



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Ingegneria Industriale
Corso di Laurea in Ingegneria Aerospaziale

**Simulazione Fluidodinamica di Profili Alari in Moto di
Beccheggio Armonico dotati di Gurney Flap Mobili**
**CFD Simulation of Harmonic Pitching Airfoils equipped
with Movable Gurney Flaps**

Anno Accademico 2013-2014

Relatore: Prof. Ing. Ernesto Benini

Laureando: Federico Marchetto

Matricola: 1035941

Un sincero ringraziamento va al Prof. Benini, per tutto l'aiuto e il sostegno assicurati nel corso del lungo lavoro che ha portato al compimento di questa tesi.

Non di meno, la mia gratitudine va anche agli Ing. ed ex compagni di studio Nicola Simioni e Giovanni Venturelli, per l'ampia disponibilità che hanno dimostrato nei miei confronti in questi ultimi mesi e il prezioso supporto che mi hanno dato.

Un pensiero a tutti gli amici, vecchi e nuovi, con i quali ho condiviso questi anni a Padova: la banda di via Riccoboni con tutte le varie uscite e new entry, specialmente la "vecchia guardia" Otta, Bort, Matri e le vicine dell'interno 7! I tanti colleghi Aerospaziali tra cui Giovanni, buon compagno di studio nonché di bicchiere, Riccardo con il quale ho condiviso le più profonde filosofie, Dalila compagna di sventure accademiche fino alla fine. E i preziosi amici di una vita, Davide e Massimo.

Grazie di cuore a Jessica, che non mi ha mai fatto mancare la sua presenza e il suo insostituibile sostegno in questi anni insieme.

Alla mia famiglia, a mamma e papà che hanno reso possibile tutto questo, voglio dedicare il frutto del mio lavoro.

Indice

Abstract	7
1. Introduzione	9
1.1 Sommario	9
1.2 Il programma Clean Sky	10
1.3 Utilizzo del Gurney Flap	12
2. Modello Matematico e Aerodinamico	18
2.1 Cenni sulla CFD	18
2.2 Formulazione Matematica	22
2.3 Aerodinamica dei Profili Alari	29
3. Validazione Fluent di Profilo NACA0012 con Gurney Flap	37
3.1 Misure Sperimentali di Riferimento	37
3.2 Costruzione del Modello CFD	38
3.2.1 Caratteristiche della Mesh	38
3.2.2 Impostazioni del Solutore	41
3.3 Risultati	44
3.3.1 Curve dei Coefficienti Aerodinamici	44
3.3.2 Distribuzione delle Pressioni	54
3.3.3 Commenti	58
4. Simulazione di Profilo Transonico RAE2822 Oscillante	60
4.1 Validazione RAE2822 in condizioni stazionarie	60
4.1.1 Modello per Profilo Transonico	60
4.1.2 Risultati	62
4.2 Caratteristiche dello Stallo Dinamico	66
4.3 Modello CFD per Profilo Oscillante	71
4.4 Validazione Profilo NACA0012 Oscillante	75

4.5	Profilo RAE2822 in Moto di Oscillazione Armonica	83
5.	Profilo RAE2822 Oscillante dotato di Gurney Flap Attivo	95
5.1	Modellazione del Gurney Flap di Altezza Variabile	95
5.2	Analisi CFD sui Gurney Flap Attivi	97
5.2.1	Risultati delle Simulazioni	97
5.2.2	Confronti tra le Diverse Configurazioni	113
6.	Conclusioni	122
6.1	Discussione dei Risultati Ottenuti	122
6.2	Possibili Sviluppi	126
	Bibliografia	128
	Appendice A: Profilo NACA0012	131
	Appendice B: Profilo RAE2822	134
	Appendice C: Fluent User Defined Functions	137

Abstract

A two-dimensional numerical investigation was performed to determine the effect of an active Gurney flap on an oscillating supercritical RAE2822 airfoil in transonic flow. The commercial Navier-Stokes code Fluent was used to calculate the flow field around the airfoil using the $k-\omega$ Shear Stress Transport turbulence model. Dynamic simulations were based on a moving C-grid, whose harmonic pitching motion was managed by a compiled User Defined Function. Both effector's height and chordwise positioning were considered in this study. The heights of Gurney flaps ranged from 1% to 3% airfoil chord lengths, while position ranged from the trailing edge to 10% upstream from the trailing edge. In comparison with the Baseline airfoil, the effect of the deployable Gurney flap is to significantly enhance the maximum lift and pitching-moment coefficients, however an increment in the drag coefficient is also registered. The results of analysis indicate that Gurney flap provides best performance about the stall angle of attack.

Capitolo 1

Introduzione

1.1 Sommario

Il lavoro svolto in questa tesi è stato rivolto alla costruzione di un modello CFD per studiare gli effetti dell'applicazione di un Gurney flap attivo ad un profilo transonico sottoposto ad un moto di beccheggio. Il Gurney flap, di derivazione automobilistica, in ambito elicotteristico è inteso primariamente quale possibile dispositivo atto a migliorare le performance complessive del profilo alare e dunque dell'intera pala di rotore. Dopo un primo Capitolo nel quale si è inquadrato il problema a livello generale e si sono brevemente riportati i punti salienti di un'analisi bibliografica, nel Capitolo 2 è stato descritto il modello matematico e aerodinamico classico della teoria dei profili alari. Nel Capitolo 3 si sono presentati i risultati di una validazione della mesh e del solutore, condotta in regime subsonico su un profilo NACA0012, confrontando i risultati numerici con dei dati sperimentali a disposizione. Nel Capitolo 4 sono stati riportati i risultati di una successiva validazione sul profilo RAE2822 operante in regime transonico, si è introdotto il fenomeno dello stallo dinamico e si è testata la procedura necessaria a simulare il moto di beccheggio mediante una griglia di calcolo mobile. Il Capitolo 5 riporta i risultati finali ottenuti applicando il Gurney flap attivo al profilo transonico RAE2822 oscillante. L'ultimo Capitolo riassume le conclusioni generali dell'intero lavoro e propone alcuni possibili sviluppi per affrontare ulteriormente lo studio sul Gurney flap.

1.2 Il programma Clean Sky

Una delle linee guida principali sulle quali si basa l'attuale attività a livello di ricerca e di industria aerospaziale su scala globale, è quella inerente lo sviluppo di velivoli ad alta efficienza caratterizzati da bassi livelli di consumo e di emissioni ambientali. A parità se non superiorità di prestazioni, una maggiore sostenibilità ed economicità di esercizio si traduce infatti in migliore competitività.

Allo scopo di dare seguito a tale indirizzo, e al contempo di fornire un sostegno alle industrie aerospaziali europee con progetti di ricerca tecnologica, l'Unione Europea ha varato nel 2008 il programma Clean Sky JTI (Joint Technology Initiative), nella forma di una partnership tra la Commissione Europea e le maggiori industrie aerospaziali comunitarie [1]. Tale progetto, la cui scadenza è stata fissata al 2013, vedrà la sua naturale continuazione nel Clean Sky 2 [2-3]. Questa iniziativa funge da incubatore per la realizzazione di una serie di tecnologie prototipali a carattere dual-use (ossia suscettibili di applicazioni sia civili che militari). In particolare, queste vengono raggruppate nelle seguenti sei macro aree (Integrated Technology Demonstrators):

- **SMART Fixed Wing Aircraft (SFWA)**, per lo sviluppo di tecnologie inerenti le ali attive e nuove configurazioni generali per gli aeroplani.
- **Green Regional Aircraft (GRA)**, comprendente le soluzioni dedicate ai velivoli più leggeri da trasporto regionale, in particolare nell'ottica di una riduzione del rumore e alla gestione dell'energia di bordo.
- **Green Rotorcraft (GRC)**, per la messa a punto delle tecnologie applicabili in ambito elicotteristico, con particolare enfasi su pale di rotore innovative e di ridotta impronta sonora, aerodinamica della fusoliera, integrazione di propulsori diesel e sistemi elettronici avanzati.
- **Sustainable and Green Engines (SAGE)**, rivolto alla messa a punto di tecnologie e nuove configurazioni generali adatte alla riduzione del rumore, al contenimento dei pesi, ad una maggiore efficienza e ad una diminuzione delle emissioni NO_x.

- **Systems for Green Operations (SGO)**, focalizzato sulla realizzazione di equipaggiamenti e architetture per velivoli completamente elettrici, sul controllo termico e sulla gestione delle operazioni a terra e in volo.
- **Eco-Design (ECO)**, dove rientrano le attività riguardanti design e produzione ecocompatibili, con attenzione sull'intero life-cycle del prodotto, dalla realizzazione alla dismissione.

