente compressione esterna dell'aria prima dell'ingresso del flusso nel diffusore subsonico a compressione interna.

La Fig. 11.17 illustra schematicamente le caratteristiche di una presa d'aria supersonica con urto conico che utilizza la compressione esterna prima descritta. Un corpo centrale, o spina conica, è posizionato all'interno di un efficiente diffusore a compressione interna: il sistema è assialsim-

metrico. La punta conica della spina fuoriesce dalla sezione della presa in direzione della corrente libera.

Quando un flusso supersonico attacca il cono si forma un'onda d'urto conica. Dopo l'urto conico il flusso così compresso entra nel diffusore a compressione interna attraverso l'apertura anulare che si forma tra la superficie del corpo centrale e il bordo del diffusore subsonico. Teoricamente, un'onda d'urto normale si forma al bordo del diffusore subsonico e il flusso entra nel diffusore con velocità subsonica; avendo il corpo centrale conico deflesso il flusso supersonico, l'onda d'urto normale è perpendicolare alla direzione (media) delle linee di corrente all'ingresso del diffusore subsonico. La diffusione supersonica che si compie esternamente (prima che l'aria entri nel diffusore subsonico) sia attraverso l'urto che nel campo conico a valle, è abbastanza forte: quindi l'area di passaggio anulare del flusso è più piccola dell'area di cattura  $A_0$ .

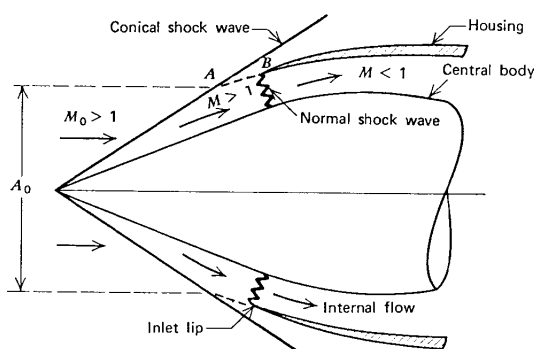


Figura 11.17: da (43) - Illustrazione schematica di una presa supersonica con urto conico

La posizione dell'onda d'urto normale rispetto alla presa ha una grande influenza sulle prestazioni della presa. Ci sono tre distinte condizioni operative sotto cui la presa può operare.

Quando l'onda d'urto normale è posizionata al bordo della presa, come illustrato in Fig. 11.18.a la condizione di funzionamento è detta critica. Quando la pressione di uscita del diffusore subsonico è troppo bassa per mantenere l'onda d'urto al bordo della presa, il flusso all'interno del diffusore è parzialmente supersonico, e l'onda d'urto si posiziona nella parte finale del diffusore, come illustrato in Fig. 11.18.b. Questo tipo di funzionamento è chiamato supercritico. Se la pressione di uscita del diffusore subsonico supera la pressione statica che può essere consentita dal motore a valle del diffusore, l'onda d'urto normale è espulsa dal diffusore e si muove a monte verso il vertice del corpo centrale conico, come illustrato in Fig. 11.18.c; dietro l'onda d'urto normale il flusso è subsonico e, poiché l'onda d'urto è distaccata dal bordo della presa, c'è uno spillamento che causa incremento della resistenza esterna. Tale condizione di funzionamento è detta subcritica.

In generale, la posizione dell'urto normale rispetto alla presa e all'entità dello spillamento dipende dal numero di Mach di volo, dal rapporto aria-combustibile, dall'efficienza della combustione e dall'area della sezione di uscita dell'ugello del motore.

La perdita di sfruttabilità dell'energia del flusso, con riferimento ad una presa ad urto conico, può essere suddivisa in due categorie: la prima è collegata alla compressione realizzata mediante onde d'urto, la seconda è causata dagli sforzi tangenziali e da fenomeni di separazione nel diffusore subsonico a compressione interna. È auspicabile che l'onda d'urto normale sia debole, così da ridurre la tendenza del flusso a separare, tendenza già esaltata dal fatto che il flusso è soggetto, all'interno del diffusore, ad un gradiente avverso di pressione.

La Fig. 11.19 illustra schematicamente una presa a compressione mista, essendo una porzione del flusso interno alla presa supersonico. A causa di ciò, nella zona anulare tra il corpo centrale e le pareti della presa, si formano una serie di urti obliqui che terminano con un urto normale. L'urto normale si posiziona automaticamente in un punto del divergente e tale posizione dipende dalla pressione di uscita della presa regolata dalla presenza del motore.

Scegliendo il punto di progetto in modo che l'urto normale sia a valle della sezione di area

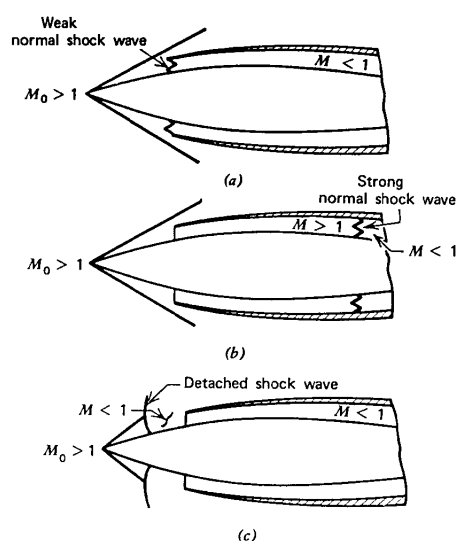


Figura 11.18: da (43) - Condizioni operative per un diffusore supersonico a compressione esterna. a) Condizione critica. b) Condizione supercritica. c) Condizione subcritica.

minima, la porzione supersonica del diffusore non è influenzata dalle fluttuazioni di pressione all'uscita della presa, sempre che tali fluttuazioni non siano così ampie da forzare lo spostamento dell'urto nella parte convergente del condotto. Se ciò dovesse accadere, l'onda d'urto verrebbe espulsa e il diffusore opererebbe in condizioni subcritiche.

Il problema di avviamento discusso per la presa supersonica convergente-divergente deve essere considerato anche per tale tipo di presa; esso comunque è molto meno severo poiché il numero di Mach all'ingresso della presa è più basso di quello della corrente asintotica a causa della formazione dell'urto conico. Inoltre, la spina centrale può essere traslata nella direzione assiale variando simultaneamente sia l'area di ingresso che l'area minima. Poiché è certamente possibile, in funzione della posizione della spina centrale, disporre delle opportune aree di passaggio del fluido, la presa può essere avviata senza difficoltà. In condizioni off-design, per esempio quando il numero di Mach è diverso da quello di progetto oppure quando l'angolo d'attacco non è zero, la spina può essere traslata in modo che l'urto conico sia sempre posizionato al bordo della presa. Tuttavia le prese d'aria a spina conica devono assicurare prestazioni soddisfacenti in un certo intervallo di angoli d'attacco. Ordinariamente, si ha una diminuzione di  $\eta_p$  di circa il 20% per un angolo d'attacco di  $5^\circ$ .

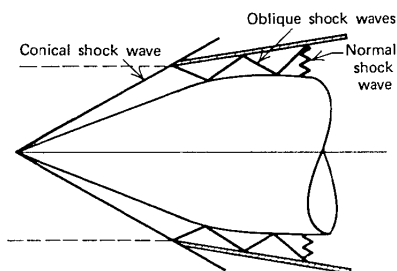


Figura 11.19: da (43) - Presa d'aria supersonica a compressione mista

Un altro fattore da considerare è la resistenza esterna della presa. Una presa a spina introduce

una componente di resistenza nota come resistenza additiva e dovuta alle forze di pressione agenti sul tubo di flusso  $AB$  illustrato in Fig. 11.17; tali forze si traducono in una forza netta che agisce in direzione opposta alla direzione del moto. Posizionando l'onda d'urto conica al bordo della presa, la resistenza additiva viene eliminata. Più grande è la distanza tra l'urto conico e il bordo della presa, più grande è la resistenza additiva.

In generale un grande recupero di pressione di ristagno in una presa a spina è accompagnato da una alta resistenza esterna e viceversa. La resistenza esterna è grande perché gli alti angoli di incidenza con cui si trovano ad operare le cappottature esterne della presa inducono separazione. Tuttavia, mediante un attento disegno aerodinamico, la resistenza esterna può essere portata a valori tollerabili.

Forti recuperi di pressione di ristagno sono ottenibili se invece di un unico urto (relativamente forte) si utilizzano diversi urti (deboli) successivi. Per incrementare il numero di urti obliqui la spina centrale è realizzata come in Fig. 11.20.

Poiché l'efficienza  $\eta_p$  è collegata all'intensità di tutti gli urti che realizzano la compressione, in tal caso essa sarà funzione di tutti i valori  $M_i$  e  $\theta_i$ , rispettivamente numero di Mach a monte e angolo d'urto  $i$ -esimo. Si può dimostrare che la condizione di ottimo (per il rendimento  $\eta_p$  della presa) si ottiene quando  $M_i \sin \theta_i = \text{cost}$ .

Nel caso estremo la configurazione della spina centrale è quella di una superficie curva che realizza un numero infinito di onde d'urto infinitamente deboli, cioè onde di Mach. In teoria, con tale tipo di superficie sarebbe possibile una decelerazione del flusso supersonico alla velocità del suono senza onde d'urto, cioè una compressione isentropica. Una spina con questa configurazione è chiamata spina isentropica. Sfortunatamente la spina isentropica funziona correttamente solo ad un determinato numero di Mach di volo ed è molto sensibile alle variazioni di angolo d'attacco. Inoltre ad alti valori del numero di Mach di volo il flusso è deviato in maniera sensibile prima di entrare nel diffusore subsonico a compressione interna, e questo fa aumentare la resistenza additiva a valori non accettabili: inoltre potrebbe essere inficiata l'uniformità del flusso nel diffusore subsonico.

Per velivoli da numero di Mach di volo intorno a 2.0 è sufficiente una presa con un unico urto conico. Per Mach più elevati, due o più urti obliqui potrebbero essere richiesti per ottenere una desiderata efficienza. Incrementando il numero di urti obliqui, però, la presa è più sensibile a variazioni del numero di Mach e dell'angolo d'attacco. Si può vedere che due urti obliqui sono sufficienti per  $M_0 = 3.0$ . La Fig. 11.8 mostra l'efficienza  $\eta_p$  in funzione di  $M_0$  per diversi tipi di prese supersoniche.

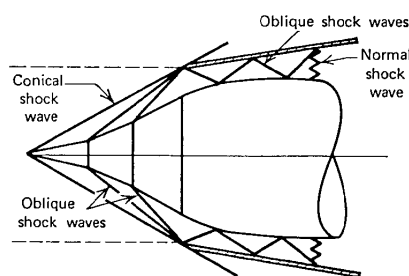


Figura 11.20: da (43) - Presa d'aria supersonica con più urti obliqui

Infine è utile accennare al fatto che le prese d'aria supersoniche a compressione mista possono essere bidimensionali piane oltre che assialsimmetriche. In questo caso, Fig. 11.21, la compressione esterna è realizzata mediante uno o più urti obliqui, il primo dei quali generato dalla presenza di un cuneo di opportuna apertura. Anche in questo caso la compressione si completa mediante un urto normale seguito da un divergente subsonico. La differenza sostanziale è che nel caso bidimensionale piano all'esterno non vi è la compressione supersonica isentropica tipica invece del campo conico e le linee di corrente sono parallele alla parete del cuneo.



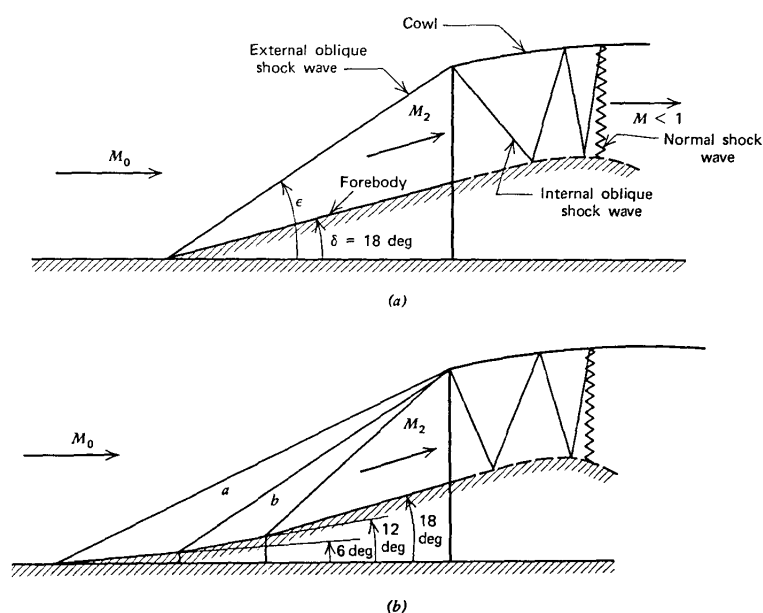


Figura 11.21: da (43) - Presa d'aria supersonica bidimensionale piana a compressione mista

## 11.11 Lo strato limite nelle prese d'aria

La presenza dello strato limite altera notevolmente le condizioni di funzionamento di una presa. C'è innanzitutto l'influenza sulla forma delle superfici della presa stessa, in ogni sua parte, dovuta allo spessore di spostamento  $\delta^*$  associato allo strato limite. L'influenza del  $\delta^*$  può essere modellata, come è noto, considerando un corpo equivalente inspessito, in ogni suo punto, di una quantità uguale proprio al  $\delta^*$ . Ciò fa aumentare l'angolo del cuneo centrale di una presa a compressione esterna, nonché restringe in pratica il condotto diffusore che adduce l'aria al motore. Di ciò si potrebbe, come si può, tenere adeguatamente conto per una ed una sola condizione di funzionamento della presa stessa, ossia per un certo Mach, ad una data quota, per un dato angolo di attacco. Si comprende subito però che, al variare di uno di questi od altri parametri, varia conseguentemente  $\delta^*$  e non vale più nemmeno il disegno corretto della presa.

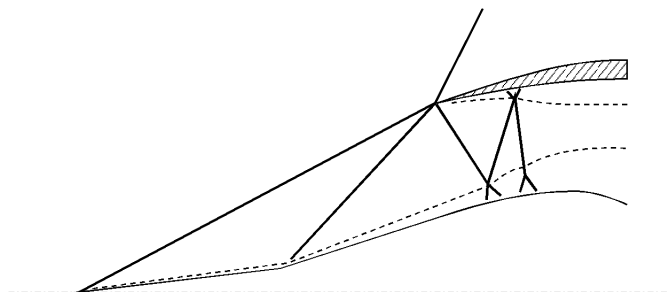


Figura 11.22: Influenza dello strato limite sul campo di moto

La Fig. 11.22 dà un'idea degli altri effetti dello strato limite, ben più importanti di quelli che provocano una variazione della geometria della presa e un aumento di resistenza per attrito superficiale. Si tratta cioè delle interazioni tra urti e strato limite nella zona di gola con conseguente separazione o scollamento della vena in regime subsonico (Fig. 11.23). È questo certamente l'effetto

più vistoso ed importante causato dallo strato limite e nel contempo più difficilmente interpretabile, prevedibile e quindi controllabile. Rimandando al Cap. 5.2 per la descrizione del fenomeno, c'è da notare che, pur con evidente minor vistosità, tali effetti possono manifestarsi anche nella zona di compressione esterna alla presa, cioè sul corpo centrale, contribuendo tuttavia notevolmente ad alterare tutti i parametri caratteristici del diffusore calcolati per condizioni di funzionamento ideale.