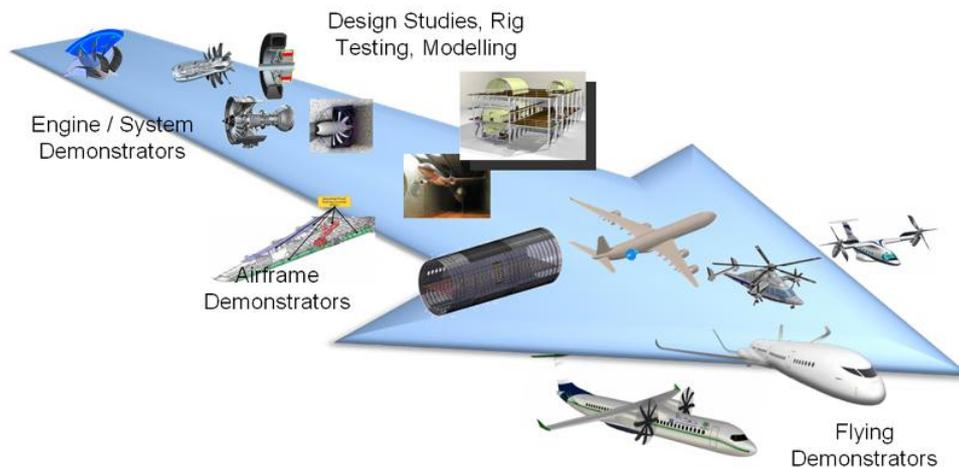


Figura 1.1: Dall'innovazione tecnologica alla dimostrazione full-scale
(www.cleansky.eu).

Entrando più nel dettaglio dell'area di ricerca sui Green Rotorcraft, si deve tenere in considerazione il fatto che il rotore principale rappresenta ampiamente la maggiore fonte di assorbimento energetico; ad esso va inoltre attribuita l'impronta sonora della macchina in volo. Il contenimento del rumore e l'aumento dell'efficienza del rotore rappresentano dunque la via maestra per ottenere una diminuzione del consumo di carburante, delle emissioni di NO_x e CO_2 e del livello della traccia acustica dell'elicottero. Gli obiettivi stabiliti in Clean Sky prevedono una riduzione dell'8% sulla potenza spesa in hovering, del 3% in crociera e una riduzione di -6dB del rumore, soprattutto in fase di approccio al suolo.

I metodi allo studio per perseguire questi obiettivi sono sostanzialmente tre, e si basano su una commistione di tecnologie sia attive che passive, in particolare:

- **Active Twist**, basato sull'utilizzo di attuatori piezoelettrici integrati atti a modificare la forma delle pale durante il volo, così da incrementarne l'efficienza e ridurre il rumore generato.
- **Active Gurney Flap**, basati sull'implementazione di piccole superfici di controllo dinamiche sulle pale, sfruttando i medesimi effetti che queste apportano qualora installate, in maniera fissa, su alcune parti non rotanti di elicotteri e aerei.
- **Passive Rotor Optimization**, basata sull'utilizzo di metodi di ottimizzazione multi-obiettivo allo stato dell'arte, quali gli algoritmi genetici, allo scopo di ottenere la migliore combinazione di twist, distribuzione della corda e altri parametri caratteristici della pala.

Nella presente tesi si affronterà uno studio a carattere preliminare sul secondo tra i punti sopra elencati. Ciò verrà fatto utilizzando degli strumenti CFD per condurre delle simulazioni bidimensionali su profili dotati di Gurney flap, in condizioni sia stazionarie che non stazionarie.

1.3 Utilizzo del Gurney Flap

L'introduzione del Gurney flap è comunemente attribuita al pilota automobilistico statunitense Dan Gurney, il quale negli anni Sessanta mise a punto questo dispositivo che, a fronte di un modesto aumento della resistenza aerodinamica, era in grado di generare un considerevole incremento della deportanza. In verità, sistemi simili erano comunque noti almeno dagli anni Trenta. Esso consiste in una piccola appendice che viene applicata all'intradosso, in prossimità del bordo d'uscita di un dato profilo aerodinamico, rivolta in direzione grossomodo perpendicolare alla corda.

Liebeck notò che quando sull'alettone posteriore dell'auto da competizione veniva installato tale dispositivo, le performance del veicolo ne risentivano positivamente in termini di tenuta e velocità sia in rettilineo che in curva [4]. Basandosi sugli studi

condotti da Kuchemann sul flusso al trailing edge nei profili aerodinamici [5], Liebeck ipotizzò che l'effetto del Gurney flap fosse l'introduzione di due vortici controrotanti a valle del flap, i quali alteravano la circolazione e la condizione di Kutta (vedi Figura 1.2).

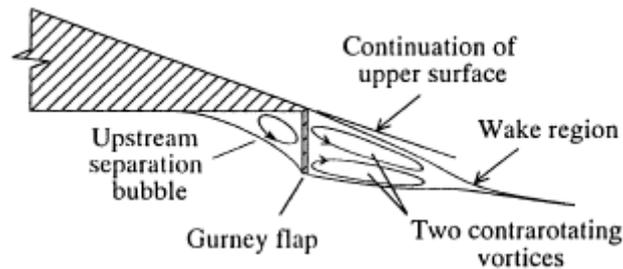


Figura 1.2: Schema di struttura del flusso per profilo dotato di Gurney flap al trailing-edge (tratto da [4]).

Tali ipotesi risultarono confermate da successivi studi, quali quelli condotti da Neuhart e Pendergraft su profili NACA0012 dotati del flap all'interno di una galleria ad acqua [6]. L'osservazione della struttura assunta dal fluido portò anche a concludere che la presenza del Gurney flap produceva un effetto corrispondente ad un aumento della curvatura del profilo (camber). Questa considerazione venne rafforzata dai risultati di Sewall et al, ottenuti da prove in galleria del vento sull'aumento della curvatura al trailing edge dell'ala di un EA-6B "Prowler" [7].

A seguito dell'applicazione del dispositivo, al quale talvolta ci si riferisce con l'acronimo MiTE (Miniature Trailing-Edge Effector), venne riscontrata una traslazione verso l'alto della curva di portanza rispetto a quella propria del profilo in configurazione Baseline, con incremento del $C_{L,max}$ e un corrispettivo valore più negativo dell'angolo d'attacco di portanza nulla $\alpha_{L=0}$. Questo è imputato alla presenza dei già citati vortici controrotanti: essi provocano localmente un calo nella pressione totale del flusso, mantenendolo aderente alla parete e ritardando così il distacco di vena e lo stallo.

In tempi recenti è cresciuto l'interesse per i MiTE in una variegata serie di applicazioni, con studi sull'applicabilità anche alle pale delle turbine eoliche nonché, appunto, ai rotori degli elicotteri. Test sperimentali sono stati condotti per testare la possibilità di

gestire i vortici a valle degli ipersostentatori degli aerei mediante l'ausilio di Gurney flap attivi [8]. Il primo a considerare l'utilizzo del Gurney flap per incrementare la massima velocità di volo di un elicottero è stato Kentfield [9]. Più recentemente, analisi approfondite sull'incremento del drag e del momento di "nose-down pitching" sono state condotte da Yee et al [10]. Altri autori hanno investigato la possibilità di alleviare il fenomeno dello stallo dinamico mediante l'ausilio di dispositivi di tipo attivo [11]. Diodati G. et al hanno studiato la realizzabilità di tali sistemi attivi ricorrendo ad attuatori piezoelettrici ed elettromagnetici [12].