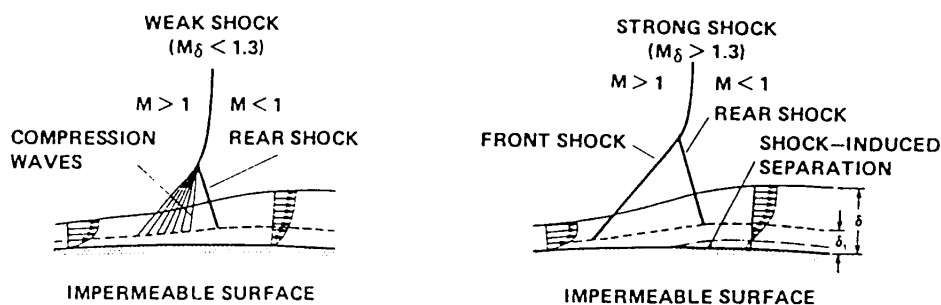


Figura 11.23: Schematizzazione dell'interazione tra onda d'urto e strato limite

## 11.12 Controllo dello strato limite.

La tecnica comunemente usata per controllare o eliminare, al limite, lo strato dissipativo, è quella di aspirarlo e di incanalarlo opportunamente a monte della zona di gola. Nelle figure che seguono sono rappresentati alcuni schemi atti allo scopo.

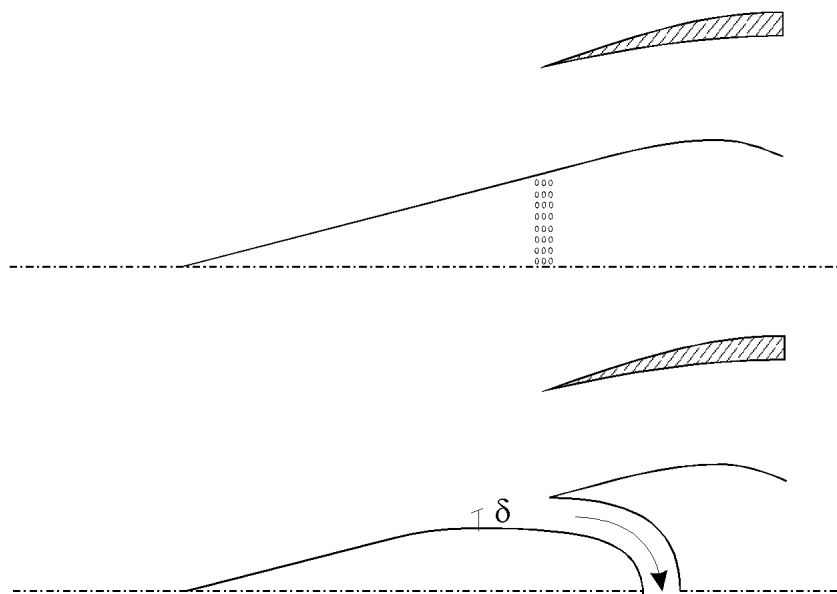


Figura 11.24: Sistemi di controllo dello strato limite

Dei sistemi mostrati in Fig. 11.24, il secondo è quello che, rispetto ad altri, ha dato i migliori risultati, come è del resto intuibile dato che viene "mangiato" tutto lo strato limite.

### 11.13 Accoppiamento tra presa e motore

Generalmente la resistenza aerodinamica dovuta alle prese d'aria assorbe, in condizioni di ottima efficienza, poco meno del 50% della spinta utile fornita dal motore. Ora l'efficienza, ossia il recupero di pressione, dipende moltissimo dall'adattamento della presa al motore, il cui buon funzionamento è anch'esso subordinato all'accoppiamento che si può rendere ottimo, quando la geometria della presa è fissa, solo per un solo valore del numero di Mach di volo e per un solo assetto.

Si definiscono pertanto condizioni di accoppiamento di progetto il numero di Mach di volo e la quota per cui la richiesta di portata d'aria del turboreattore è pari alla massima portata che può fluire attraverso la presa senza che si abbia diminuzione del recupero di pressione della presa stessa. In condizioni diverse da queste la richiesta di aria da parte del turboreattore è diversa da quella che attraverserebbe la presa con il miglior recupero di pressione e senza provocare l'insorgere di resistenze aggiuntive: questo fa sì che la spinta fornita dal propulsore sia inferiore a quella che si otterrebbe se l'accoppiamento fosse ottimo. Non è perciò possibile calcolare le prestazioni di un turboreattore al variare dei parametri esterni (numero di Mach di volo e quota) stabilendo a priori l'efficienza del diffusore.

Pertanto le case costruttrici di turboreattori, per rendere paragonabili le prestazioni di turboreattori diversi, si sono accordate per assumere per la presa dinamica, nella presentazione dei loro motori, un recupero di pressione convenzionale, detto Industrial Standard, dato dalla formula

$$\frac{P_2}{P_0} = 1 - 0.1(M_0^2 - 1)^{1.5} \quad (11.7)$$

Le prestazioni così calcolate sono puramente convenzionali.

La portata d'aria  $\dot{m}$  per un turboreattore è generalmente data specificando la variazione del rapporto  $\dot{m}/\delta$  ( $\delta = P_2/p_{lm}$  ove  $lm$  = livello del mare) in funzione della temperatura di ristagno  $T_{RIS}$  dell'aria entrante, per un dato regime di giri del compressore. La curva è schematicamente riportata in Fig. 11.25.

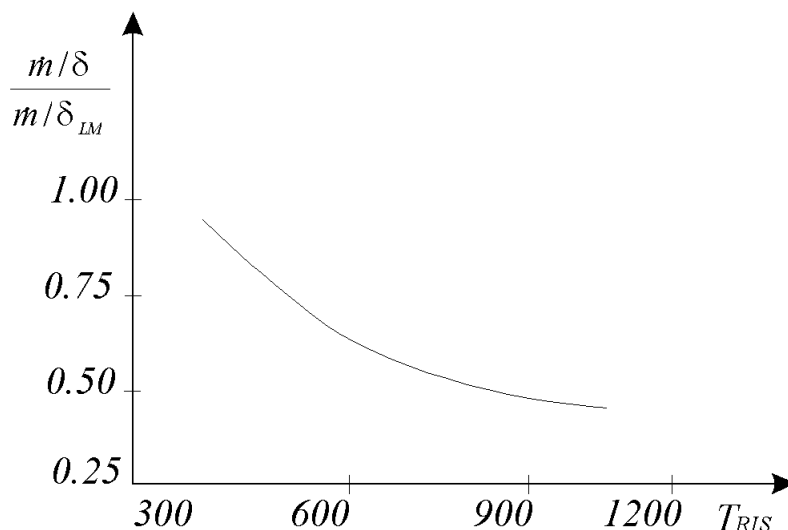


Figura 11.25: Caratteristica di un turboreattore nel piano  $T_{RIS}, \dot{m}/\delta$

Ora le caratteristiche della presa sono date comunemente in funzione di  $A_0$ , cioè dell'area di cattura. Pertanto occorre trasformare la curva di sopra come  $A_0$  in funzione del numero di Mach di volo, in modo da poterla raffrontare all'analoga curva riguardante la presa. A tal fine si tratta di porre analiticamente  $\dot{m}/\delta$  in funzione di  $M_0$  e  $A_0$ , mentre  $M_0$  è legato a  $T_{RIS}$  dalla relazione

$$T_{RIS} = T_0 \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_0^2 \right) \quad (11.8)$$

ove  $T_0$  dipende dalla quota. Sono riportati di seguito le relazioni e i passaggi a riguardo.

$$\dot{m} = \rho_0 V_0 A_0 = \frac{p_0}{RT_0} M_0 \sqrt{\gamma RT_0} A_0 \quad ; \quad \delta = \frac{P_2}{p_{lm}} = \frac{P_2}{P_0} \frac{P_0}{p_0} \frac{p_0}{p_{lm}} \quad (11.9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\dot{m}}{\delta} &= \frac{p_0}{RT_0} M_0 \sqrt{\gamma RT_0} A_0 \frac{P_0}{P_2} \frac{p_0}{P_0} \frac{p_{lm}}{p_0} = p_{lm} \sqrt{\frac{\gamma}{R}} \frac{M_0 A_0}{\sqrt{T_0}} \frac{1}{\eta_p} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_0^2\right)^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}} = \\ &= \frac{K_1}{\sqrt{T_0}} M_0 A_0 \frac{1}{\eta_p} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_0^2\right)^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad ; \quad K_1 = p_{lm} \sqrt{\frac{\gamma}{R}} = \text{cost.} \end{aligned} \quad (11.10)$$

L'andamento qualitativo delle curve  $A_0$  in funzione di  $M_0$  è mostrato in Fig. 11.26.

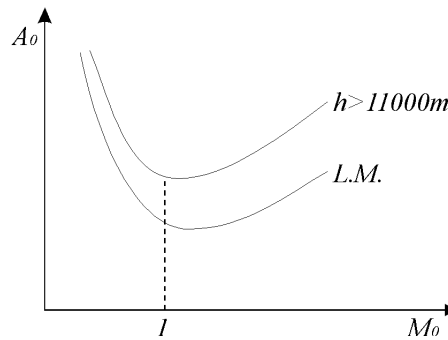


Figura 11.26: Caratteristica del turboreattore nel piano  $M_0, A_0$

Tali curve variano in funzione del numero di giri del compressore. Per il regime supersonico però è sufficiente tracciare dette curve al numero di giri massimo, in quanto per esso l'unica possibilità di variazione di spinta è ottenuta mediante l'aumento o la diminuzione della temperatura del post-bruciatore. Ancora da notare che i calcoli precedenti valgono per "aria tipo", per cui occorre ammettere una certa variabilità della temperatura ambiente se si vuole avere una idea più esatta del comportamento della presa d'aria.

Avendo rappresentato nel modo anzidetto le caratteristiche del motore, è possibile impostare nello stesso piano ( $A_0, M_0$ ) la caratteristica di funzionamento della presa d'aria. Se supponiamo di considerare una presa a compressione esterna, tipo diffusore a semplice cono, e ci riferiamo alla Fig. 11.27, vediamo che nel caso A il motore richiede una portata superiore a quella che gli può essere fornita in condizioni ottime dalla presa, per cui questa funzionerà sempre in condizioni supercritiche con  $\eta_p < \eta_{pmax}$ . Nel caso B il diffusore fornisce una portata superiore di quella richiesta per cui funzionerà in condizioni subcritiche: lo spillamento d'aria che si viene a generare regolerà automaticamente la portata. In queste condizioni, oltre al fatto che aumenta notevolmente la resistenza aerodinamica nelle sue componenti additiva ed esterna alla cappottatura, subentra un importante fenomeno di instabilità per  $M = 1.6 - 1.9$ .

## 11.14 Instabilità per *buzzing*

Il *buzzing* è stato sperimentalmente studiato da Ferri e Nucci ed è un fenomeno di carattere vibratorio che si presenta all'ingresso di una presa d'aria a compressione esterna funzionante in regime subcritico a  $M > 1.6 - 1.9$ .

Esso è dovuto ad oscillazioni longitudinali del flusso d'aria all'ingresso della presa e si manifesta come raffigurato negli schizzi di Fig. 11.28. In (a) l'urto è espulso verso la punta del corpo centrale, con conseguente spillamento di portata e aumento di resistenza. In (b) è raffigurata la posizione limite che raggiunge l'urto, dopodiché questo si riattacca e istantaneamente si pone come in (c)-(a)-(b)-(c) che è la sequenza di un ciclo completo.

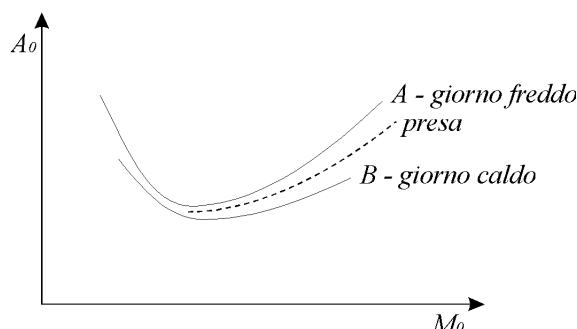
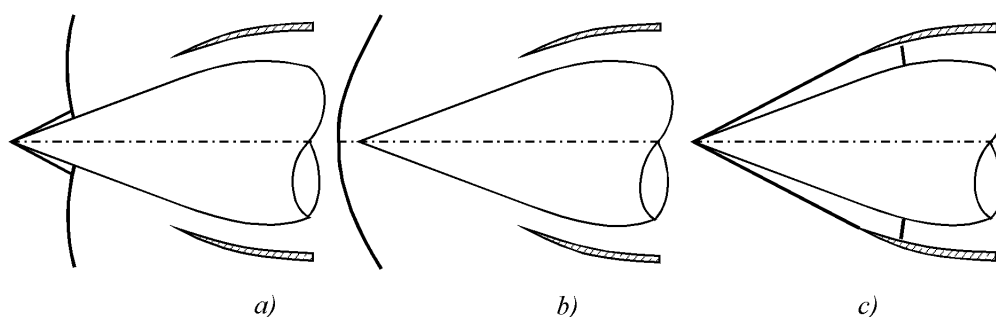


Figura 11.27: Accoppiamento presa motore

Figura 11.28: Schematizzazione del *buzzing*

La variazione periodica della pressione all'interno della presa induce vibrazioni meccaniche, la cui presenza è manifestata dal caratteristico brusio simile a quello prodotto in volo dalle vespe (*to buzz* nella terminologia anglosassone). L'intermittenza del flusso nella camera di combustione causa una combustione poco efficiente e, al limite, può provocare l'estinzione della fiamma. Questo e gli altri inconvenienti, che portano ad una maggiore resistenza, inducono ad eliminare il *buzzing* la cui genesi, secondo Ferri e Nucci, è legata all'entrata nella presa della superficie vorticoso che nasce all'interazione tra due urti o dall'interazione onda d'urto strato limite, Fig. 11.29.

La superficie vorticoso si mantiene di intensità abbastanza costante per una parte notevole della lunghezza della presa, in quanto i fenomeni di mescolamento di natura viscosa non hanno il tempo di manifestarsi (data la relativa piccola lunghezza dei condotti della presa); la corrente pertanto rimane disuniforme. La diffusione subsonica di questa corrente, formata da due strati a differente pressione di ristagno e ad uguale pressione statica, non avviene in maniera stabile, poiché la superficie di discontinuità induce separazione con *choking* della corrente e formazione di inversione del flusso nella parte a più basso valore di pressione di ristagno. È questo ultimo fenomeno la causa di innesco dell'oscillazione della corrente.

Nel caso che la superficie vorticoso nasca dall'interazione tra urto e strato limite è chiaro che, controllando lo strato limite, si elimina questa causa di *buzzing*. Per quanto riguarda l'altra causa, essa può essere resa inefficace facendo in modo che la superficie vorticoso capiti sempre fuori della cappottatura per un'opportuna scelta dell'angolo di apertura del corpo centrale e della posizione della cappottatura, in base a dati sperimentali.