La possibilità di impiegare i Gurney flap per la riduzione delle vibrazioni del rotore è stata ipotizzata da Kinzel, Maughmer e Duque [13]. Essi hanno infatti incentrato lo studio sulle possibilità offerte dall'applicazione dei Gurney flap in ambito elicotteristico, in particolare ricorrendo a dispositivi di tipo attivo, ossia dispiegabili e retraibili a seconda delle date condizioni di volo. Per far questo, gli autori si sono basati sul solutore OVERFLOW 2, costruendo una griglia di calcolo mobile (detta "O-ring") inserita all'interno di una seconda griglia fissa più esterna. Si è così riscontrato che profili in condizioni di volo transonico equipaggiati con MiTE presentano un comportamento generale del tutto simile a quello osservabile per flussi a più bassa velocità, per cui si ha una certa indipendenza dei risultati dall'aumento del numero di Mach. In condizioni dinamiche, l'utilizzo di Gurney flap per il controllo delle vibrazioni prevede che esso venga dispiegato e retratto ad una frequenza di circa 20Hz , ossia che si abbiano circa quattro cicli dispiegamento-retrazione nel corso di una rivoluzione completa del rotore. Se invece il dispositivo è inteso quale ausilio per l'incremento delle performance aerodinamiche generali, si deve passare ad un solo dispiegamento nel corso di una singola rivoluzione del rotore (e quindi ad una frequenza di circa 5Hz). Si è osservato un differente comportamento tra il caso in cui il MiTE venga installato in corrispondenza del trailing-edge, e il caso in cui venga applicato in posizione più avanzata ("*upstream*"); nella fattispecie è stata considerata una distanza pari ad un decimo della corda dal bordo d'uscita. Qualora il Gurney flap si trovi in corrispondenza del trailing-edge, esso mantiene la sua efficacia anche alle alte frequenze di dispiegamento. Qualora invece esso si trovi in posizione più avanzata, i vortici che si

generano a valle del dispositivo si propagano lungo la rimanente superficie dell'intradosso ritardando lo sviluppo dell'extra portanza e generando uno sfasamento temporale tra il momento dell'effettivo abbassamento del Gurney flap e gli effetti attesi in termini di forze e momenti aerodinamici. Infine, indipendentemente dalla posizione rispetto alla corda, gli autori hanno riscontrato le capacità del Gurney flap di ritardare lo stallo dinamico, continuando a produrre un aumento della portanza e del momento anche in condizioni post-stallo.

In letteratura è riscontrabile un discreto numero di articoli incentrati sullo studio dei Gurney flap, i quali confermano gli effetti finora esposti.

Neung-Soo Yoo ha condotto delle simulazioni CFD su un profilo NACA23012 provvisto di Gurney flap con altezza variabile dallo 0.5%C al 2%C [14]. I risultati sono stati ottenuti utilizzando una mesh a "C", con Mach pari a 0.1 e Reynolds di $3 \cdot 10^6$. Il modello di turbolenza adottato è stato il $k-\varepsilon$ standard a due equazioni. In queste condizioni, per questo particolare profilo l'estensione ottimale del MiTE è risultata pari allo 0.6% della corda. Complessivamente, l'adozione del Gurney flap ha portato ad un aumento del $C_{L,max}$: il maggior incremento del coefficiente di portanza riscontrato è stato pari al 17%, corrispondente ad un MiTE di estensione massima (ovvero 2%C).

Wang, Li e Choi hanno condotto una serie di studi CFD su profili classici e DTE (Divergent Trailing Edge) dotati di Gurney flap, in condizioni di volo a bassa e ad alta velocità [15]. In particolare, sono state testate diverse configurazioni al variare dell'altezza del MiTE, della sua angolazione (45°, 60° e 90°) e della sua posizione relativa alla corda (provando a porlo a distanze dello 0%C, 2%C, 4%C e 6%C dal bordo di uscita). È stato riscontrato come l'incremento nel C_L apportato dalla presenza del Gurney flap diminuisca man mano che questo viene spostato in avanti, a partire dal trailing-edge. Si è visto inoltre come gli effetti migliori siano apprezzabili con dispositivi disposti perpendicolarmente alla corda. Nel caso di profili supercritici, l'aumento del lift è attribuito ad un incremento della pressione sull'intradosso a monte del Gurney flap. In aggiunta a questo, si è osservato uno spostamento verso valle dell'onda d'urto sull'estradosso, con conseguente maggiore estensione della bolla supersonica; anche

questo aspetto è stato visto come una concausa dell'aumento del C_L a seguito dell'installazione del MiTE.

Li, Wang e Zhang hanno condotto una serie di prove sperimentali incentrate su un profilo simmetrico NACA0012 presso la galleria del vento a bassa velocità NF-3 del Center for Aerodynamic Design Research della Northwestern Polytechnical University [16], con Reynolds di $2.1 \cdot 10^6$. Il profilo, di corda pari a $1m$, è stato studiato sia in configurazione baseline, sia dotato di Gurney flap con altezza variabile dello 0.5%C, 1%C, 1.5%C, 2%C e 3%C. Per tali valori, è stato misurato un incremento del lift rispetto alla configurazione base del 10%, 11%, 18%, 21% e 27%. Dalla valutazione nei vari casi della distribuzione delle pressioni lungo l'intera superficie, risulta che la presenza del MiTE aumenta l'effetto di aspirazione ("suction") all'estradosso e il valore della massima pressione all'intradosso. L'andamento dei profili di velocità conferma l'esistenza dei due vortici controrotanti a valle del dispositivo e l'effetto complessivo di aumento della curvatura effettiva del profilo dovuto al MiTE. Alla luce dei risultati, gli autori riscontrano che l'impiego del Gurney flap è più pagante nelle configurazioni di volo corrispondenti a valori del C_L che vanno da moderati a alti, quali le fasi di decollo e atterraggio. In fase di crociera, in cui il C_L tendenzialmente si assesta su valori più contenuti, il vantaggio dato dal ricorso al MiTE rispetto al profilo baseline si assottiglia.

Li, Wang e Hua hanno testato poi l'effetto di Gurney flap e Divergent Trailing Edge su profili supercritici [17]. Lo studio è stato condotto nella galleria del vento ad alta velocità FL-21 del China Aerodynamic Research and Development Center (CARD), su un profilo supercritico 2TM e su profilo DTE del tipo DT5, con flusso caratterizzato da Mach 0.7 e numero di Reynolds pari a $3.15 \cdot 10^5$. Il Gurney flap è risultato essere globalmente più performante rispetto al DTE dal punto di vista delle performances aerodinamiche, sia come C_L che come rapporto L/D .

Un ulteriore studio è stato compiuto da Jang, Ross e Cummings, incentrato su un profilo NACA4412 con Gurney flap [18]. Le simulazioni sono state condotte mediante solutore INS2D, impiegando una mesh di tipo a "C" e con numero di Reynolds di $1.64 \cdot 10^6$. Il modello di turbolenza utilizzato è quello ad una equazione di Baldwin e

Barth. I risultati ottenuti, ovviamente validati tramite confronto con misurazioni sperimentali condotte presso la galleria del vento del NASA Ames Research Center, hanno confermato il comportamento riscontrato anche dagli altri autori. Nello specifico, per il profilo dotato di Gurney flap si è dunque osservato un aumento del coefficiente di lift e del momento di “nose-down pitching”, a fronte di un certo aumento della resistenza aerodinamica. Quest’ultimo è stato comunque abbastanza contenuto per MITE di estensione inferiore al 1.25%C.

Capitolo 2

Modello Matematico e Aerodinamico

2.1 Cenni sulla CFD

La CFD (*Computational Fluid Dynamics*) è una tecnica che si basa sull'utilizzo dei calcolatori per la risoluzione dei problemi di fluidodinamica. Sviluppata a partire dagli anni '50-'60, la CFD ha visto negli ultimi decenni una diffusione crescente grazie anche all'aumento della potenza di calcolo dei computer. Si è quindi affermata come una valida alternativa o complemento ai test sperimentali condotti su modelli reali in galleria del vento, permettendo la riproduzione degli stessi in ambiente virtuale.

I vantaggi derivanti dall'utilizzo della CFD in ambito progettuale o di studio sono assolutamente significativi, consentendo risparmi notevoli dal punto di vista economico e temporale. Essa permette ad esempio l'analisi di una moltitudine di configurazioni diverse senza il bisogno di effettuare per ciascuna delle lunghe e costose campagne di test in galleria del vento. A questo, si deve aggiungere il fatto che la potenza di calcolo dei normali personal computer è oggi tale da rendere la CFD uno strumento ampiamente diffuso e accessibile.

Da un punto di vista generale, un codice CFD si struttura in tre grandi blocchi:

- Il **preprocessore**, attraverso cui il problema fisico viene tradotto in problema matematico. Si definisce il dominio di calcolo in forma discretizzata mediante

una mesh, all'interno della quale viene modellata la particolare geometria di interesse. A seconda della tipologia di analisi da effettuare, la mesh può essere bidimensionale (come nel caso dello studio dei profili aerodinamici) oppure tridimensionale (se si devono studiare oggetti 3D quali fusoliere, ali, automobili, imbarcazioni). Vengono poi definite le condizioni al contorno (Boundary Conditions) per il problema e le proprietà del fluido.