## 11.15 ESERCIZI

### ESERCIZIO 1

Un diffusore subsonico attraversato da aria Fig. 11.7 opera in condizioni isentropiche con

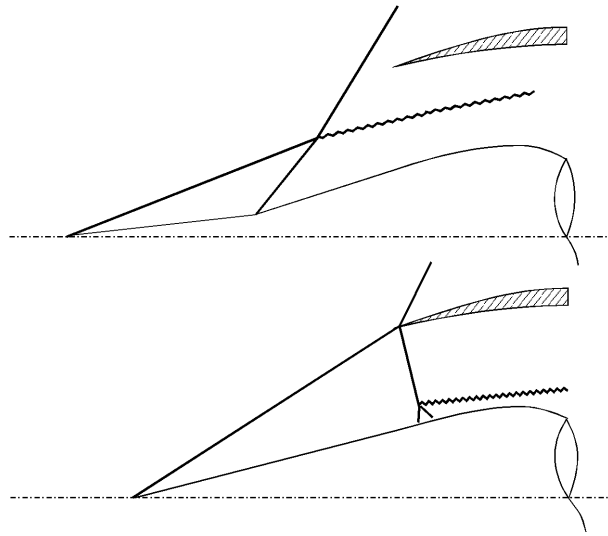


Figura 11.29: Superficie vorticososa che entra nella presa

un'area di ingresso pari a  $0.15m^2$ . Le condizioni all'ingresso della presa sono:

$$V_1 = 240m/sec, T_1 = 300K, p_1 = 0.7010^5 N/m^2$$

La velocità all'uscita del diffusore è di  $120m/sec$ . Calcolare:

- a) la portata massica
- b) la temperatura di ristagno all'uscita del diffusore
- c) la pressione di ristagno all'uscita del diffusore
- d) la pressione statica all'uscita del diffusore
- e) l'area di uscita del diffusore

## Capitolo 12

# L'accrescimento ghiaccio sulle superfici dei velivoli

### 12.1 Introduzione

L'accrescimento ghiaccio sulle superfici dei velivoli è un fenomeno di grande impatto in ambito aeronautico in quanto di fondamentale importanza nella sicurezza del volo. In pratica, le formazioni di ghiaccio sulle superfici, portanti e non portanti, costituiscono delle variazioni di geometria che possono generare delle variazioni, anche brusche, delle forze aerodinamiche agenti su di esse. Inoltre, poiché alle formazioni di ghiaccio superficiali sono quasi sempre da associarsi fenomeni di flusso separato, tali variazioni delle forze aerodinamiche assumono anche spiccate caratteristiche instazionarie. Da queste semplici considerazioni si capisce come l'accrescimento ghiaccio produca un decadimento, sia delle prestazioni propriamente aerodinamiche (incremento di resistenza e riduzione della massima portanza utilizzabile), che delle caratteristiche di manovrabilità del velivolo (riduzione della stabilità e del controllo).

Anche gli apparati propulsivi possono essere fortemente condizionati dalle formazioni di ghiaccio sulle prese d'aria (con incremento dei livelli di distorsione del flusso che arriva al compressore), sulle pale delle eliche e, anche, direttamente, su quelle dei primi stadi del compressore, nonché dall'impatto su queste ultime del ghiaccio staccatosi dal bordo d'attacco delle prese d'aria, con conseguenti perdite di potenza (stalli al compressore e *flame-out*, danneggiamenti e distacchi delle pale del compressore) e, spesso, spegnimento.

Some Icing Related Accidents Involving Civil Aircraft				
Aircraft	Location	Date	Occu/Fatal	Description
ATR 72	Roselawn	31/10/94	68/68	Descent - loss of control in Icing
SF-340	UK	23/3/94	1/0	Climb - stalled in Icing, lost 2000 ft
BAe 748	Canada	11/11/93	7/7	Take-off - Into snow & Icing
F100	Skopje	1/3/93	1/77	Take-off - Inadequate ground de-icing
F 28-4000	LaGuardia	1/3/92	1/27	Take-off - Inadequate ground de-icing
MD 80	Stockholm	27/12/91	?	Take-off - wing ice ingested by engines
BAe ATP	UK	11/8/91	63/0	Cruise - stalled in Icing, lost 3500 ft
ATR 42	UK	11/8/91	1/0	Cruise - wing drop in Icing
DC9-10	Cleveland	16/2/95	1/1	? - light snow
F27-200	UK	7/1/91	25/0	Cruise - double engine flame out - Ice Ingestion
BAe Jetstream	USA	26/12/89	6/6	Landing - lost control
F28	Kimpo	25/11/89	1/1	? - dense fog, airframe Icing
F28	Ontario	1/3/89	24/0	Take-off - Inadequate ground de-icing
Piper PA-11	Montana	23/12/88	1/1	? - wing ice probable cause
SD3-30	Switzerland	17/2/88	1/1	Cruise performance lost in severe Icing
Cessna 188B	California	6/2/88	1/1	? - Inadequate de-icing
Cessna 402	New Mexico	18/1/88	1/1	? - Inadequate de-icing probable
DC-9-10	Denver	15/11/87	1/1	? - moderate snow, fog
ATR 42	Lake Como	15/10/87	37/37	Cruise - lost control
F 27	EMA UK	18/1/87	2/0	Landing - crew failed to use de-icing
ATR 42	USA	18/12/86	1/0	Descent - stall in severe Icing

Figura 12.1: Tabella relativa ad alcuni incidenti causati dalla formazione di ghiaccio

Nella tabella di Fig. 12.1 sono riportati alcuni fra i più gravi incidenti dovuti al ghiaccio verificatisi fra il 1986 ed il 1995. Dai rilevamenti statistici a partire dal 1975, si evince che ogni anno si verificano in media circa 30 incidenti "gravi" (cioè con danni al velivolo ed ai passeggeri), imputabili

al ghiaccio. In termini percentuali, anche se solo l'1% di tutti i tipi di "incidenti" dell'aviazione generale (dalle semplici *failure* agli incidenti "fatali", cioè con perdite di vite umane) sono causati dal ghiaccio, questo è responsabile del 3.4% di tutti gli incidenti fatali. Se si considerano i soli incidenti causati dal ghiaccio, quelli con esito nefasto sono circa il 50% del totale.

Per i pericoli che ne possono provenire al volo nelle condizioni ambientali favorevoli alla formazione del ghiaccio, gli enti preposti alla certificazione dei velivoli civili, la FAA (Federal Aviation Authority nel Nord America) e la JAA (Joint Aviation Authority in Europa) hanno stabilito delle specifiche norme per ottenere la cosiddetta "certificazione in ghiaccio" riportate nelle parti 23 (velivoli leggeri) e 25 (velivoli da trasporto) delle FAR/JAR (Federal Aviation Regulation/Joint Aviation Regulation). Tali norme sono in massima parte valide anche per l'analoga certificazione dei velivoli militari. Il requisito base di tutti i regolamenti è che la sicurezza del volo deve essere dimostrata e conservata in tutto l'involuppo di volo previsto per il velivolo. La certificazione in ghiaccio può essere ottenuta solo se il velivolo è equipaggiato con sistemi di protezione dal ghiaccio. Nel caso che un velivolo non sia certificato in ghiaccio, è proibito che lo stesso possa anche solo decollare se già a terra esistono le condizioni per la formazione di ghiaccio sulle superfici. Se tali condizioni sopraggiungono in volo, la missione deve essere modificata (cambiamento di rotta, di quota, atterraggio presso il più vicino aeroporto).

Per tutti i velivoli inoltre, è raccomandato il decollo solo con ali non contaminate (*clean wing concept*): pertanto, dopo il trattamento con liquidi sghiaccianti delle superfici portanti, il pilota deve poter effettuare il decollo entro l'intervallo di tempo di efficacia del liquido. L'attivazione dei sistemi antighiaccio è a discrezione del pilota, che deve comunque rispettare la normativa di attivare tali sistemi prima di qualsiasi condizione di volo e manovra in condizioni di ghiaccio.

Overview of Conventional Ice Protection Systems			
De-icing systems:	Characteristics:	Advantages:	Disadvantages:
Pneumatic Impulse De-icing System	The tubes within the fabric-reinforce synthetic rubber boot are inflated alternately to fracture and to debond the ice accretion on the surface to be protected.	- relatively cheap - relatively light-weight - low bleed air consumption - proven technology	- aerodynamic effects (inflated/deflated boots and ice build-up between cycles) - restrictions concerning transonic speed - limited life due to wear and erosion - low resistance to oil and hydraulic fluids - water ingress through pinholes in rubber - water ingress through air supply - constant suction required when not in use
Fluid Ice Protection System	FPD (Freezing Point Depressant) fluid is pressed through porous skin onto the surface to be protected, to lower freezing point of the impinged supercooled water droplets.	- no bleed air consumption - clean leading edge (dirt) - proven technology	- high weight; reservoir required - logistics (fluid availability and costs) - environmental restrictions - L.E. skin must remain porous (holes open) - drag can be caused by roughness of porous leading edge
Electro Thermal Systems	Heating elements on skin surface area provide heat to melt the build-up ice	- no bleed air required - proven technology	- high energy consumption (typical 12 W/in <sup>2</sup> ) - weight (additional generator) - FOD (Foreign Object Damage) sensitive - cyclic use (controller or thermostat required) - (over) heating problems when used in combination with composites
Hot Air Systems	Hot air is applied to raise the skin temperature to prevent freezing of the supercooled droplets or to melt the ice.	- aerodynamic clean when it is a fully evaporative system - proven technology - reduction of bleed air consumption can be achieved by changing system into a de-icing system without major re-design/development	- weight of air distribution system, air temperature and airflow control units - aerodynamic degradation in icing conditions when used as de-icing system - significant engine performance penalty (bleedair) for advanced high bypass ratio engines - aerodynamic degradation caused by runback ice when it is a running wet system

Figura 12.2: Principali sistemi antighiaccio

I sistemi di protezione dal ghiaccio si dividono essenzialmente in due categorie: quelli *de-icing*, che rimuovono il ghiaccio in fase di formazione, e quelli *anti-icing*, che ne prevengono la formazione. Nella tabella di Fig. 12.2 sono illustrate le caratteristiche, i vantaggi e gli svantaggi dei sistemi di protezione dal ghiaccio comunemente usati nell'aviazione generale.

Nelle tabelle di Fig. 12.3 sono riportati, invece, i principali sistemi attualmente in fase di studio. I regolamenti prevedono che tali sistemi di protezione devono essere presenti sui seguenti componenti del velivolo:

- i bordi d'attacco delle ali, degli impennaggi, delle prese d'aria motore;
- le pale delle eliche e dei rotori degli elicotteri;
- i parabrezza della cabina di pilotaggio;



Overview of New De-icing Systems under Development			
De-icing Systems:	Characteristics:	Advantages (according to vendor):	Disadvantages:
Electro-Expulsive Separation System or Electro-Expulsive De-Icing System (EESS, EEDS)	Consists of conductors embedded in elastomeric blanket (boot) covering the ice accreting surfaces. Opposing currents in two legs create opposing magnetic fields causing a repulsive force between the top and bottom conductor layers. The top surface of the blanket is accelerated so as to destroy the ice-blanket bond.	- effective for removing thin ice layer. - minimizing aerodynamic penalties. - easy manufacturing retrofitting. - low power consumption.	- typical de-icing penalties (consisting of aerodynamic effects due to residual ice and ice build-up between cycles) - elastomeric boots tend to get pulled away from surface (smoothness) - unknown effects of lightning strike - service life: dependent on ability of elastomeric materials to withstand rain, sand, erosion, oil and hydraulic fluids
Eddy Current Repulsion De-Icing Boot (ECRDIB)	(same as above but use of eddy currents instead of opposing magnetic field).	[see above]	[see above]
Pneumatic Impulse Ice Protection System (B.F. Goodrich) (PIIP)	Pneumatic impulse tubes covered by titanium skin on top of aircraft leading edge skin. High pressure air is supplied to impulse valve which discharges a pulse into the impulse tubes, snapping the surface outward. The surface is stretched more than ice is capable of stretching without fracturing.	- reduced intrusion of inflated de-icer into airstream. - provides a superior weather & erosion resistant surface material. - improves ability of ice protector to remove thin ice (0.03 inch). - low power and low system weight.	- typical de-icing penalties - high pressure air required - cannot be bonded to aluminium skin - fatigue of titanium skin (aerodynamic smoothness and accuracy reduced; service life).
Electromagnetic Impulse De-Icing (EIDI)	Flat-wound coils inside the leading edge induce eddy currents in metal skin, with the result that skin and ice layer are deformed.	- low power consumption and low maintenance costs. - does not alter external surfaces, so no aerodynamic impacts.	- typical de-icing penalties. Does not adapt readily for retro-fitting. - possible fatigue and EMI (Electro-Magnetic Interference) - unproven for transport aircraft - unknown effects of lightning strike - maintenance of active system is a problem (lethal electric power level).

Overview of New De-icing Systems under Development (Continued)			
De-icing Systems:	Characteristics:	Advantages (according to vendor):	Disadvantages:
Shape Memory Alloy Based De-Icing System (SMA). Innovative Dynamics, Inc. developed two De-Icing Systems and IDI patent is pending. For more details see Gerardi et al. (1995).	Shape Memory Alloys (SMA's) exhibit a large temperature induced dimensional change (up to 8% strain for a NiTi-alloy) over a relatively narrow transition temperature range. In addition internal stresses in the SMA generate a force during the shape change. When cooled the shape expands and returns to its original shape when heated and so an ice braking action is created.	- SMA de-icer is designed for application on rotor blades and propellers substantial power savings over existing electrothermally powered de-icing systems with greater durability and erosion resistance. - results of NASA Lewis IRT test results encourages further developments.	- for fixed wing application an additional system may be required to aid in the shedding of the debonded ice from the surface due to the lack of rotational dynamics that propellers and rotorblades do have to expel the debonded ice. - under development, not yet installed on helicopter or propeller for inservice trials.
Space Age Electro-Thermal System Using Nickel Coated Carbon Fiber Mat (Thermion No-Ice™)	Very Light Very Thin Cloth-like Nickel Coated Carbon Fiber Heater Mat. Can be laid up in E-glass or sandwiched in silicon embedded cloth. Can be layered for increased power density. Used in power applications from 12 vdc to 280 vac.	- Very close to surface - Reduced power required - Eliminates circuit breakage discontinuities - Very light weight (2 lb. per 500 sqft) - Self regulating (design for temperature) - Easily tested for continuity - Life of airframe reliability	- Lay-up applications must be professionally done and quality controlled - Requires cycling circuitry for efficient power control

Figura 12.3: Sistemi antighiaccio in fase di studio o sviluppo

- i sensori degli strumenti di volo (pitots);
- particolari “appendici” esterne come antenne, lampade. etc., se la formazione di ghiaccio su di esse può, in qualunque modo, ridurre la sicurezza del volo.