- Il **solutore**, che provvede all'integrazione numerica delle equazioni che regolano il moto del fluido, risolvendo iterativamente il sistema algebrico. Per fare questo, esso implementa il Metodo dei Volumi Finiti (FVM). Tra i software più diffusi figurano CFX, Fluent, STAR-CCM+, OpenFOAM.
- Il **postprocessore**, attraverso il quale si procede all'analisi dei risultati forniti dal solutore.

Cuore dell'analisi fluidodinamica è quindi la risoluzione delle equazioni del moto del fluido. Esistono tre differenti regimi fluidodinamici: quello più semplice è il regime laminare, che si realizza a bassi numeri di Reynolds. In esso prevalgono gli effetti viscosi, i quali inibiscono i trasferimenti di energia tra le strutture più grandi del sistema e quelle più piccole, impedendo la formazione di effetti di turbolenza. A questo si contrappone il regime di moto turbolento, nel quale invece prevalgono gli effetti d'inerzia, per cui si hanno i succitati trasferimenti di energia tra strutture grandi e piccole. Vi è poi infine la situazione intermedia, alla quale ci si riferisce come "zona di transizione". La maggior parte dei problemi di fluidodinamica coinvolge fenomeni di natura turbolenta, i quali si caratterizzano per l'intrinseca non linearità, per la loro natura caotica e per la forte dipendenza dalle condizioni al contorno.

Da un punto di vista matematico, l'approccio più semplice consiste nella risoluzione diretta delle equazioni di Navier-Stokes. Tale procedura è nota come DNS (*Direct Numerical Simulation*), e permette di descrivere in modo esatto il comportamento del flusso partendo solo dalle equazioni scritte in forma classica. Questa metodologia si appoggia ad una discretizzazione dello spazio e del tempo, per procedere quindi all'integrazione delle equazioni. Tuttavia, si tratta di una procedura attualmente

applicabile solo a pochi casi relativamente semplici caratterizzati da bassi numeri di Reynolds: all'aumentare del numero di Reynolds, infatti, si assiste ad una rapidissima contrazione degli intervalli delle scale temporali e di lunghezza, con la conseguente necessità di adeguare le dimensioni della griglia computazionale, portandone il numero di nodi a valori insostenibili anche per i più moderni e potenti calcolatori (Figura 2.1).

A titolo di esempio in tal senso, si consideri che nel caso in cui si abbia un dominio fluido di dimensione caratteristica pari a $0.1m$ e $Re = 10^6$, i vortici più piccoli potrebbero facilmente arrivare ad avere dimensioni anche molto inferiori ai $100\mu m$. Per descrivere anche queste strutture infinitesime quindi, sarebbe necessario adottare una griglia contenente almeno $10^9 \div 10^{11}$ nodi. Inoltre, i fenomeni turbolenti sarebbero caratterizzati da fluttuazioni aventi frequenza nell'ordine dei $10kHz$, cosa che renderebbe necessaria una discretizzazione temporale con intervalli inferiori ai $100\mu s$. È evidente come valori del genere siano assolutamente fuori dalla portata degli attuali strumenti di calcolo.

Un altro approccio è quello LES (*Large Eddy Simulation*), che consiste nella risoluzione diretta delle equazioni del moto solamente per le scale di lunghezza e di tempo corrispondenti ai vortici più grandi. La trattazione delle scale più piccole avviene mediante dei modelli basati sulla viscosità turbolenta. Per separare le scale più grandi da quelle piccole si utilizzano degli opportuni filtri numerici. La chiusura nelle LES viene ottenuta attraverso dei Modelli di Turbolenza di Sottogriglia, mediante i quali si riproducono gli effetti delle scale che non vengono risolte su quelle che vengono risolte direttamente.

Attualmente, la metodologia più diffusa è quella basata sull'approccio RANS (*Reynolds Averaged Navier Stokes*), nel quale si risolvono le equazioni di Navier-Stokes dopo aver mediato i termini fluttuanti della turbolenza, al fine di ridurre l'enorme carico computazionale richiesto dalle DNS. Quando nell'equazione del momento è presente un termine non stazionario, si parla di URANS (*Unsteady Reynolds Averaged Navier*

Stokes). Si rimanda a un successivo capitolo una presentazione più approfondita anche dal punto di vista matematico.

Esiste un approccio ibrido, che integra LES e RANS: esso è noto come DES (*Detached Eddy Simulation*) e prevede l'utilizzo della procedura RANS per risolvere i flussi in prossimità delle pareti e una procedura LES lontano dalle pareti.

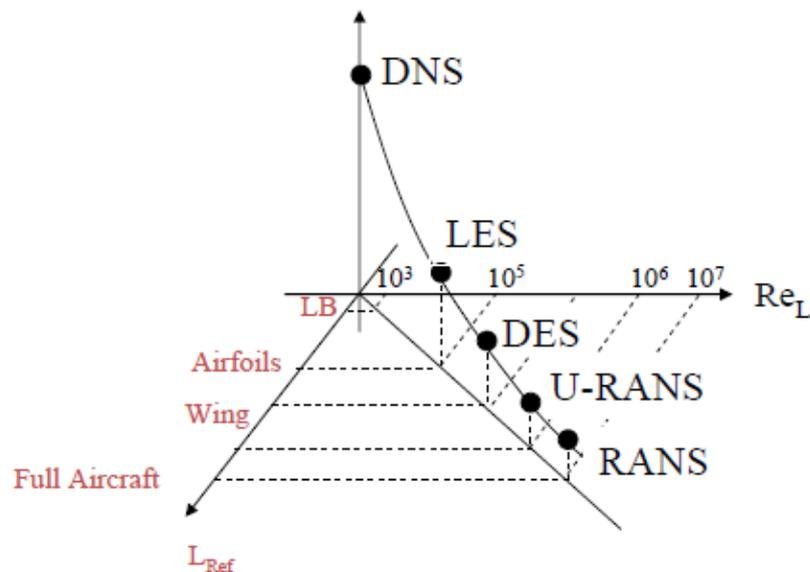


Figura 2.1: Gerarchia della modellistica della turbolenza (Spalart, 2000).

Quale che sia l'approccio adottato, la risoluzione numerica del sistema algebrico di equazioni necessita di una discretizzazione del dominio fluido in esame. La costruzione della griglia di calcolo può seguire diverse strategie a seconda del tipo e della complessità del fenomeno considerato. Una prima grande suddivisione generale si fonda sulla tipologia di elementi che la costituiscono: se gli elementi si basano su una topologia rettangolare, ossia se il numero di nodi sui lati opposti è lo stesso, si parla di mesh strutturate. A questo proposito, al contrario di quanto verrebbe comunemente da pensare, si precisa come qualsiasi geometria con più di quattro lati possa essere ricondotta ad una topologia rettangolare. Al contrario, se gli elementi sono di forma triangolare si parla di mesh non strutturate.

Le mesh non strutturate sono le più semplici da realizzare e possono essere costruite anche in modo automatico. Al contrario, le mesh strutturate sono più laboriose da

costruire, ma risultano più efficienti e accurate in virtù del fatto che i risultati sono migliori quando gli elementi della griglia hanno angoli che tendono ai 90° e le grandezze si propagano lungo lati omologhi.

Per ulteriori approfondimenti sulla CFD si rimanda all'apposita letteratura (si veda ad esempio [19]).

2.2 Formulazione Matematica

In fluidodinamica, uno dei parametri più significativi nella caratterizzazione di un dato flusso è il numero adimensionale di Reynolds:

$$Re = \frac{\rho V l}{\mu}$$

dove con μ è indicata la viscosità dinamica, con ρ la densità del fluido e con V la sua velocità; l è una lunghezza di riferimento, caratteristica del fenomeno che si va a studiare. Nello studio dei profili aerodinamici, è prassi usuale considerare tale lunghezza pari alla corda. Il numero di Reynolds esprime, in pratica, il rapporto che sussiste tra le forze d'inerzia e le forze viscosive.

A seconda del valore assunto dal numero di Reynolds, i flussi si suddividono in laminari (per $Re < 2000$) e turbolenti ($Re > 4000 \div 20000$, a seconda dell'autore). Per tutti i tipi di flusso, il solutore risolve le equazioni di conservazione della massa e del momento, note come *equazioni di Navier-Stokes*:

$$\begin{cases} \rho \frac{\partial v}{\partial t} + \rho(v \cdot \nabla)v = -\nabla p + \mu \nabla^2 v \\ \nabla \cdot v = 0 \end{cases}$$

Tali equazioni sono valide nelle ipotesi che il flusso sia omogeneo, incomprimibile ($\rho = cost$) e a viscosità costante ($\mu = cost$).