In aggiunta, come già accennato, il pilota può richiedere, immediatamente prima del decollo, nel caso che le condizioni ambientali siano favorevoli alla formazione del ghiaccio con velivolo a terra, il trattamento delle superfici dell'ala e degli impennaggi con liquido sghiacciante (*anti-icing fluids*).

In generale, l'adozione del tipo di sistema di protezione dipende dalla categoria del velivolo e, quindi, dall'energia che lo stesso può rendere disponibile per il funzionamento di tali sistemi. Così, ad esempio, per la protezione del bordo d'attacco delle superfici portanti, un velivolo turbogetto di medie/grandi dimensioni adotterà un sistema *anti-icing* basato sul riscaldamento interno del bordo d'attacco (a volte realizzato con uno *spray-tube*), utilizzando aria ad alta temperatura spillata dal motore, in modo da provocare l'evaporazione istantanea delle goccioline d'acqua. Un velivolo turboelica, invece, utilizzerà a tale scopo un sistema *de-icing*, tipo *pneumatic boot*, che, gonfiato ciclicamente, frattura lo strato di ghiaccio in formazione sulla superficie provocandone il distacco e che richiede un minore impegno di potenza da sottrarre al motore. Per i *lip* delle prese d'aria il sistema adottato è quasi sempre un *anti-icing*, in quanto occorre salvaguardare le pale del compressore dall'eventuale ingestione di pezzi di ghiaccio. Infine, per i rotori degli elicotteri e le pale delle eliche si deve necessariamente adottare un sistema *anti-icing* (guaine formate da resistenze elettriche).

Si evidenzia che le procedure di certificazione e qualificazione in ghiaccio del velivolo e dei relativi sistemi di protezione sono lunghe e costose. Inoltre, nell'ambito del normale inviluppo

di volo, devono essere definite e dimostrate le procedure da attuarsi in caso di avaria dei sistemi antighiaccio. Le avioilinee commerciali d'altro canto richiedono ai costruttori di velivoli la capacità di volare in tutte le condizioni meteorologiche. Tali considerazioni rendono da sole l'idea dell'importanza della messa a punto di tecniche di progettazione e di studio delle problematiche connesse all'accrescimento del ghiaccio.

Dal punto di vista dell'aerodinamica, i problemi di certificazione o di procedure di qualificazione sono riconducibili alla previsione del degrado delle caratteristiche aerodinamiche delle varie componenti del velivolo dovute all'accrescimento del ghiaccio. Poiché in fase di qualificazione/certificazione non sempre risulta facile individuare e localizzare le condizioni ambientali più critiche previste dagli stessi regolamenti, tali fasi possono risultare particolarmente onerose in termini di tempi e costi. È stata perciò accettata dagli enti certificanti l'idea di verificare la sicurezza del volo in condizioni di ghiaccio utilizzando forme di ghiaccio simulate in sostituzione degli accrescimenti di ghiaccio "naturale", sempreché, ovviamente, tali forme simulate siano rappresentative di quelle che effettivamente si generano nelle reali condizioni ambientali. Ciò ha consentito lo sviluppo di nuovi e più sofisticati metodi CFD congiunto all'impiego della sperimentazione in galleria per la previsione dell'accrescimento ghiaccio e per la valutazione del degrado delle caratteristiche aerodinamiche.

## 12.2 Il fenomeno fisico dell'accrescimento ghiaccio

Di norma, il ghiaccio che si forma sulle superfici dei velivoli ha forma cristallina a simmetria esagonale e, questo, indipendentemente dalle diverse modalità con cui esso si forma. Al fine di spiegare la fenomenologia che presiede all'accrescimento, si introducono alcune definizioni:

- droplet** : goccioline d'acqua allo stato liquido di diametro inferiore a  $0.1\text{ mm}$ ;
- drizzle** : goccioline d'acqua allo stato liquido di diametro da  $0.1$  a  $1\text{ mm}$  (tali sono dette le gocce che si originano per coalescenza di goccioline più piccole);
- rain** : gocce d'acqua allo stato liquido di diametro superiore ad  $1\text{ mm}$ ;
- riming** : accrescimento ghiaccio per collezione di *droplets*;
- clumping** : accrescimento ghiaccio per collezione di cristalli di ghiaccio.

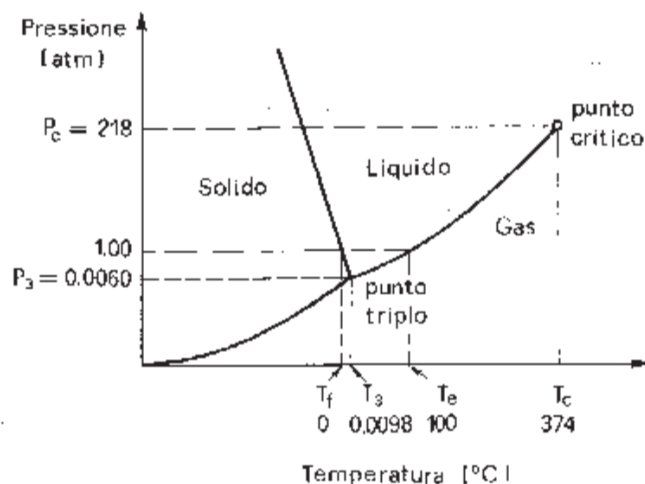


Figura 12.4: Diagramma di stato dell'acqua.

La contemporanea esistenza di più fasi di una stessa sostanza è descritta dalle condizioni di pressione e temperatura previste dal "diagramma di fase": in Fig. 12.4 si riporta quello relativo

all'acqua. Le trasformazioni di fase avvengono con l'attraversamento delle curve di saturazione del vapore, che rappresentano condizioni in cui si ha il massimo valore di pressione del vapore in equilibrio con il proprio liquido. Il punto triplo, prossimo al punto di congelamento ( $0^{\circ}\text{C}$  a  $P = 1$  atm) in presenza di aria, individua il punto in cui possono coesistere in equilibrio tutte e tre le fasi. In realtà, acqua allo stato liquido può esistere a temperature decisamente inferiori a  $0^{\circ}\text{C}$  in condizioni di instabilità. In particolare, goccioline d'acqua liquida possono esistere in condizioni di super-raffreddamento fin quando non avvengono fenomeni di coalescenza con creazione di nuclei di congelamento o di condensazione. Nelle nuvole può essere presente acqua liquida super raffreddata (LWC, *Liquid Water Content*) anche in parecchi grammi per metro cubo. Tali *supercooled droplets* ghiacceranno quando incontreranno altre particelle di ghiaccio o le superfici solide come quelle di un velivolo. Tale processo detto di *riming* è responsabile sia delle formazioni di ghiaccio sulle superfici dei velivoli che dei fenomeni atmosferici della grandine, neve e pioggia ghiacciata (*freezing drizzle/rain*).

La dimensione delle goccioline d'acqua sospese nell'aria ha una notevole importanza nel processo di "cattura" di acqua sulle superfici dei velivoli: in generale, le goccioline di pochi *micron* ( $\mu\text{m}$ ) di diametro tendono a seguire le linee di corrente mentre quelle di diametro maggiore risentono in misura minore della perturbazione del campo di moto prodotto dal velivolo. La dimensione delle *droplets* che si incontra più diffusamente in natura, nell'ambito di condizioni atmosferiche standard è quella di un diametro di volume medio (MVD, *Median Volume Diameter*) di  $20\mu\text{m}$ . Tale dimensione è, in pratica, assunta come riferimento in quasi tutti gli studi teorici e sperimentali comunemente effettuati. Poiché fenomeni pericolosi per la sicurezza dei velivoli, come accertato, sono attribuibili anche a gocce di dimensioni maggiori, l'intero spettro di dimensioni possibili in natura (già definito da Langmuir negli anni 40), deve essere preso in considerazione ai fini certificativi.

La formazione di ghiaccio in volo ha luogo quando il velivolo attraversa nuvole dove sono sospese gocce super raffreddate (a temperature cioè anche di qualche decina di gradi  $^{\circ}\text{C}$  negativi). Tali gocce impattano sulle superfici prodire delle varie componenti del velivolo (bordi d'attacco di ali, impennaggi, prese d'aria, etc.) che, in condizioni stazionarie, possono essere considerate come pareti adiabatiche. Immediatamente dopo l'impatto, le gocce possono ghiacciare in tutto o in parte in dipendenza dal risultato del bilancio termico che si realizza. Infatti la trasformazione di stato liquido-solido è caratterizzata dal rilascio del calore latente di fusione che tende quindi a riscaldare sia il ghiaccio in formazione che la superficie solida sottostante. D'altra parte, l'interazione del flusso di aria con le superfici del velivolo promuove sia la dissipazione di calore per convezione che il riscaldamento della superficie per l'energia cinetica di impatto. Se la temperatura ambiente ed il LWC sono bassi, la temperatura del ghiaccio in formazione rimane al di sotto di  $0^{\circ}\text{C}$  e tutta l'acqua che impatta sulla superficie ghiaccia completamente. Viceversa, con alti valori di LWC e/o di temperatura ambiente (prossima allo  $0^{\circ}\text{C}$ ), la temperatura del ghiaccio in formazione rimane a  $0^{\circ}\text{C}$  e solo una parte dell'acqua che impatta sulla superficie ghiaccia all'istante: la restante scorrerà sulla superficie (*run back*) per ghiacciare eventualmente più a valle.

Definendo  $n$  come *freezing fraction*, rapporto fra l'acqua che ghiaccia sul totale di acqua che arriva (o, come si dice in gergo, "è stata catturata") su una delimitata porzione di superficie, le condizioni in cui  $n$  è pressoché unitaria danno origine a quello che viene comunemente referenziato come *rime ice*. In tali condizioni il processo di accrescimento ghiaccio è relativamente semplice perché le goccioline d'acqua ghiacciano là dove impattano sulla superficie e la temperatura del ghiaccio in formazione rimane al di sotto di  $0^{\circ}\text{C}$ . I depositi di *rime ice* sono relativamente di forma semplice e di colore opaco bianco-latte (dovuto anche all'aria imprigionata all'interno), con superficie abbastanza rugosa.

Quando  $n$  è invece minore dell'unità, il ghiaccio che si viene a formare è denominato di tipo *glaze* ed è caratterizzato da forme molto più complesse in quanto il meccanismo dell'accrescimento è condizionato dal *run back* della frazione d'acqua che non ghiaccia nella zona di impatto. Tipica è, in tal senso, la forma di ghiaccio a "doppio corno". I depositi di *glaze ice* hanno un aspetto vetroso (trasparente) dovuto principalmente all'acqua liquida imprigionata all'interno (rimanendo la temperatura intorno a  $0^{\circ}\text{C}$ ).

Un caso limite è costituito infine dal cosiddetto *beak ice*, che viene a formarsi, in condizioni di temperatura ambiente e/o di velocità abbastanza elevate, prevalentemente per acqua di *run back*, in zone (di scarso *impingement* diretto) dove il flusso d'aria sulla superficie del corpo è in espansione e consente, pertanto, l'abbassamento della temperatura locale intorno allo zero. Formazioni di ghiaccio di questo tipo sono frequenti sulle pale dei rotori degli elicotteri.

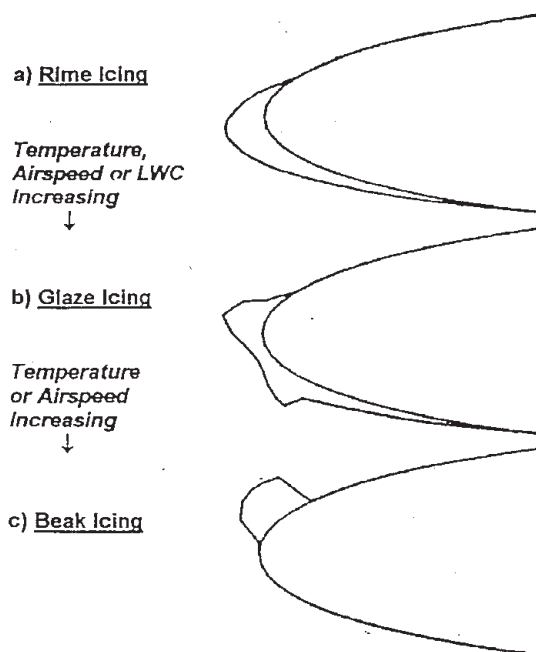


Figura 12.5: Diverse modalità di accrescimento ghiaccio

In Fig. 12.5 sono mostrati schematicamente i tre tipi di accrescimento ghiaccio sopra descritti.

Tra le suddette modalità di accrescimento, nella pratica si realizzano tutta una svariata quantità di forme miste di ghiaccio a seconda dei fattori che di volta in volta prevalgono. Esiste al riguardo una vastissima bibliografia con studi mirati proprio a stabilire il ruolo che ciascun fattore geometrico o aerodinamico o termodinamico gioca nel fenomeno dell'accrescimento ghiaccio. Senza dilungarsi al riguardo, ci si limita a citare le formazioni di ghiaccio a *lobster-tail* e a *feathers* sulle ali, particolarmente quelle a freccia, dovute sia alla presenza del cross-flow superficiale che ad effetti di messa in ombra di zone di superficie all'*impingement* delle *droplets* causato dalle formazioni di ghiaccio più avanzate. Altri fattori che influenzano la tipologia e la geometria delle formazioni di ghiaccio sono ad esempio la continuità dell'*impingement* (sono stati provati al riguardo anche modelli di tipo statistico), lo *splashing* (parcellizzazione) delle *droplets* (specie se grandi) all'impatto sulla superficie, lo *shedding* di pezzi da una formazione di ghiaccio.

In generale, il fenomeno dell'accrescimento ghiaccio, sebbene sia riconducibile ad uno schema abbastanza semplice di un bilancio termico fra il calore liberato dalla solidificazione e quello dissipato per convezione, è fortemente influenzato dalla variazione del valore del coefficiente di scambio termico convettivo fra la superficie e l'aria, proprio in virtù della variazione sia della superficie che dello strato limite che su di essa viene a svilupparsi. Gli stessi sistemi di protezione del ghiaccio possono innescare dei fenomeni di accrescimento anomali, come, ad esempio, quelli prodotti dal *run back* dell'acqua a valle dei *boots* pneumatici di *de-icing*.

Tutte le considerazioni fin qui illustrate (che, ovviamente, non esauriscono tutti gli aspetti della problematica in questione) sono comunque sufficienti per rendere l'idea della complessità e della vastità della stessa, specie nell'ottica della possibilità di approntare metodologie teoriche, sia per l'accrescimento ghiaccio che per la valutazione del degrado delle caratteristiche aerodinamiche che lo stesso produce.

## 12.3 Metodologia di predizione dell'accrescimento ghiaccio

La metodologia CFD (Computational Fluid Dynamic), ormai consolidata per la predizione del fenomeno dell'accrescimento ghiaccio, si basa su quattro fasi principali:

- analisi del campo aerodinamico *on/off body*;
- determinazione dell'*impingement* delle *droplets* sulla superficie del corpo (efficienza e limiti di cattura), attraverso l'integrazione dell'equazione delle traiettorie delle stesse e la determinazione dei punti di impatto;
- risoluzione del bilancio termodinamico per la determinazione del rateo di accrescimento del ghiaccio;
- definizione della nuova geometria "corpo+formazione di ghiaccio" e ripetizione delle tre precedenti fasi.