I flussi turbolenti sono caratterizzati dalla presenza al loro interno di vortici, per cui si tratta di flussi rotazionali ($\omega = \nabla \times v \neq 0$). Per questo motivo, essi sono sempre di tipo tridimensionale, non stazionario. In un flusso turbolento la variazione di quantità di moto non è governata dalle forze viscosi, ma dagli scambi di energia tra il flusso principale e i vortici, nonché tra gli stessi vortici più grandi e più piccoli secondo il modello “a cascata”.

A causa dell’alta non linearità delle equazioni di Navier-Stokes, variazioni anche molto ridotte nelle condizioni al contorno comportano elevate variazioni nei campi di velocità e pressione. Questo implicherebbe, al fine di una risoluzione numerica, la necessità di simulare anche i vortici più piccoli, spingendo l’infittimento della griglia di calcolo a valori attualmente improponibili dal punto di vista computazionale. Per arrivare ad una soluzione delle equazioni di Navier-Stokes è necessario quindi ricorrere a dei modelli di turbolenza.

Indicata con $a(x, t)$ una generica grandezza caratteristica di un flusso turbolento, funzione della posizione e del tempo, essa può essere rappresentata come somma di due contributi: una grandezza media $\bar{a}(x, t)$ alla quale si sovrappone una grandezza fluttuante $a'(x, t)$. È quindi possibile esprimere la velocità e la pressione come segue:

$$v(x, t) = \bar{v}(x, t) + v'(x, t)$$

$$p(x, t) = \bar{p}(x, t) + p'(x, t)$$

Adottando questa rappresentazione, le equazioni di Navier-Stokes possono essere riscritte in una forma nella quale le grandezze fluidodinamiche risultano mediate nel tempo e non più istantanee. Le scale temporali caratteristiche del moto medio sono molto più grandi di quelle proprie delle fluttuazioni turbolente, ma poiché il loro periodo è comunque ragionevolmente piccolo rispetto a quello dei fenomeni che tipicamente si vanno a studiare, in molti casi è sufficiente la sola rappresentazione della grandezza media. Le equazioni di Navier-Stokes così riscritte sono note come *equazioni di Reynolds* (nelle quali si è indicato $\nu = \mu/\rho$):

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + (\bar{v} \cdot \nabla) \bar{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla \bar{p} + \nu \nabla^2 \bar{v} - \nabla \cdot (\overline{v'v'}) \\ \nabla \cdot \bar{v} = 0 \end{cases}$$

Tali equazioni vettoriali costituiscono un sistema di quattro equazioni scalari in dieci incognite: esse sono le tre componenti della velocità, la pressione media e le sei componenti fluttuanti

$$\overline{v'v'} = \begin{bmatrix} \overline{v_x'^2} & \overline{v_x'v_y'} & \overline{v_x'v_z'} \\ \overline{v_x'v_y'} & \overline{v_y'^2} & \overline{v_y'v_z'} \\ \overline{v_x'v_z'} & \overline{v_y'v_z'} & \overline{v_z'^2} \end{bmatrix}$$

C'è quindi il bisogno di riscrivere queste ultime in funzione delle altre incognite. Dal momento che i flussi turbolenti aumentano la dissipazione di energia nel tempo di un fluido, i vari termini fluttuanti possono essere pensati come se fossero degli sforzi viscosi aggiuntivi agenti sul fluido. Si definisce così il tensore degli sforzi di Reynolds:

$$\rho \overline{v'v'} = \bar{\tau}$$

Dalla sostituzione del tensore nelle equazioni di Reynolds si ottiene

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + (\bar{v} \cdot \nabla) \bar{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla \bar{p} + \nu \nabla^2 \bar{v} - \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \bar{\tau} \\ \nabla \cdot \bar{v} = 0 \end{cases}$$

Le equazioni, scritte in quest'ultima forma, sono note come RANS (*Reynolds Averaged Navier Stokes*). La rappresentazione del tensore $\bar{\tau}$ può essere basata su modelli di tipo algebrico (*ARSM, Algebraic Reynolds Stress Model*) o su modelli differenziali (*RSTM, Reynolds Stress Transport Model*). Un classico modello algebrico lineare è quello di Boussinesq, costruito a partire dal tensore degli sforzi viscosi (legge di Stokes). L'introduzione di tale modello porta ad un sistema complessivo di dieci equazioni scalari in dodici incognite:

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + (\bar{v} \cdot \nabla) \bar{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla \bar{p} + \nu \nabla^2 \bar{v} - \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \bar{\tau} \\ \bar{\tau} = \frac{2}{3} \rho k [I] - 2\mu_t \bar{S} \\ \nabla \cdot \bar{v} = 0 \end{cases}$$

Nell'equazione introdotta per $\bar{\tau}$ si sono indicate con $[I]$ la matrice identità, con \bar{S} il flusso medio (tensore che indica i gradienti di velocità) e con μ_t la viscosità turbolenta. Quest'ultima, variabile nel tempo e a seconda della posizione, rappresenta una delle due ulteriori incognite del problema assieme all'energia cinetica turbolenta per unità di massa $k = \frac{1}{2} \overline{v'v'}$. Dal momento che oltre il 95% di tale energia cinetica turbolenta è contenuto nei vortici più grandi, è possibile far riferimento unicamente a quest'ultimi per descrivere k e μ_t , dopo averne definito un'opportuna scala per le velocità (indicata con v^*) ed una scala per i tempi (indicata con t^*). Avendo definito due scale, il modello in questione è solitamente classificato come modello a due equazioni.

In tal modo si perviene ad un'espressione di μ_t in funzione di k e di t^* . Tutti i modelli di turbolenza prevedono la risoluzione di un'equazione per k ; quello che cambia tra i vari modelli è la metodologia con cui viene indicata la scala dei tempi t^* .

L'espressione generale dell'equazione dell'energia cinetica turbolenta si compone di quattro termini:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + (\bar{v} \cdot \nabla)k = \wp - \varepsilon + \mathcal{D} + \nu \nabla^2 k$$

Con \wp si è indicato il termine di produzione, così chiamato in quanto è responsabile dell'aumento di energia cinetica. ε è la velocità di dissipazione. \mathcal{D} rappresenta il termine diffusivo turbolento, mentre $\nu \nabla^2 k$ il termine di diffusione viscosa. Di questi quattro contributi, solamente l'ultimo costituisce un termine noto.

Modello di turbolenza Spalart-Allmaras

Il modello di Spalart-Allmaras (1992) è un semplice modello ad una equazione, il quale procede alla risoluzione della sola equazione di trasporto per la viscosità $\bar{\nu}$ (*eddy viscosity*), la quale differisce dalla viscosità cinematica turbolenta unicamente in prossimità della parete. È stato sviluppato specificamente per applicazioni aerospaziali, in particolare riguardanti flussi tra pareti, e ha fornito prova di buone capacità nella

risoluzione di flussi caratterizzati da Boundary-Layers soggetti a gradienti avversi di pressioni e in diverse applicazioni sulle turbomacchine.

Modelli di turbolenza k-ε

Il modello k - ε (Launder e Spalding, 1974) costituisce uno dei più classici modelli a due equazioni, nel quale cioè si procede alla risoluzione di due separate equazioni di trasporto. Si tratta di un modello abbastanza robusto e preciso, ma di accuratezza limitata nella risoluzione dei flussi vicino a parete e in presenza di forti gradienti di pressione.

Scendendo nel dettaglio del termine di produzione \wp , esso assume la forma:

$$\wp = -\frac{1}{\rho} \bar{\bar{t}} : \bar{\bar{S}} = -\frac{1}{\rho} \left[\frac{2}{3} \rho k [I] - 2\rho C_\mu k t^* \bar{\bar{S}} \right] : \bar{\bar{S}} = 2C_\mu k t^* \bar{\bar{S}} : \bar{\bar{S}} = 2C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \bar{\bar{S}} : \bar{\bar{S}}$$

dove si è indicato con C_μ un coefficiente adimensionale introdotto insieme alla scala dei tempi. Nel modello di turbolenza k - ε viene dunque adottata la seguente definizione per tale scala:

$$t^* = \frac{k}{\varepsilon}$$

Appare evidente come, una volta stabilito il valore di ε , il termine di produzione risulti completamente determinato. Passando al contributo di diffusione turbolenta, non risulta conveniente dal punto di vista computazionale descriverlo mediante un'equazione di trasporto, ma si ricorre ad un più semplice modello algebrico basato sulla legge di Fick per i flussi diffusivi. Definita la costante di diffusione λ , con la quale peraltro si aggiusta l'effetto dovuto all'aver trascurato la componente fluttuante della pressione, si arriva all'espressione

$$\mathcal{D} = -\nabla \cdot (-\lambda \nabla k) = \nabla \cdot \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \nabla k \right)$$

Mediante un'analisi dimensionale, si può esprimere $\nu_t = C_\mu k^2/\varepsilon$, mentre σ_k è un coefficiente che con ottima approssimazione può essere assunto unitario.

Dalla sostituzione di quanto sopra, si arriva alla scrittura finale dell'equazione di trasporto dell'energia cinetica turbolenta:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + (\bar{v} \cdot \nabla)k = \rho - \varepsilon + \nabla \cdot \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right]$$

La seconda equazione di trasporto del modello di turbolenza k - ε è quella della velocità di dissipazione:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + (\bar{v} \cdot \nabla)\varepsilon = C_{\varepsilon 1} \rho \frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \nabla \cdot \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right]$$

I vari coefficienti che compaiono sono stati determinati come valori medi sulla base di osservazioni di tipo sperimentale. In particolare essi assumono i seguenti valori: $C_{\varepsilon 1} = 1.44$, $C_{\varepsilon 2} = 1.92$, $\sigma_\varepsilon = 1.30$, $\sigma_k = 1.00$, $C_\mu = 0.09$ (molto variabile).

L'accuratezza del modello k - ε vicino a parete può essere incrementata mediante delle funzioni di parete standard oppure attraverso l'estensione dei modelli a parete. Due varianti disponibili sono l'RNG (*Renormalization Group*) k - ε e il *Realizable* k - ε .

Affinché le previsioni fornite dal modello non siano caratterizzate da un eccessivo errore di discretizzazione, è necessario che la mesh presenti un $y^+ \approx 30$. E' inoltre necessario che il Boundary-Layer fisico sia ben rappresentato dal Boundary-Layer numerico, la qual cosa richiede che in esso siano contenute almeno una trentina di celle.

Modelli di turbolenza k - ω

Nel modello k - ω la definizione adottata per la scala temporale è $t^* = k/\varepsilon = 1/\omega$, per cui la vorticità è definita come il rapporto tra la velocità di dissipazione ε e l'energia cinetica turbolenta:

$$\omega = \frac{\varepsilon}{k}$$

Anche in questo modello le equazioni di trasporto sono caratterizzate dalla presenza di un termine dissipativo, uno di diffusione ed uno di produzione. Similmente a quanto visto per il modello $k-\varepsilon$, si procede alla scrittura di un'equazione per l'energia cinetica turbolenta ed una per la vorticit :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + (\bar{v} \cdot \nabla)k = \wp - k\omega + \nabla \cdot \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right]$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + (\bar{v} \cdot \nabla)\omega = \wp \frac{\omega}{k} - \omega^2 + \nabla \cdot \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\omega} \right) \nabla \omega \right] + \frac{\sigma_d}{\omega} \nabla k \cdot \nabla \omega$$

L'ultimo termine della seconda equazione, nel quale   presente una costante indicata con σ_d ,   detto termine di "diffusione incrociata" in quanto dipende dal gradiente di k e dal gradiente di ω . La presenza di tale termine conferisce al modello una migliore capacit  di previsione del flusso anche in situazioni in cui si abbiano gradienti avversi di pressione e nei casi di separazione. In definitiva, il modello di turbolenza $k-\omega$ ha la capacit  di superare i due limiti caratteristici del $k-\varepsilon$, ossia descrive bene i flussi a parete e in presenza di gradienti di pressione. Per contro, nelle zone lontane dalla parete k e ω risultano tra loro indipendenti, contrariamente a quanto accade nel $k-\varepsilon$ tra l'energia cinetica turbolenta e la velocit  di dissipazione.

Allo scopo di combinare in un unico modello le qualit  del $k-\varepsilon$ e del $k-\omega$,   stato sviluppato il modello $k-\omega$ SST (*Shear Stress Transport*). Esso unisce quindi la robusta e accurata formulazione del $k-\omega$ nelle zone prossime a parete con quella propria del $k-\varepsilon$ relativamente alle zone pi  distanti (far field). L'aggancio tra i due modelli viene effettuato nella zona pi  esterna dello strato limite. Tutte queste caratteristiche rendono il $k-\omega$ SST un modello molto versatile, adatto a rappresentare un'ampia tipologia di flussi (quali profili aerodinamici investiti da correnti, flussi con gradienti di pressione avversi, onde d'urto transoniche).

Una buona predizione dei risultati calcolati con questo modello necessita che la griglia di calcolo sia caratterizzata da un $y^+ \approx 1$ o al limite inferiore.

2.3 Aerodinamica dei Profili Alari

La generazione della portanza intorno a un profilo, ossia della forza che ne garantisce il sostentamento, è associata alla presenza di una circolazione Γ diversa da zero. Secondo il Teorema di Kelvin, questa circolazione su un circuito materiale in un flusso ideale costituisce un invariante del moto. Per questo motivo, ad ogni cambiamento della condizione di moto del profilo (ad esempio a seguito di una variazione dell'incidenza) si accompagna una variazione della circuitazione. Poiché vale il principio di conservazione della circolazione globale, ad una variazione di Γ corrisponde il distacco di un vortice al bordo d'uscita (trailing-edge). A loro volta, questi vortici che si distaccano inducono un campo di velocità nel piano del moto, alterando così il flusso complessivo intorno al profilo.

Nelle ipotesi semplificative che il moto del profilo sia rettilineo rispetto ad un sistema di riferimento inerziale fisso, indicata con V_∞ la velocità asintotica, ossia la velocità con cui il profilo "vede" arrivare la corrente, si possono considerare delle contemporanee piccole oscillazioni orizzontali (di velocità u) e verticali (di velocità w) del profilo, tali che $u, w \ll V_\infty$. Considerato un intervallo temporale infinitesimo dt , ad esso corrisponderà una variazione di circuitazione $d\Gamma$. Pertanto, dal profilo si assisterà al distacco di una vorticità pari a $-d\Gamma$. Nello stesso intervallo di tempo dt , il profilo si sarà spostato di una distanza indicata con ds . Si può quindi introdurre la circolazione per unità di lunghezza γ , definita come

$$\gamma = -\frac{d\Gamma}{ds} = -\frac{1}{V_\infty} \frac{d\Gamma}{dt}$$

Si introduce quindi l'ipotesi aggiuntiva per la quale le interazioni tra i vari vortici sono trascurabili rispetto alla velocità asintotica, in base alla quale si può assumere che, una volta formati, i vortici rimangono fermi in quel dato punto. Dall'integrazione dell'equazione precedente, si ottiene:

$$\int_{S_0}^{S_1} \gamma = -(\Gamma_1 - \Gamma_0)$$

avendo indicato con S_0 la posizione iniziale e con S_1 quella finale. Assumendo che la posizione iniziale sia molto lontana e che all'istante iniziale la circolazione totale sia nulla, si ottiene:

$$\int_{-\infty}^S \gamma = -\Gamma$$

Il problema si riduce quindi alla determinazione della distribuzione di vorticità rilasciata dal profilo, nel rispetto del vincolo sulla conservazione della circuitazione globale e delle condizioni di compatibilità geometriche (per evitare singolarità nelle velocità). La vorticità viene così suddivisa tra *bound vorticity* (fissa sul profilo in un moto stazionario) e *wake vorticity* (a valle del profilo, lungo la scia).