La ripetizione del ciclo delle quattro fasi sopra citate può essere effettuata con procedura *multistep* o *predictor-corrector*. Stabilito l'intervallo di tempo globale nel quale si vuole determinare l'accrescimento ghiaccio, con la tecnica *multistep* si suddivide questo in un numero finito di intervalli intermedi (*step*) in corrispondenza dei quali si effettua il suddetto ciclo di determinazione del rateo di accrescimento ghiaccio: ad ogni *step* la geometria di partenza è quella, corpo+ghiaccio, determinata alla fine dello *step* precedente. Con il procedimento *predictor-corrector*, invece, il suddetto ciclo viene effettuato una prima volta (*predictor*), assumendo che tutti i parametri che presiedono allo scambio termico e all'accrescimento non varino per tutto l'intervallo di tempo globale, e, successivamente, ricalcolati tali parametri sulla geometria predetta, si determinano i valori medi degli stessi con i quali si determina la geometria definitiva a partire dalla geometria originale.

La seconda tecnica è chiaramente meno onerosa in termini di sforzo computazionale e consente, in molti casi di interesse pratico, di ottenere la stessa geometria finale di accrescimento che si ottiene con la tecnica *multistep*. Va evidenziato comunque che non ci si può pronunciare a priori nettamente a favore dell'una o dell'altra, in quanto i confronti con le geometrie di ghiaccio ottenute sperimentalmente nelle stesse condizioni di simulazione ambientale e di intervallo di tempo globale hanno spesso esito contrastante.

### 12.3.1 Analisi del campo aerodinamico

L'analisi del campo aerodinamico può essere effettuata (sia in 2-D che in 3-D) con un metodo a pannelli o con un metodo alle differenze finite (a griglia). Il tipo di analisi (potenziale Laplaciana, *full-potential*, Euleriana, Navier-Stokes, viscoso/non viscoso) che si adotta è funzione della versatilità e velocità del metodo che si ha a disposizione e dell'accuratezza che si richiede al modello matematico. In generale, i metodi a pannelli (potenziali o potenziali/viscosi) sono computazionalmente meno onerosi dei metodi a griglia e più versatili per l'aggiornamento della geometria: per contro, sono più onerosi per il calcolo del campo *off-body* necessario per l'integrazione delle equazioni delle traiettorie delle *droplets*. Tale campo *off-body* nei metodi a griglia si riduce di fatto a una semplice interpolazione fra i valori del campo nei nodi più vicini al punto di interesse, mentre con i metodi a pannelli occorre calcolare i coefficienti di influenza di tutti i pannelli in tale punto.

Da un punto di vista dell'accuratezza del modello matematico, la sola analisi potenziale può essere ritenuta sufficiente per molti casi di interesse pratico: gli effetti della compressibilità e della viscosità sulla determinazione delle traiettorie sono in generale trascurabili, anche se, ad esempio, nel caso dell'*impingement* sul *flap* di un profilo la presenza dello strato limite sul componente principale può influenzare notevolmente il campo di moto locale. Analogamente, la determinazione del coefficiente di scambio termico convettivo sulla superficie è funzione delle caratteristiche locali dello strato limite: nel caso quindi che non si effettui l'analisi viscosa occorrerà ricorrere a delle espressioni empiriche (generalmente ottenute dalla sperimentazione su lastre piane o cilindri) per il calcolo del suddetto coefficiente di scambio termico.

### 12.3.2 Calcolo delle traiettorie delle *droplets* e dell'efficienza di cattura

Nei casi di interesse, è ampiamente accertata la validità delle ipotesi che le *droplets* siano di forma sferica e che le sole forze non trascurabili agenti su di esse siano quelle aerodinamiche (di sola resistenza, per la suddetta ipotesi di sfericità) e di gravità. Tali ipotesi sono da ritenersi valide per dimensioni delle *droplets* sino a  $250\mu\text{m}$  di diametro (in genere per dimensioni inferiori ai  $100\mu\text{m}$  è lecito trascurare anche la forza gravitazionale), sia in 2-D che in 3-D.

L'equazione del moto della particella di massa  $m$  è quindi data da

$$m \frac{dV_m}{dt_s} = D + m g \quad (12.1)$$

dove  $V_m$  è la velocità della particella e  $D = \frac{1}{2} \rho_a V_r^2 S_m C_d$  è la resistenza aerodinamica, funzione della velocità relativa  $V_r = V_m - V$  ( $V$  è la velocità locale del campo di moto) e del coefficiente di resistenza  $C_d$  della particella adimensionalizzato rispetto alla superficie  $S_m = \pi d^2/4$ , con  $d$  il diametro della particella e  $\rho_a$  la densità locale dell'aria.

Facendo riferimento per semplicità al caso 2-D, detto  $(X, Z)$  il sistema di coordinate solide al corpo (profilo di corda  $c$ ), con  $Z$  asse verticale lungo il quale agisce l'accelerazione di gravità  $g$  costante, e detta  $V_\infty$  la velocità del flusso asintotico, effettuando le adimensionalizzazioni

$$v_m = \frac{V_m}{V_\infty}, \quad v = \frac{V}{V_\infty}, \quad t = t_s \frac{V_\infty}{c}, \quad x = \frac{X}{c}, \quad z = \frac{Z}{c} \quad (12.2)$$

con  $X, Z$  coordinate della particella e  $t_s$  tempo, la (12.2) si esplicita nelle

$$\begin{aligned} \frac{d v_{mx}}{d t} &= -\frac{C_d Re}{24 K} (v_{mx} - v_x) \\ \frac{d v_{mz}}{d t} &= -\frac{C_d Re}{24 K} (v_{mz} - v_z) - \frac{g c}{V_\infty^2} \end{aligned} \quad (12.3)$$

in cui  $K = \rho_{H_2O} d^2 V_\infty / (18 \mu c)$  è detto "parametro inerziale" ed il numero di Reynolds  $Re = \rho_a V_r d / \mu$  è riferito al diametro della particella ( $\rho_{H_2O}$  è la densità della particella considerata costante e pari a  $1000 \text{ Kg/m}^3$ ).  $\mu$  è la viscosità (locale) dell'aria esprimibile in funzione della temperatura locale  $T$ , ad esempio, con la Formula di Sutherland

$$\mu = 0.14876 \cdot 10^{-6} \frac{T^{3/2}}{T + 110.6} \quad (12.4)$$

con  $T$  in  $K$ . Una conveniente espressione empirica che lega il coefficiente di resistenza di una sfera al numero di Reynolds locale è data da Langmuir e Blodgett in (44)

$$\frac{C_d Re}{24} = 1 + 0.197 Re^{0.63} + 0.00026 Re^{1.38} \quad (12.5)$$

con uno scarto massimo del 7% sino a  $Re = 1000$  (in genere i valori del  $Re$  in gioco sono inferiori a tale limite). In letteratura sono comunque reperibili altre relazioni empiriche del genere.

Le (12.2) sono integrabili, ad esempio, con uno schema del quarto ordine di Runge-Kutta. Da notare che la risoluzione delle (12.2) è, in effetti, la risoluzione di un problema di valore iniziale: in generale si fa partire l'integrazione ad una sufficiente distanza dal corpo in modo da assumere che le particelle, sospese nell'aria, abbiano la stessa velocità del flusso asintotico. In Fig. 12.6 si mostrano alcuni esempi di calcolo di traiettorie sul profilo NACA 0012 tratti da (45): da notare come aumentano i limiti di *impingement* al crescere delle dimensioni delle *droplets*.

In parallelo alla determinazione della traiettoria, è possibile calcolare la variazione temporale della temperatura della goccia, risolvendo ad ogni punto della traiettoria il seguente bilancio termico:

$$m c_{p,w} \dot{T}_p = h (T - T_p) S_w \quad (12.6)$$

Nella (12.6) le grandezze sono così definite:

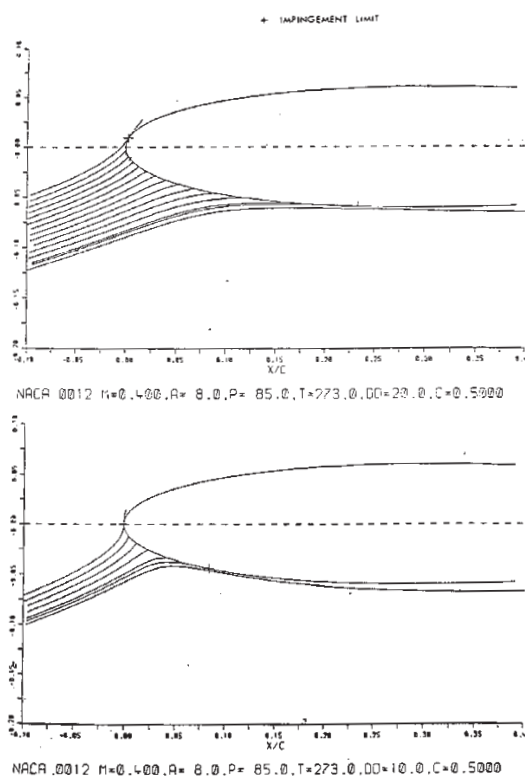


Figura 12.6: Traiettorie d'acqua intorno al profilo NACA 0012

- $m$  = massa della gocciolina;
- $c_{p,w}$  = calore specifico dell'acqua;
- $T$  = temperatura locale dell'aria;
- $S_w$  = superficie bagnata della gocciolina;
- $T_p$  = temperatura della particella;
- $h$  = coefficiente di scambio termico della gocciolina.

Il coefficiente  $h$  è esprimibile con relazioni empiriche, in funzione del numero di Reynolds  $Re$  basato sulla velocità relativa della gocciolina e definito in precedenza. In particolare,

$$\begin{aligned} h &= 0.0483/d && \text{per } Re < 1 \\ h &= 1003.2(2.2/Re + 0.48/\sqrt{Re})\rho_a V_r && \text{per } 1 < Re < 25 \\ h &= 0.008935 Re^{0.6}/d && \text{per } Re > 25 \end{aligned}$$

La risoluzione dell'ultima equazione consente di ottenere la  $T_p$  all'impatto che viene quindi utilizzata nel bilancio termico descritto nel successivo paragrafo.

Senza dilungarsi ulteriormente su tutte le problematiche connesse alla integrazione delle equazioni delle traiettorie, ci si limita a segnalare la importanza del parametro inerziale  $K$  che, essendo funzione del rapporto  $d^2/c$ , fornisce, come si evidenzierà in seguito, una significativa relazione fra le dimensioni delle goccioline e quelle rappresentative del corpo al fine di valutare la capacità di cattura d'acqua da parte di quest'ultimo.

La cattura d'acqua viene determinata sulla base dell'area, sul corpo, in cui avviene l'impatto delle *droplets* e che è delimitata dalle traiettorie limiti di tangenza al corpo. Con riferimento alla Fig. 12.7, si definiscono sia una efficienza di cattura totale  $E$  che l'efficienza di cattura locale  $\beta$  data da

$$\beta = \frac{dy_0}{ds} = \frac{\Delta y_0}{\Delta s} \quad (12.7)$$

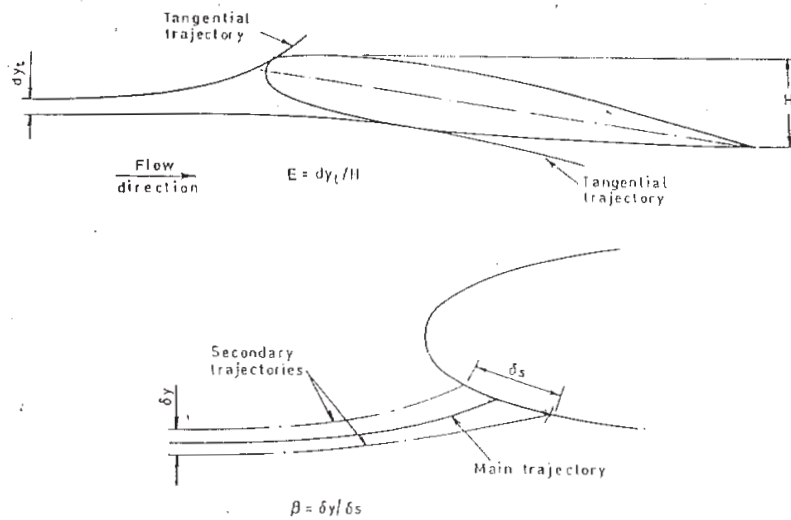


Figura 12.7: L'efficienza di cattura

Considerando che il flusso d'acqua sia costante all'interno di un tubo definito da due traiettorie (quattro in 3-D), in riferimento all' $i$ -esimo elemento di superficie, si ottiene la relazione

$$LCW_{\infty} V_{\infty} \Delta y_0 = LWC(i) V_m(i) \Delta s(i) \quad (12.8)$$

Pertanto la portata d'acqua di *impingement* locale (per unità di superficie) viene espressa come

$$\dot{m}(i) = \beta(i) LWC_{\infty} V_{\infty} \quad (12.9)$$

In Fig. 12.8 sono presentati i diversi modi di definizione dell'efficienza di cattura locale in 2- e 3-D.

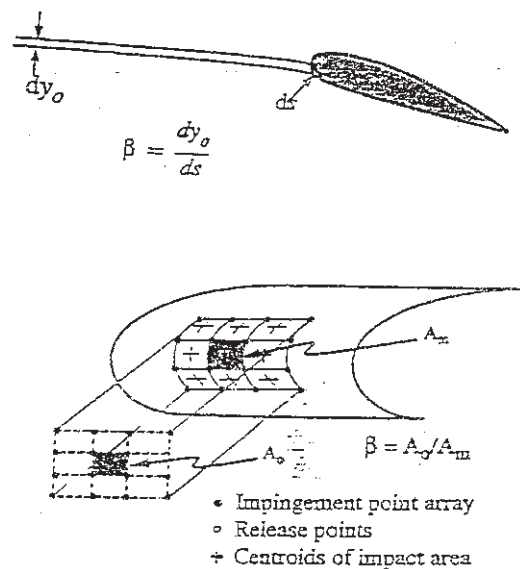


Figura 12.8: Definizione dell'efficienza di cattura in 2- e 3-D

In 2-D è si usa calcolare l'efficienza di cattura locale come derivata della curva  $y_0 = y_0(s)$ , determinata con apposito processo di *spline-fitting* a partire da pochi valori locali calcolati con un numero ridotto di traiettorie di *impingement* (Figg. 12.9 e 12.10). In 3-D l'efficienza di cattura locale deve necessariamente essere calcolata come rapporto fra l'area delimitata da quattro traiettorie



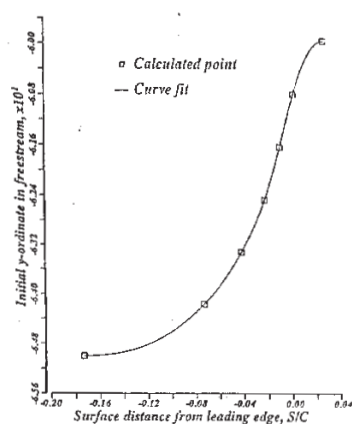


Figura 12.9: Esempio di curva che lega il punto iniziale ed il punto di impatto della traiettoria di una goccia

all'infinito a monte e quella intercettata dalle stesse sulla superficie del corpo. È stato evidenziato da più parti che per area all'infinito a monte deve intendersi, a rigore, quella della sezione normale alle traiettorie, che sarà quindi inclinata degli angoli di attacco e di derapata rispetto al sistema di riferimento assi corpo che si è adottato.

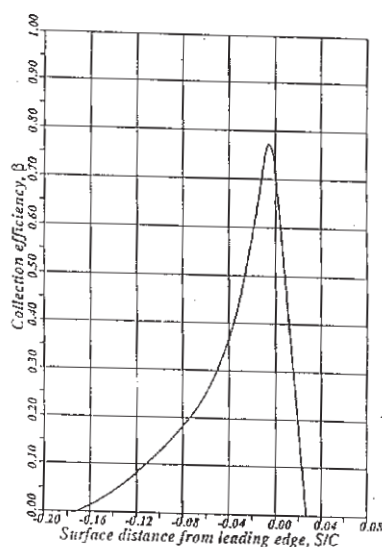


Figura 12.10: Esempio di efficienza di cattura ricavata dalla pendenza della curva di Fig. 12.9

### 12.3.3 Bilancio termico

La finalità di tutti i modelli di accrescimento ghiaccio referenziati in letteratura è quella di determinare il rateo di accrescimento in ogni punto della superficie in base al bilancio di massa e di scambio termico per primo formulato da (48). Va peraltro sottolineato che le suddette equazioni di bilancio sono riportate in modo abbastanza diverso dai vari autori, a seconda delle ipotesi esemplificative assunte e dello stato dell'arte.

La superficie del corpo viene discretizzata in elementi sui quali si considera un volume di controllo in cui tutte le grandezze termodinamiche si assumono costanti. Relativamente al bilancio di scambio termico, si assumono, inoltre, che le trasformazioni fisiche siano istantanee e che siano

trascurabili i flussi di calore per radiazione (in generale) e quelli conduttivi fra le masse di ghiaccio e/o acqua. Tali assunzioni sono da ritenersi senz'altro valide per piccoli intervalli di tempo.

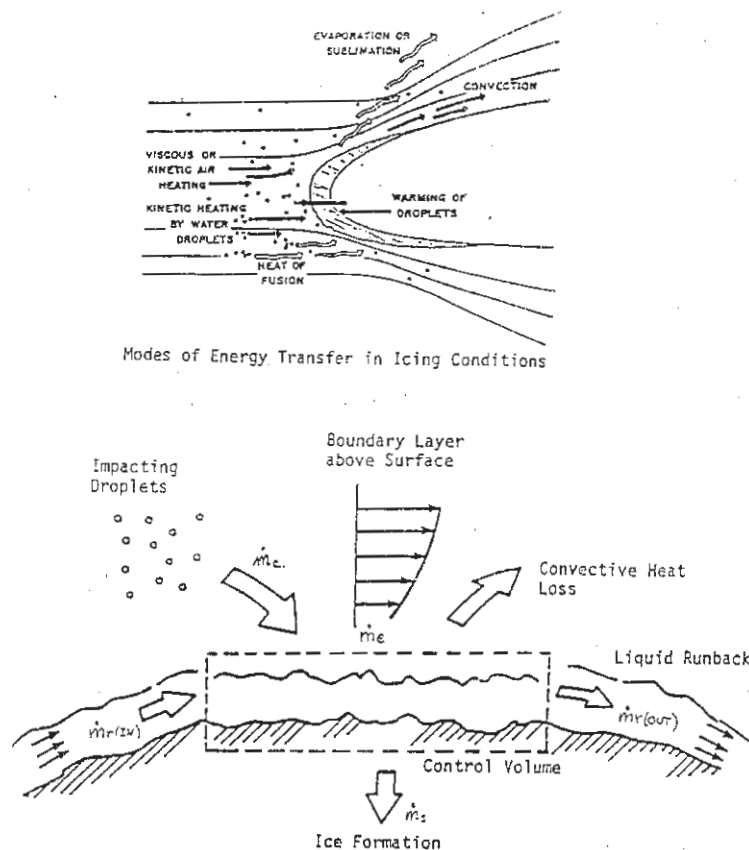


Figura 12.11: Bilanci di materia ed energia in un volume di controllo che attraversa il ghiaccio

Con riferimento alla Fig. 12.11, in cui si illustra un volume di controllo su una porzione di superficie 2-D, le equazioni di bilancio di massa e di energia relative a tale volume di controllo permettono la determinazione di due incognite, la cui identità dipende dalle condizioni che si verificano sulla superficie: se su di essa tutta l'acqua che arriva ghiaccia, la superficie viene assunta *dry*, se su di essa permane acqua allo stato liquido, la stessa si dice *wet*. In tale ultimo caso, se c'è formazione di ghiaccio, la temperatura sulla superficie deve essere  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$  e le incognite saranno la quantità di acqua che ghiaccia e quella che scorrerà nel volume di controllo *downstream* a  $T = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$  (*run back flux*), altrimenti occorrerà determinare la temperatura di equilibrio che sarà associata anche all'acqua di *run back* in uscita. Per le condizioni di *rime ice* (superficie asciutta), l'unica incognita è la temperatura di equilibrio ( $<0\text{ }^{\circ}\text{C}$ ), in quanto la quantità di acqua che ghiaccia è pari a tutta l'acqua che entra nel volume di controllo.

In analogia con la *freezing fraction*  $n$  introdotta nei paragrafi precedenti, si introduce per comodità il parametro  $f$  come *non-freezing fraction*, che indica l'aliquota di acqua che non solidifica su tutta l'acqua che entra nel volume di controllo. Nelle suddette ipotesi di quasi-stazionarietà le due equazioni di bilancio possono esprimersi come

$$\dot{m}_i = \dot{m}_c + \dot{m}_r(in) - \dot{m}_r(out) - \dot{m}_e \quad (12.10)$$

$$\dot{Q}_1 + \dot{Q}_2 + \dot{Q}_3 + \dot{Q}_4 + \dot{Q}_5 = 0 \quad (12.11)$$

Il significato dei singoli contributi nella (12.10) è descritto di seguito, dove con il termine "portata" si deve intendere il flusso di massa per unità di superficie nell'unità di tempo.

- $\dot{m}_c$  = portata d'acqua di cattura diretta (*impingement*) =  $\beta V_\infty LWC_\infty$ ;  
 $\dot{m}_e$  = portata d'acqua che evapora/sublima per variazione della pressione di vapore saturo, con  
 $\dot{m}_e = 0.622 (h/c_p Le^{2/3})(P_2 - P_1)/P_m$ , dove  
 $h$  = coefficiente di scambio termico convettivo;  
 $c_p$  = calore specifico dell'aria;  
 $Le$  = Numero di Lewis (assunto normalmente = 0.875);  
 $P_1, P_2$  = pressione di vapore saturo dell'acqua alle temperature  $T_\infty$   
e di impatto sulla superficie, fornite dalla relazione empirica

$$P = 3.7141 + 1.8833 x + 0.3749 x^2 + 0.0255 x^3$$

con  $x = 0.16 T + 0.4$  ( $T$  in  $^{\circ}C$ )

$$P_m = \text{pressione media dell'aria fra le condizioni asintotiche e quelle che si realizzano sulla superficie;}$$

- $\dot{m}_r$  = portata d'acqua di *run back* in ingresso e uscita dal volume di controllo;  
 $\dot{m}_i$  = portata d'acqua che solidifica =  $(1 - f)(\dot{m}_r(in) + \dot{m}_c - \dot{m}_e)$ .

In modo analogo, i flussi di energia nella (12.11), sono esprimibili come:

- $\dot{Q}_1$  = calore scambiato per convezione =  $\dot{Q}_c + \dot{Q}_a$ , con  
 $\dot{Q}_c = h(T - T_e)$  = calore scambiato per variazione della temperatura dell'aria da  $T$  alla temperatura di equilibrio  $T_e$ ;  
 $\dot{Q}_a = h(V_\infty^2/2c_p)$  = calore prodotto per riscaldamento aerodinamico del flusso d'aria sulla superficie  $A$  di base del volume di controllo;
- $\dot{Q}_2 = \dot{m}_e(f L_v + (1 - f) L_s)$  = calore scambiato per evaporazione/sublimazione dell'acqua con  $L_v, L_s$  calori latenti di vaporizzazione e sublimazione;
- $\dot{Q}_3$  = energia connessa alla portata d'acqua di cattura, pari a  $\dot{Q}_d + \dot{Q}_i + \dot{Q}_f + \dot{Q}_e$ , con  
 $\dot{Q}_d = \dot{m}_c c_{p,w} T_p$ ;  
 $c_{p,w}$  = calore specifico dell'acqua;  
 $T_p$  = temperatura delle goccioline (*droplets*) all' impatto sulla superficie, calcolata come espresso nel precedente paragrafo oppure assunta pari alla  $T$  aria locale;  
 $\dot{Q}_i = \dot{m}_c V_m^2/2$ , con  $V_m$  velocità delle goccioline all' impatto;  
 $\dot{Q}_f = \dot{m}_c (1 - f) L_f$ , con  $L_f$  calore latente di fusione dell'acqua;  
 $\dot{Q}_e = -\dot{m}_c (T_e (f c_{p,w} + (1 - f) c_{p,i}))$ , con  $c_{p,i}$  calore specifico del ghiaccio;
- $\dot{Q}_4$  = energia connessa alla portata d'acqua di *run back* proveniente dal volume di controllo upstream, esprimibile come  $\dot{Q}_3$ , sostituendo a  $\dot{m}_c, \dot{m}_r(in)$  e a  $T_p, T_e(in)$  pari alla  $T_e$  di equilibrio del volume di controllo da cui l'acqua di *run back* proviene;
- $\dot{Q}_5$  = energia eventualmente immessa nel volume di controllo, ad esempio, per simulare l'azione di un sistema antighiaccio.

Per la determinazione del termine  $\dot{Q}_1$  è necessario valutare il coefficiente di scambio termico convettivo  $h$ , che è il parametro che più influenza il calcolo dell'accrescimento ghiaccio. Come ordine di grandezza, invece, i termini  $\dot{Q}_c$  e  $\dot{Q}_f$  sono quelli predominanti per i casi di bassa velocità, mentre  $\dot{Q}_a$  e  $\dot{Q}_i$  diventano significativi per velocità elevate. Il valore di  $h$  dipende dalle caratteristiche locali dello strato limite e dalla rugosità superficiale.

Esistono vari metodi in letteratura per la valutazione di  $h$ . Alcuni, (46), assumono semplicemente per esso le espressioni

$$h(s) = \frac{1}{2} K_L \sqrt{\left(\frac{dU_e}{ds}\right)_{ris/\nu}} \quad (12.12)$$

(*ris = ristagno*) per la zona di ristagno e come limite inferiore per l'espressione:

$$h(s) = C \cdot 0.0296 K_L Pr^{1/3} Re_s^{4/5}/s \quad (12.13)$$

valida per flusso turbolento. Nelle (12.12) e (12.13),  $s$  è l'ascissa curvilinea dal punto di ristagno,  $U_e$  la velocità all'esterno dello strato limite,  $Pr$  il numero di Prandtl per il flusso turbolento,  $K_L$  la conducibilità termica dell'aria,  $\nu$  è la viscosità cinematica,  $Re_s$  il numero di Reynolds basato su  $s$  e  $C$  un fattore determinato dalla correlazione teorico/sperimentale (valore suggerito in (46):  $C = 2$ ) per tener conto della rugosità superficiale.

Secondo un approccio più specifico, si assume il criterio empirico di Horton e von Doenhoff di

$$\frac{U(s) K_s}{\nu} = 600 \quad (12.14)$$

per la transizione da flusso laminare a turbolento. Nel tratto laminare si assume che la rugosità ( $K_s$  è l'altezza max, adimensionalizzata rispetto alla corda  $c$  o la "rugosità equivalente") non influenzi  $h$ , ossia che valga l'ipotesi di superficie liscia. Smith e Spalding, con l'ulteriore assunzione di flusso incomprimibile, forniscono l'espressione di  $h(s)$  come

$$h(s) = 0.296 K_L \left[ \nu U_e^{-2.88} \int_0^s U_e^{1.88} ds \right]^{-1/2} \quad (12.15)$$

essendo  $K_L$  la conducibilità termica dell'aria. Per il tratto turbolento si valuta lo spessore di quantità di moto  $\theta$  in funzione di  $s$ , per esempio con il metodo di Thwaites, e, quindi, dopo la determinazione del coefficiente di attrito  $C_f$

$$\frac{1}{2} C_f = \frac{0.168}{[\ln(864\theta/Ks)]^2} \quad (12.16)$$

dalla definizione del numero di Stanton  $St$ , si ricava il valore di  $h$ :

$$St = \frac{h(s)}{\rho_a c_p U_e} = \frac{1}{2} C_f \left[ Pr + \sqrt{C_f/2/St_k} \right] \quad (12.17)$$

con  $St_k = 0.52 \cdot (u_t K_s/\nu)^{-0.45} Pr^{0.8}$  ed  $u_t = \sqrt{0.0125 U_e^2 (\theta U_e/\nu)^{-0.25}}$ .

I valori di  $h$  valutati con tale secondo approccio risultano in buon accordo con quelli ottenuti dalla misurazione sperimentale su cilindri con superficie rugosa. Le equazioni (12.10) e (12.11) sono comunemente risolte attraverso uno schema implicito, iterativo, a partire dal volume di controllo nel punto di ristagno e procedendo *downstream* sulle linee di corrente che da esso si dipartono. In ciascun elemento occorre soddisfare entrambe le equazioni con valori consistenti di  $T_e$  ed  $f$  (o della sua complementare  $n = 1 - f$ ). I valori iniziali di  $T_e$  ed  $f$  assunti nel primo volume di controllo vanno quindi aggiornati sino a rientrare nella tolleranza assunta per la convergenza.

In 3-D, comunemente, il bilancio termico viene risolto con l'approssimazione 2-D, ossia su sezioni di superfici in cui si fa l'ipotesi di flusso 2-D: al più ci si spinge ad individuare le strisce di superficie delimitate da linee di corrente, su cui applicare il modello 2-D. Ciò al fine di evitare le complicazioni connesse al dover tener conto degli effetti del cross-flow. Tale approccio, del resto, risulta sufficientemente valido per quasi tutti i casi di interesse pratico (ali, impennaggi, lip di prese d'aria).