Rispetto a quanto osservabile nel caso stazionario, nel quale $\Gamma = \pi c V_\infty \alpha$, dove con c si è indicata la corda del profilo e con α l'angolo d'attacco, se si considera un profilo sottile oscillante in flusso ideale la circolazione effettiva vedrà un primo contributo dato dalle piccole oscillazioni verticali w che si hanno a seguito del cambiamento dell'angolo d'attacco effettivo ($i = \alpha + w/V_\infty$), un secondo contributo dovuto alle rotazioni (caratterizzate da una velocità angolare $d\alpha/dt$) e infine un terzo contributo conseguente al rilascio di vorticità al trailing-edge. Indicata con ξ la distanza del dato vortice rispetto al bordo d'uscita, la circolazione totale intorno al profilo sarà quindi data da:

$$\Gamma = \pi c (V_\infty + w) + \frac{\pi c^2}{4} \frac{d\alpha}{dt} + \int_0^\infty \gamma \left[\sqrt{\frac{c + \xi}{\xi}} - 1 \right] d\xi$$

Il problema trova la sua chiusura dalla risoluzione contemporanea di questa espressione insieme alla seguente:

$$\gamma(\xi, t) = -\frac{1}{V_\infty} \frac{d\Gamma}{dt}$$

Una volta stabilito il tipo di moto del profilo, è possibile determinare le due funzioni $\Gamma(t)$ e $\gamma(\xi, t)$.

La trattazione del profilo sottile caratterizzato da oscillazioni armoniche è attribuita a Glauert, il quale è partito esprimendo la circolazione nel tempo secondo la legge

$$\Gamma(t) = \Gamma_0 + \Gamma_1 \sin(\nu t) + \Gamma_2 \cos(\nu t)$$

La risoluzione in forma chiusa del problema di Glauert è dovuta a Theodorsen, il quale ha espresso la forza aerodinamica in termini di angolo d'attacco α e frequenza ridotta k , arrivando alla scrittura del coefficiente di portanza come somma di un primo contributo non circolatorio (effetto del movimento del profilo) e di un secondo contributo circolatorio (effetto risultante della distribuzione di vorticità generata a seguito del movimento del profilo):

$$C_L = \pi \frac{c}{2} \left(\frac{\dot{\alpha}}{V_\infty} + \frac{\ddot{h}}{V_\infty^2} - \frac{ca\ddot{\alpha}}{2V_\infty^2} \right) + 2\pi C(k) \left[\frac{\dot{h}}{V_\infty} + \alpha + \frac{c}{2} \left(\frac{1}{2} - a \right) \frac{\dot{\alpha}}{V_\infty} \right]$$

Da un punto di vista fisico più generale, l'azione esplicata dal vento relativo che investe un profilo aerodinamico si traduce in una forza risultante e in un momento (vedi [19-20]). Questi dipendono dalla distribuzione delle pressioni e degli sforzi di taglio sull'ostacolo. In particolare, le pressioni agiscono secondo la normale locale alla superficie, mentre gli sforzi di taglio agiscono tangenzialmente alla superficie.

Considerato un flusso indisturbato di velocità V_∞ che investe un dato profilo con angolo d'attacco α , la risultante aerodinamica R è scomponibile nelle due componenti normale (N) e tangente (A) alla corda del profilo (vedi Figura 2.2).

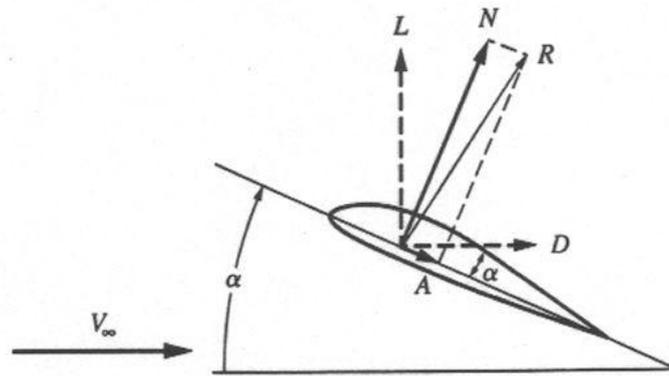


Figura 2.2: *Scomposizione della risultante aerodinamica su un profilo.*

La portanza L (lift) e la resistenza D (drag) sono invece il risultato della scomposizione della risultante rispettivamente lungo le direzioni ortogonale e parallela alla corrente:

$$L = N \sin(\alpha) + A \cos(\alpha)$$

$$D = N \cos(\alpha) - A \sin(\alpha)$$

Per delle fissate condizioni di volo, ossia per fissati valori della velocità V_∞ , della densità dell'aria ρ_∞ e dell'angolo di incidenza α , queste due forze e il momento possono essere facilmente calcolate attraverso le espressioni sottostanti:

$$L = \frac{1}{2} \rho_\infty V_\infty^2 C_L c$$

$$D = \frac{1}{2} \rho_\infty V_\infty^2 C_D c$$

$$M_o = \frac{1}{2} \rho_\infty V_\infty^2 C_m c^2$$

Avendo indicato con c la corda del profilo, presa come lunghezza di riferimento. Tipicamente per il calcolo del momento ci si riferisce al quarto di corda, adottando la convenzione secondo cui questo è positivo se tendente ad un aumento dell'angolo d'attacco, negativo in caso contrario. In ciascuna delle grandezze, il prodotto dei primi tre termini a destra definisce la pressione dinamica all'infinito $q_\infty = \frac{1}{2} \rho_\infty V_\infty^2$. Fisicamente essa rappresenta l'aumento di pressione che si avrebbe qualora la

corrente indisturbata fosse decelerata fino ad arrestarsi, in assenza di perdite. Dalle tre espressioni riportate poco sopra si possono ricavare quelle riferite ai coefficienti aerodinamici, universalmente utilizzati per la caratterizzazione dei profili (curve polari). Questi sono i coefficienti di portanza, di resistenza e di momento, ai quali si aggiunge il coefficiente di pressione C_p :

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{q_\infty}$$

$$C_L = \frac{L}{q_\infty c}$$

$$C_D = \frac{D}{q_\infty c}$$

$$C_m = \frac{M_o}{q_\infty c^2}$$

Il rapporto tra la portanza e la resistenza, o tra il coefficiente di portanza e il coefficiente di resistenza, definisce l'efficienza aerodinamica del profilo:

$$E = \frac{L}{D} = \frac{C_L}{C_D}$$

Tutti i coefficienti aerodinamici visti dipendono dal numero di Mach, il quale è definito come il rapporto tra la velocità con cui un dato oggetto si muove in un fluido e la velocità del suono nel medesimo fluido; quest'ultima è definita come la radice del prodotto del coefficiente adiabatico γ , della costante universale dei gas R e della temperatura termodinamica:

$$M = \frac{V}{a} = \frac{V}{\sqrt{\gamma RT}}$$

Il numero di Mach definisce i vari regimi di flusso possibili. Indicato con M_∞ il numero di Mach all'infinito, ossia il valore nominale del flusso, si hanno:

- *Flussi incompressibili*: per $M_\infty < 0.3$. La densità del fluido può essere ragionevolmente ritenuta costante;

- *Flussi subsonici*: per $0.3 < M_\infty < 0.8$. La velocità del fluido è minore di quella del suono, pertanto le perturbazioni di pressione in una data posizione si propagano con velocità maggiore rispetto alle particelle materiali che passano per tale punto;
- *Flussi transonici*: per $0.8 < M_\infty < 1.2$. Sono i flussi più complessi da risolvere. In essi coesistono zone in regime subsonico e zone in regime supersonico. È un regime caratterizzato dalla presenza di onde d'urto e onde di espansione;
- *Flussi supersonici*: per $1.2 < M_\infty < 5$. Poiché la velocità del fluido è superiore a quella del suono, le perturbazioni di pressione generate in un punto si propagano più lentamente delle particelle materiali che passano nel punto;
- *Flussi ipersonici*: per $M_\infty > 5$. Sono caratterizzati dalla presenza di almeno uno dei seguenti tre fenomeni: interazione onda d'urto - strato limite; reazioni chimiche di dissociazione del gas; riscaldamento aerodinamico.

Similmente vengono definiti i regimi di volo, i quali si distinguono in funzione della distribuzione delle condizioni locali di flusso sulla superficie "bagnata" dell'oggetto, cioè sulla superficie esposta al contatto diretto con l'aria [21]:

- *Volo subsonico*: per $0 < M < M_{cr}$, avendo indicato con M_{cr} il "Mach critico", ossia il valore corrispondente al raggiungimento delle condizioni soniche in un primo punto della superficie. In questo regime di volo, l'intera superficie esposta dell'oggetto è in condizioni localmente subsoniche.
- *Volo transonico*: per $M_{cr} < M < M_{sup}$, dove con M_{sup} si indica il valore per il quale l'intera superficie esposta è soggetta a flusso supersonico. Nel volo transonico si assiste alla coesistenza di regioni subsoniche e supersoniche.
- *Volo supersonico*: per $M > M_{sup}$. L'intera superficie si trova in condizioni localmente supersoniche, con l'eccezione delle zone di ristagno dove si generano delle superfici di discontinuità di pressione dette onde d'urto (*shock waves*).