### 12.3.4 Calcolo dell'accrescimento ghiaccio e modifica della geometria

In 2-D la formazione di ghiaccio viene simulata con l'aggiunta di uno spessore a ciascuna base del volume di controllo. Tale spessore si determina noto che sia il valore di  $\dot{m}_i$  calcolato con il bilancio

termico relativo all'intervallo  $dt$ . Se  $\rho_{ice}$  è la densità del ghiaccio -ricavabile, ad esempio, da formule empiriche che tengono conto delle modalità di formazione (diametro delle goccioline, temperatura e velocità di impatto, etc.) come espresse da Macklin in (47)- e  $ds$  è l'area dell'elemento (pannello) di base, tale spessore (considerato costante su tutto il pannello) è dato da

$$d_{ice} = \frac{\dot{m}_i dt}{\rho_{ice}} \quad (12.18)$$

Oggetto di verifica da parte di più studiosi è stata la definizione della direzione di accrescimento, che, comunemente, si fa coincidere con la normale alla superficie dell'elemento. Anche in questo caso, il confronto fra le formazioni di ghiaccio sperimentali e quelle ottenute considerando come direzione di accrescimento la normale alla superficie o la tangente alle traiettorie di impatto principale o direzioni intermedie, non ha fornito una risposta definitiva: in generale, l'accrescimento nella direzione normale alla superficie risulta usualmente conservativo (si predicono cioè formazioni di ghiaccio un po' più grandi di quelle effettive). Dette  $n_x$ ,  $n_z$  le componenti della direzione di accrescimento prescelta, le nuove coordinate della geometria saranno date da:

$$x_{ice} = x + d_{ice} n_x, \quad z_{ice} = z + d_{ice} n_z \quad (12.19)$$

In 3-D l'inspessimento superficiale per l'accrescimento ghiaccio viene pertanto messo in conto con una ridefinizione della griglia superficiale che dipende dall'approccio "quasi 2-D" adottato. Se si è scelto, ad esempio, di effettuare il bilancio termico sulle strisce di superficie delimitate da due linee di corrente, in genere si ridefinisce la pannellazione in modo che le linee di corrente diventino anche linee di griglia. Associando quindi l'inspessimento al centroide di ciascun pannello, si procede ad una nuova ridefinizione della pannellazione costruendo una preventiva superficie interpolante.

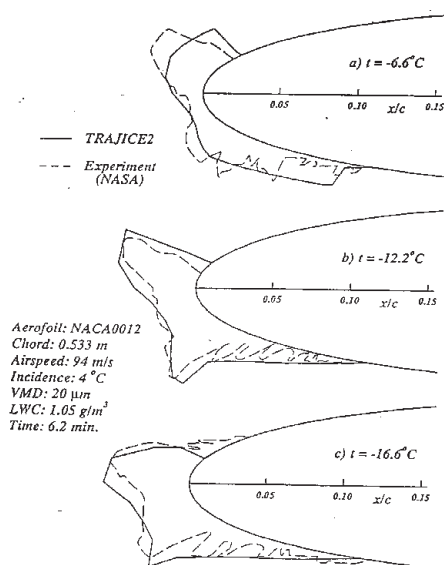


Figura 12.12: Confronto tra forme di ghiaccio calcolate e misurate (NASA Lewis)

In Fig. 12.12 si riportano alcuni esempi di previsione teorica di accrescimento ghiaccio, confrontato con forme di ghiaccio ottenute sperimentalmente. In particolare, ci si riferisce ai risultati ottenuti con il programma TRAJICE2 della DRA (Defence Research Agency, UK); altri codici di calcolo simili referenziati in letteratura sono, in primo luogo, il LEWICE della NASA Lewis di Cleveland (USA), che è forse il più importante sia per essere stato storicamente il primo che per essere attualmente forse il più sofisticato, e quello della francese ONERA (ONERA2). Tali codici sono riconosciuti dagli stessi enti certificanti FAA e JAA come idonei al calcolo teorico delle formazioni di ghiaccio sui profili.

## 12.4 Considerazioni generali sul degrado delle prestazioni del velivolo per l'accrescimento ghiaccio

L'accrescimento ghiaccio e, più in generale, l'operare in condizioni ambientali che possono innescare il fenomeno dell'accrescimento, producono un degrado delle caratteristiche aerodinamiche di tutte le superfici del velivolo (particolarmente quelle portanti) sia perché, come detto nel primo paragrafo, si ha una alterazione macroscopica della forma geometrica originale causata dalla formazione di ghiaccio, e sia perché, quand'anche la suddetta variazione geometrica è piccola, si produce una alterazione dello stato di lisciatura superficiale con la generazione di rugosità. Quest'ultima, in particolare, si genera anche sulla parte di superficie non alterata dalla formazione di ghiaccio.

In generale, con riferimento alle superfici portanti, il suddetto degrado delle caratteristiche aerodinamiche è essenzialmente costituito da un marcato aumento del coefficiente di resistenza e una diminuzione del  $C_{Lmax}$  e dell'angolo di stallo. Un'idea dell'entità di tali variazioni prodotte dalla sola rugosità superficiale si può ricavare dai dati sperimentali sui profili NACA, (6), considerando che la rugosità simulata sui modelli (corda di 24 in) con carborundum di altezza media di 0.011 in era sparsa per l'8%c intorno al solo bordo d'attacco. Il profilo NACA 0012 a  $Re_c = 6 \cdot 10^6$  presenta, ad esempio, una diminuzione del  $C_{Lmax}$  da 1.6 a 1.03, una diminuzione dell'angolo di stallo da 16 a poco più di 12 gradi, un incremento del  $C_{do}$  da 0.006 a 0.010.

Nelle Figg. 12.13 e 12.14 si riportano le variazioni delle caratteristiche aerodinamiche di un profilo adottato per l'aviazione commerciale (B737), in corrispondenza di accrescimento ghiaccio di tipo *rime* e *glaze* rispettivamente, allo stesso angolo di incidenza ( $5^\circ$ ). I dati sono quelli ottenuti dalla sperimentazione nell'*Icing Research Tunnel* della NASA Lewis (Cleveland, Ohio). In Fig.

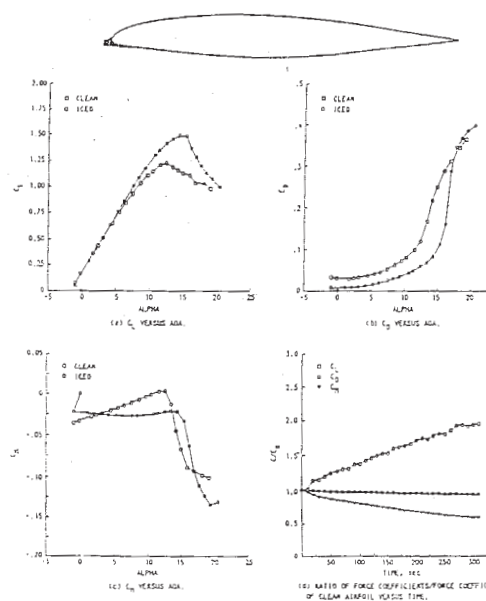


Figura 12.13: Degrado delle prestazioni di un profilo in presenza di *Rime Ice*

12.15 si riportano le analoghe variazioni per lo stesso profilo con ipersostentazione (*full-slat e flap* deflesso di  $15^\circ$ ), con ghiaccio di tipo *glaze* generato sempre a  $5^\circ$  di incidenza. Si nota come la perdita di  $C_{L,max}$  causata dal ghiaccio di tipo *glaze* ( $-40\%$ ) sia praticamente il doppio di quella realizzata con il ghiaccio di tipo *rime*, così come la riduzione dell'angolo di stallo ( $-5^\circ$  ca. con ghiaccio *glaze*,  $-3^\circ$  ca. con ghiaccio *rime*). Gli incrementi di resistenza, invece, sono decisamente più elevati: anche fino a 5 volte, rispetto al caso di profilo non contaminato, per incidenze prossime allo stallo. Da notare pure la variazione dei valori del coefficiente di momento (sempre più cabranti) e della pendenza delle curve in funzione dell'incidenza, che indicano significativi cambiamenti in termini di stabilità.

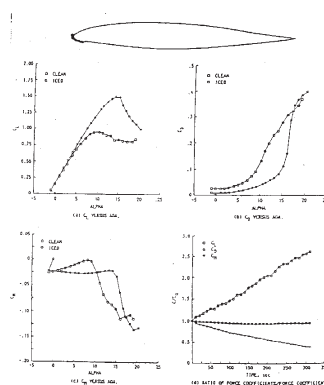


Figura 12.14: Degrado delle prestazioni di un profilo in presenza di *Glaze Ice*

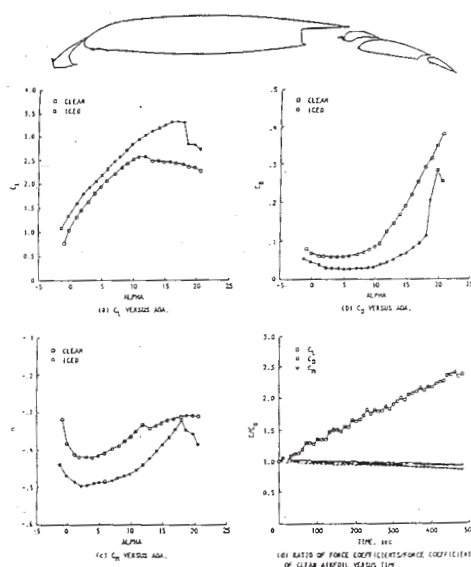


Figura 12.15: Degrado delle prestazioni di un profilo ipersostentato in presenza di *Glaze Ice*

In termini di prestazioni, ci si limita ad evidenziare che riduzioni di  $C_{L,max}$  per un'ala si traducono in considerevoli incrementi della velocità di stallo, con ovvie ripercussioni, ad esempio, circa la possibilità di effettuare il decollo. Analogamente, le variazioni delle suddette caratteristiche aerodinamiche per accrescimento ghiaccio, applicate ai profili delle eliche, si traducono in drastiche perdite di efficienza, anche in condizioni di moderato accrescimento. La Saab, per il suo turboelica S-340, ha sperimentato perdite di efficienza superiori al 20% per un non adeguato dimensionamento/funzionamento del sistema di *de-icing* elettrico sulle pale delle eliche, che hanno impedito al velivolo la salita oltre la quota di 12000 *ft*.

Come già accennato nel paragrafo di introduzione, per le prese d'aria motore l'accrescimento del ghiaccio sul lip può causare sia l'incremento della distorsione del flusso al compressore con, relativa perdita di potenza, che l'ingestione da parte del motore di pezzi di ghiaccio con possibile danneggiamento delle stesse palette del compressore. Per cautelarsi da quest'ultima eventualità spesso si realizza, specie per i motori turboelica, all'interno della presa d'aria, un apposito condotto di scarico (separatore inerziale) per la fuoruscita dei corpi estranei casualmente ingeriti. Si evidenzia che anche all'interno delle prese d'aria, soprattutto se queste sono costituite da condotti di forma complessa, si può formare ghiaccio pur con temperature esterne di  $+3/+5$  gradi: l'accelerazione interna del flusso, infatti, può provocare abbassamenti della temperatura anche di 8-10 gradi.

È utile, al fine di ben valutare il problema del degrado delle caratteristiche aerodinamiche e

delle prestazioni prodotto dalle formazioni di ghiaccio superficiali, effettuare alcune considerazioni sulle dimensioni e la tipologia dei velivoli per evidenziare il diverso peso che il suddetto problema ha per gli stessi.

In generale, l'efficienza di cattura di un profilo, come illustrato nel precedente paragrafo, è funzione del parametro inerziale  $K$ . In particolare, l'efficienza di cattura cresce all'aumentare di  $K$ : il rateo di accrescimento ghiaccio, a sua volta, è maggiore per valori dell'efficienza di cattura più elevati. In Fig. 12.16 si riportano le diverse formazioni di ghiaccio ottenute, a parità di condizioni

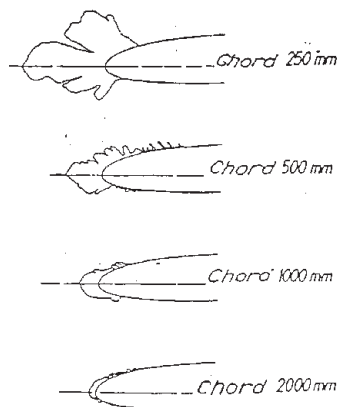


Figura 12.16: Forme di ghiaccio sul profilo NACA 2412 al variare della corda

ambientali e di tempo di accrescimento, sul profilo NACA 2412 con diverse lunghezze di corda. In Fig. 12.17 si riporta la variazione dell'efficienza di cattura locale per il NACA 0012 al variare

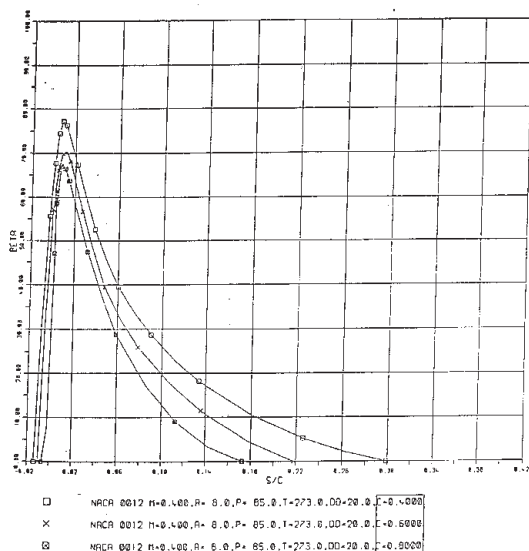


Figura 12.17: Efficienza di cattura sul profilo NACA 2412 al variare della corda

delle dimensioni della corda. Le conclusioni che si traggono sono eloquenti: la cattura d'acqua e l'accrescimento ghiaccio sono tanto maggiori quanto più piccole sono le dimensioni del profilo. Ciò da solo consente di spiegare perché il ghiaccio non rappresenta un problema per i grandi velivoli da trasporto, che, peraltro, hanno quote operative e velocità di crociera così elevate da impedire che lo stesso fenomeno della formazione ghiaccio possa aver luogo.

Le suddette considerazioni spiegano perché le ali di un C-5A sono del tutto prive di sistemi di protezione dal ghiaccio. Analogamente i B-747/757/767, gli MD11/12, gli A-300/340, hanno



l'antighiaccio solo sul bordo d'attacco dello *slat* dell'*outboard wing*: l'*inboard wing* ha profili di corde così grandi da non necessitare di alcuna protezione. Stesso discorso vale per i piani di coda: solo l'MD11, per il quale si è preferito, in fase di progettazione, privilegiare le prestazioni (resistenza, efficacia), è dotato di un sistema *anti-icing* sul piano orizzontale, essendo stata ridotta del 30% la superficie in pianta rispetto a quella del suo predecessore, il DC-10, che, viceversa, non installava nessun sistema anti-ghiaccio.

Statisticamente è stato rilevato che l'accrescimento ghiaccio a livelli di pericolosità ha luogo, per il 60% dei casi, a quote inferiori ai 3000 m (10000 ft); la probabilità scende al 7% per quote intorno agli 8000 m (26000 ft). Le temperature più frequenti alle quali il fenomeno si manifesta in modo evidente sono comprese nell'intervallo  $0^{\circ}\text{C}$ ,  $-15^{\circ}\text{C}$ .

La velocità di volo ha due opposte influenze sul fenomeno dell'accrescimento: al suo aumentare, infatti, incrementano sia la convezione che la portata di acqua di *impingement*, fattori entrambi favorevoli alla formazione del ghiaccio, che il riscaldamento delle superfici prodotto dall'energia cinetica del flusso di aria all'impatto, fenomeno quest'ultimo che contrasta l'accrescimento.

Per ogni velivolo esiste quindi una velocità (Mach) minima alla quale il riscaldamento cinetico delle superfici prevale sui fattori favorevoli alla formazione del ghiaccio, che quindi non ha luogo. Ciò giustifica, ad esempio, perché le procedure di uscita dalle condizioni di ghiaccio prescrivono sempre di aumentare la velocità di volo: l'incremento della velocità oltre il suddetto

livello di equilibrio, favorisce, del resto, l'azione meccanica di "pulizia" delle superfici contaminate, andando a contrastare le forze di adesione superficiale del ghiaccio e di coesione degli accrescimenti stessi che, come illustrato, sono spesso di tipo non omogeneo, contenendo sia aria che acqua liquida. L'aumento di velocità, infine, consente di ottenere la portanza utile ad incidenze più basse e ciò costituisce una garanzia sulla riduzione del  $C_{Lmax}$  e dell'angolo di stallo provocata dal ghiaccio.

Le precedenti considerazioni permettono di concludere che il problema dell'accrescimento ghiaccio riguarda prevalentemente i velivoli "piccoli e lenti", che hanno, peraltro, quote operative proprio nell'intervallo più favorevole all'accrescimento ghiaccio, potenze installate ridotte per l'alimentazione di sistemi antighiaccio e sistemi propulsivi (turboeliche, rotor di elicotteri) più sensibili al fenomeno della formazione del ghiaccio. Per i velivoli di grandi dimensioni il ghiaccio costituisce un problema essenzialmente per i motori. Per i velivoli militari (caccia), che pure sono piccoli, l'esuberanza di potenza installata, le elevate velocità (e quote) operative e l'aerodinamica delle superfici portanti (con bordi d'attacco aguzzi ed a freccia), rappresentano adeguate garanzie nei confronti del problema ghiaccio.

## 12.5 Cenni sui regolamenti di certificazione in ghiaccio

I requisiti di base per la certificazione in ghiaccio sono contenuti nel capitolo 25.1419 delle FAR/JAR. L'appendice C degli stessi regolamenti definisce le condizioni meteorologiche più gravose per la verifica della rispondenza ai requisiti di sicurezza richiesti e le note ACJ 25.1419 e JAR AMJ (Advisory Material Joint) 25.1495, del 1992 (queste ultime in via di accettazione da parte delle varie autorità di certificazione nazionale), contengono una abbastanza dettagliata e concreta guida delle modalità con le quali è possibile effettuare la suddetta verifica.

Ci si limita, nel seguito, a citare alcune fra le norme basilari contenute nei suddetti regolamenti.

- Condizioni meteorologiche: occorre verificare i casi più gravosi fra quelli di seguito descritti.
  1. Maximum Continuous Icing, ossia volo continuo in condizioni di ghiaccio (attraversamento di una nuvola di data temperatura, LWC e con *droplets* di 20 *microns*), per la durata di 30 minuti;
  2. Maximum Intermittent Icing, ossia volo attraverso 3 nuvole di 5 Km di estensione orizzontale, intervallato da volo in aria secca per la stessa estensione, con le nuvole aventi la stessa temperatura e *droplet size* del caso 1;
  3. L'intero spettro delle dimensioni delle *droplets* reperibili in natura (è accettato quello di Langmuir), per la determinazione dell'efficienza di cattura, e le dimensioni di max 50 *microns*, per la definizione dei limiti di *impingement*.

- Prove di volo in ghiaccio naturale: vanno in ogni caso eseguite per validare gli studi che hanno consentito di generare le forme di ghiaccio più gravose provate in volo con forme simulate artificiali.
- Prove di volo in ghiaccio simulato: occorre considerare anche il caso di avaria dei sistemi di protezione dal ghiaccio, provando le superfici più importanti con forme artificiali alte 3 in, e ciò indipendentemente dalle dimensioni del velivolo.

In generale, le modalità per ottenere la certificazione in ghiaccio di un velivolo vengono definite congiuntamente fra il costruttore e l'ente certificante, mediante la stesura di un programma di attività che, proposto dal costruttore, è oggetto di negoziazione con l'ente certificante fino alla sua accettazione. In pratica, deve essere sempre stabilito un certo numero di prove di volo in condizioni di ghiaccio naturale e, quindi, una volta dimostrato che le previsioni ottenute con modelli teorici e/o prove di galleria sono consistenti con i risultati provenienti dalle suddette prove di volo, è possibile estendere la verifica delle altre condizioni stabilite nel programma di certificazione, utilizzando anche i risultati ottenuti con tali modelli teorici e con la sperimentazione in galleria. In particolare, si può procedere con prove di volo con forme di ghiaccio simulate e, per verifiche "locali", con prove di volo dietro a velivoli *tanker*.

## 12.6 Riferimenti

La bibliografia sul problema dell'accrescimento ghiaccio è vastissima.

I contenuti di questo capitolo fanno riferimento principalmente ai contenuti a (49), documento emesso a conclusione dei lavori del *Working Group 20*, costituito nell'ambito del Fluid Dynamic Panel (FDP) dell'AGARD. Tale WG20, proposto nel 1991 a Tolosa nel congresso AGARD su *Effects of Adverse Weather on Aerodynamics*, ha svolto le sue attività fra il 1994 ed il 1996.

In (50) sicuramente possono essere trovati tutti gli aspetti di base sui problemi del ghiaccio in volo.

Si ritiene poi opportuno segnalare i riferimenti (51), (52), (53), (54), (55), (56), che possono essere assunti come punti di partenza per un approfondimento del tema a partire dallo stato dell'arte attuale della ricerca e delle soluzioni in uso in campo industriale. In particolare, le pubblicazioni AGARD, essendo collezioni di più articoli, sono a loro volta una fonte inesauribile di riferimenti.

# Bibliografia

- [1] LOSITO, V., 1983, *Fondamenti di Aeronautica Generale*, Tipo-Litografia dell'Accademia Aeronautica - Pozzuoli
- [2] FLUENT, 2005 *FLUENT REFERENCE MANUAL*
- [3] SCHLICHTING H., 1968, *Boundary Layer Theory*, Mc Graw-Hill, New York, 1968
- [4] ANDERSON J.D., 1991, *Fundamentals of Aerodynamics*, II Ed., Mcgraw Hill, New York
- [5] CARLOMAGNO, G.M., 2001, *Fluidodinamica*, Liguori editore
- [6] ABBOT I.H. AND VON DOENHOFF, A.E., 1958, *Theory of Wing Sections*, Dover Publ., Inc., New York
- [7] SELIG, M.S., DONOVAN, J.F. AND FRASER, D.B., 1989, *Airfoils at Low Speeds*, Soartech, H. A. Stokely, Publ.
- [8] AA.VV., Un qualunque libro di Calcolo Numerico o di Analisi Numerica
- [9] MALIK, R., 1989, *Stability Theory for Laminar Flow Design*, Progress in Astronautic and Aeronautics, Vol. 123
- [10] FLORYAN, J., 1991, *On the Görtler Instability of Boundary Layers*, Prog. Aerospace Sci., Vol. 28, pp. 235-271
- [11] POLL, D.I.A., 1978, *Some Aspects of the Flow Near a Swept Attachment Line with Particular Reference to Boundary Layer Transition*, College of Aeronautics Report 7805, Cranfield
- [12] MICHEL, R., ARNAL, D., COUSTEIX, E., JUILLEN, J.C., 1984, *Experimental and Theoretical Studies of Boundary Layer Transition on a Swept Infinite Wing*, IUTAM Symp. on Laminar-Turbulent Transition, Novosibirsk, Ed. V.V. Kozlov, Springer Verlag
- [13] TOBAK, M., PEAKE, D.J., 1979, *Topology of Two-Dimensional and Three-Dimensional Separated Flow*, AIAA Paper 79-1480
- [14] LIGHTHILL, M.J., 1963, *Attachment and Separation in Three-Dimensional Flow in Laminar Boundary Layers*, Section III-2, 6, L. Rosenhead, Ed. Clarendon Press-Oxford
- [15] LEGENDRE, R., 1956, *Separation de L' Ecoulement Laminaire Tridimensionnel*, La Recherche Aeronautique, n. 54, pag. 3-8
- [16] MASKELL, E.C., 1955, *Flow Separation in Three-Dimensions*, RAE Aero. Rep. 2565
- [17] WANG, K.C., 1974, *Boundary Layer over a Blunt Body at High Incidence with an Open Type of Separation*, Proc. R. Soc. London, Sez. A, vol. 340, pp. 33-35
- [18] AA.VV., 1972, *Fluid Dynamics of Aircraft Stalling*, AGARD CP 102
- [19] MAYER, J.P., 1948, *A Limit Pressure Coefficient and an Estimation of Limit Force on Airfoils at Supersonic Speed*, NACA RM L8F23

- [20] SMITH, A.M.O., 1974, *Remarks on Fluid Mechanics of the Stall*, AGARD LS 74
- [21] ESDU (ENGINEERING SCIENCES DATA UNIT), 1990:
  - 84026 - *Aerofoil Maximum Lift Coefficient for Mach Number up to .4*
  - 85033 - *Increment in Aerofoil Maximum Lift Coefficient Due to the Deployment of Various High-Lift Devices*
  - 89034 - *The Maximum Lift Coefficient of Plain Wings at Subsonic Speed*
- [22] D. COIRO, C. DE NICOLA, V. LOSITO, 1988, *An Efficient Multi - Methods Computer Code for the Prediction of the Inviscid and Viscous Flow over Multi - Component Airfoil*, AIAA P. 88-3562
- [23] CEBECI T., 1992, *Calculation of Multielement Airfoils and Wing at High-Lift*, AGARD CP 515, Oct. 1992
- [24] CEBECI T., JAU J., D. VITIELLO D., 1992, *An Interactive Boundary-Layer Approach to Multielement Airfoils at High-Lift*, AIAA P. 92-0404, 1992
- [25] JACOB K., STEINBACH D., 1974, *A Method for Prediction of Lift for Multi-Element Airfoil Systems with Separation*, AGARD CP 143
- [26] VALAREZO W.O., CHIN V.D., 1994, *Method for the Prediction of Wing Maximum Lift*, J. Aircraft, Vol. 31, No 1
- [27] ZUMWALT G.W., NAIK S.N., 1977, *An Analytical Method for Highly Separated Flow Past Multi-Element Airfoils at Low Speed*, NASA CR 145249
- [28] ZUMWALT G.W., ELANGO VAN R., 1982, *Computation of Low Speed Flow Past Multi-Element Airfoils with Large Flow Separation*, ICAS 82-622
- [29] GROSS L.W., 1978, *The Prediction of Two-Dimensional Airfoil Stall Progression*, AIAA P. 78-155 (McDonnell Co.)
- [30] HENDERSON M.L., 1978, *A Solution to the 2-D Separated Wake Modeling Problem and Its Use to Predict  $C_{lmax}$  of Arbitrary Airfoil Sections*, AIAA P. 78-156 (The Boeing Co.)
- [31] BRISTOW D.R., 1976, *A New Singularity Method for Multi-Element Airfoil Analysis and Design*, AIAA P. 76-20
- [32] MASKEW B., DVORAK F.A., 1978, *The Prediction of  $C_{lmax}$  Using a Separated Flow Model*, J. American Helicopter, April, pp. 1-8
- [33] AMENDOLA A., DE NICOLA C., LOSITO V., VITIELLO D., 1984, *Un Metodo di Tipo Misto per Flussi Separati*, VII Congresso Naz. AIMETA, Trieste, Sez. IV, pagg. 25-37
- [34] HORTON H.P., 1969, *A Semi Empirical Theory for the Growth and Bursting of Laminar Separation Bubbles*, British ARC CP1073
- [35] FLOWER, 2008 *DLR FLOWER CODE USER MANUAL*
- [36] DE NICOLA, C, CIRINO, V., 2002 *E/BL Coupling to Predict Steady and Unsteady Transonic Flows Past an Airfoil with and without Shock Control*, Notes on Num. Fluid Mech. and Multidisciplinary Design, Vol. 80, Springer-Verlag
- [37] HINGST, TANJI, 1983, *Experimental Investigation of a Two-Dimensional Shock/Turbulent Boundary Layer Interaction with Bleed*, AIAA P. 83-0135
- [38] ABRAHAMSON, BROWER, 1988, *An Empirical Boundary Condition for Numerical Simulation of Porous Plate Bleed Flows*, AIAA Paper 88-0306

- 
- [39] DARGEL, G., 1992, *Existing Shock Control Law for FD-Procedures*, Comunicazione privata nell'ambito di EUROSHOCK I
- [40] ASHILL, P.R., FULKER, J.L., SHIRES, A., 1992, *A Novel Technique for Controlling Shock Strenght of Laminar-Flow Aerofoil Sections*, Proc. First European Forum on Laminar Flow Technology, March, Hamburg, Paper 92-01-022
- [41] HOERNER, S.F., 1975, *Fluid Dynamic Lift*, Horst, L. Hoerner, S.F. Edts.
- [42] TORENBEEK, E., 1980, *Synthesis of subsonic airplane design*, Delft University Press
- [Autori Vari] AA. VV., 2005 *EASA/FAA Part 25 Large Aeroplanes Airworthiness Requirements*, EASA Press
- [43] ZUCROW M. J., HOFFMAN J. D., 1976, *Gas Dynamics*, Volume 1, John Wiley & Sons.
- [44] LANGMUIR, I., BLODGETT, K.B., 1946, *A Mathematical Investigation of Water Droplet Trajectories*, Army Air Force TR 5418
- [45] GENT, R.W., 1984, *Calculation of Water Droplet Trajectories About an Aerofoil in Steady, Two-Dimensional, Compressible Flow*, Royal Aircraft Establishment (RAE) TR 84060
- [46] VOLKERS D.F., ET AL., 1984, *Flow and Ice Accretion Simulation Around Multiple Airfoils*, ICAS-94-2.8.4
- [47] MACKLIN, W.C., 1962, *The Density and Structure of Ice Formed by Accretion*, Q. J. Royal Meteorological Society, Vol. 88, No 375
- [48] MESSINGER, B.L., 1953, *"Equilibrium Temperature of the Unheated Icing Surface as a Function of Air Speed"*, Journal of Aeronautical Sciences, Vol. 20, pp. 29-42
- [49] AA. VV., 1997 *Ice Accretion Simulation*, AGARD AR-344
- [50] MINGIONE, G., BAROCCO, M., 2005 *Il volo in condizioni favorevoli alla formazione di ghiaccio*, IBN Editore
- [51] AA. VV., 1986 *Rotorcraft Icing - Status and Review*, AGARD AR-223
- [52] AA. VV., 1989 *Flight in Adverse Environmental Conditions*, AGARD CP-470
- [53] AA. VV., 1991 *Effects of Adverse Weather on Aerodynamics*, AGARD CP-496
- [54] AA. VV., 1991 *Low Temperature Environment Operations of Turboengines*, AGARD CP-480
- [55] AA. VV., 1992 *Ice Protection*, JAR/FAR 25.1419, incluse le Appendice C e le ACJ e le AMJ 25.1419 del 1992
- [56] MACARTHUR, C.D., 1993, *Numerical Simulation of Airfoil Ice Accretion*, AIAA P. 83-0112