Oltre che dal numero di Mach, i coefficienti aerodinamici dipendono anche, tra l'altro, dal numero adimensionale di Reynolds:

$$Re = \frac{\rho V_{\infty} l}{\mu}$$

avendo indicato con μ la viscosità dinamica, con ρ la densità del fluido e con V_{∞} la sua velocità; l è una lunghezza caratteristica. Il numero di Reynolds è un parametro che indica l'importanza della viscosità di un fluido nei fenomeni fluidodinamici. Lo strato limite (*Boundary Layer*) costituisce la porzione di flusso attorno all'oggetto dove si concentrano gli effetti della viscosità dell'aria. All'interno dello strato limite, la velocità del flusso scende rapidamente fino ad annullarsi in corrispondenza della superficie, per effetto delle forze d'attrito viscoso che si sviluppano tra le particelle d'aria. Lo strato limite si assume esteso fino alla distanza dalla superficie dell'oggetto alla quale la velocità del fluido è il 99% della velocità della corrente indisturbata [22]. Per valori di $Re \leq Re_{cr} \approx 3.5 \cdot 10^5$ lo strato limite è laminare. Per valori superiori si entra nella zona di transizione, con l'instaurarsi di condizioni di instabilità del moto. Questa si esaurisce lasciando infine posto ad un regime turbolento completamente sviluppato più a valle (vedi Figura 2.3).

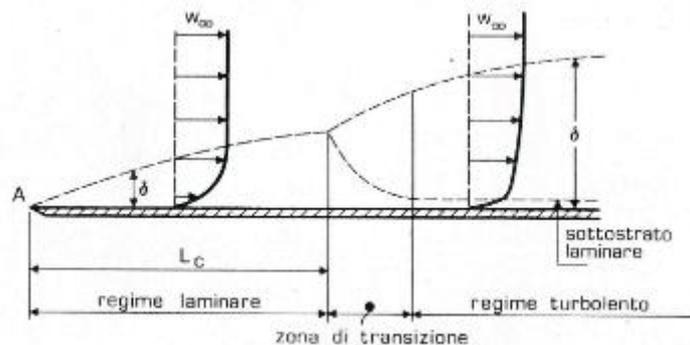


Figura 2.3: Profili di velocità entro lo strato limite laminare e turbolento in prossimità di una lastra piana con angolo d'incidenza nullo (tratto da [22]).

Considerata quindi una superficie caratterizzata da una certa estensione, uno strato limite inizialmente laminare può diventare turbolento con l'aumentare della lunghezza del percorso, con il conseguente aumento di spessore dello strato limite stesso e con una omogeneizzazione della velocità in porzioni sempre maggiori dello strato limite. Questo produce un vistoso aumento degli sforzi d'attrito. L'ispessimento dello strato

limite comporta un progressivo aumento della pressione, e quindi un gradiente di pressione avverso al moto del fluido. Il progredire di questa situazione può portare al distacco di vena fluida dalla superficie del corpo, con la creazione di una zona di ricircolazione nella quale il flusso, altamente turbolento, risulta mediamente fermo rispetto al corpo, e conseguentemente di una scia.

Quando la separazione diventa consistente, si arriva alla condizione di stallo, con generazione di una significativa scia vorticoso a valle del profilo. Dato il recupero di pressione nella zona di ricircolazione, il bilancio degli sforzi tra estradosso e intradosso comporta un calo del C_L rispetto alle condizioni di flusso attaccato. Questa situazione corrisponde al raggiungimento del massimo della curva di portanza, la quale decade più o meno bruscamente. A seconda della forma del profilo, esistono diverse modalità di stallo:

- *Stallo del bordo d'attacco (Leading Edge Stall)*: con l'aumentare dell'angolo di incidenza, il punto di separazione si porta velocemente in prossimità del bordo d'attacco; questo implica che la gran parte dell'estradosso è sede di ricircolazione, con conseguente brusca caduta di portanza. Il massimo della curva di portanza risulta acuto.
- *Stallo del bordo d'uscita (Trailing Edge Stall)*: all'aumentare dell'angolo d'attacco, il punto di separazione si porta in maniera lenta in prossimità del bordo d'attacco; l'estradosso viene dunque invaso dalla ricircolazione in maniera graduale, con una conseguente caduta dolce della portanza. La curva di portanza presenta un massimo più incurvato.
- *Stallo di profilo sottile (Thin Airfoil Stall)*: la bolla di separazione ha inizio in prossimità del bordo d'attacco e si espande, all'aumentare dell'incidenza, verso il bordo d'uscita. Passata la bolla, il flusso si riattacca e consente di ricreare una zona di depressione sull'estradosso. La caduta di portanza risulta dolce e il massimo della curva è piuttosto piatto.

Capitolo 3

Validazione Fluent di Profilo NACA 0012 con Gurney Flap

3.1 Misure sperimentali di riferimento

Una prima serie di simulazioni CFD è stata condotta allo scopo di verificare l'accuratezza dei risultati forniti da Fluent in merito allo studio di profili aerodinamici convenzionali dotati di Gurney flap. È stato quindi implementato un modello bidimensionale RANS di tipo stazionario incentrato su un profilo simmetrico NACA0012.

I dati sperimentali presi come termine di riferimento sono quelli presentati da Li, Wang e Zhang nella pubblicazione *"Effects of Gurney flaps on a NACA0012 airfoil"* [16]. Questi sono stati raccolti presso la galleria del vento a bassa velocità NF-3 della Northwestern Polytechnical University, caratterizzata da un'intensità di turbolenza inferiore allo 0.045% e da una velocità massima del vento pari a 130 m/s . Le misurazioni sono state condotte per $Re = 2.1 \cdot 10^6$, con corda del profilo di 1 m .

I coefficienti di portanza e di momento sono stati calcolati dagli autori attraverso un'integrazione della distribuzione di pressione lungo l'intero profilo, la quale è stata acquisita in 62 distinti punti. Il coefficiente di drag invece è stato determinato mediante un'integrazione delle pressioni statica e totale, le quali sono state misurate

tramite un rake di sonde situato ad una distanza dal trailing-edge di 0.7 volte la corda. In aggiunta a questo, è stato valutato anche il boundary layer attraverso un rake miniaturizzato composto da prese di pressione totale, collocato al 90% della lunghezza della corda.

Sono state quindi effettuate delle misurazioni per angolo d'attacco variabile nell'intervallo $0^\circ < \alpha < 18^\circ$, con Gurney flap esteso allo 0.5%C, 1%C, 1.5%C, 2%C e 3%C.

3.2 Costruzione del Modello CFD

3.2.1 Caratteristiche della mesh

La mesh impiegata, del tipo strutturato a "C", è stata realizzata con Gambit 2.4.6. La curva del profilo, costruita in SolidWorks mediante interpolazione dei punti riportati in Appendice A, è stata importata sotto forma di file IGS. Il profilo presenta una troncatura al trailing-edge in corrispondenza del 99.8% della corda, la qual cosa lo rende maggiormente rappresentativo di una geometria reale. La galleria del vento virtuale si estende per una lunghezza di -10 corde a monte e 15 corde a valle del profilo, mentre i limiti superiore e inferiore sono posti a 10 corde dalla superficie del profilo.

La mesh è formata da 110000 elementi rettangolari, i quali presentano dimensioni crescenti man mano che ci si allontana dal profilo. Il numero di nodi adottato rappresenta quello minimo oltre il quale viene meno l'indipendenza dei risultati dalla griglia di calcolo. Questo valore è stato scelto dopo aver valutato mesh con 350000, 230000, 140000, 120000 e 100000 nodi. Il numero di nodi lungo il profilo è stato preso pari a 330. Lo spessore dei vari elementi è stato definito secondo l'opzione "firstlength", specificando il numero di nodi presente lungo ciascun edge e il rapporto

dimensionale tra il primo e l'ultimo elemento dell'edge stesso. In questo modo, dal momento che lo spessore dei primi strati viene definito andando a discretizzare un edge di lunghezza corrispondente a quella del Gurney flap esteso allo 0.5% della corda, impostando su tale edge 30 elementi e un rapporto iniziale di 0.005 e finale di 0.5, si ottiene una mesh avente un y^+ massimo che passa da 0.35 nel caso di profilo baseline a 0.9 con Gurney flap di estensione massima (3% della corda).

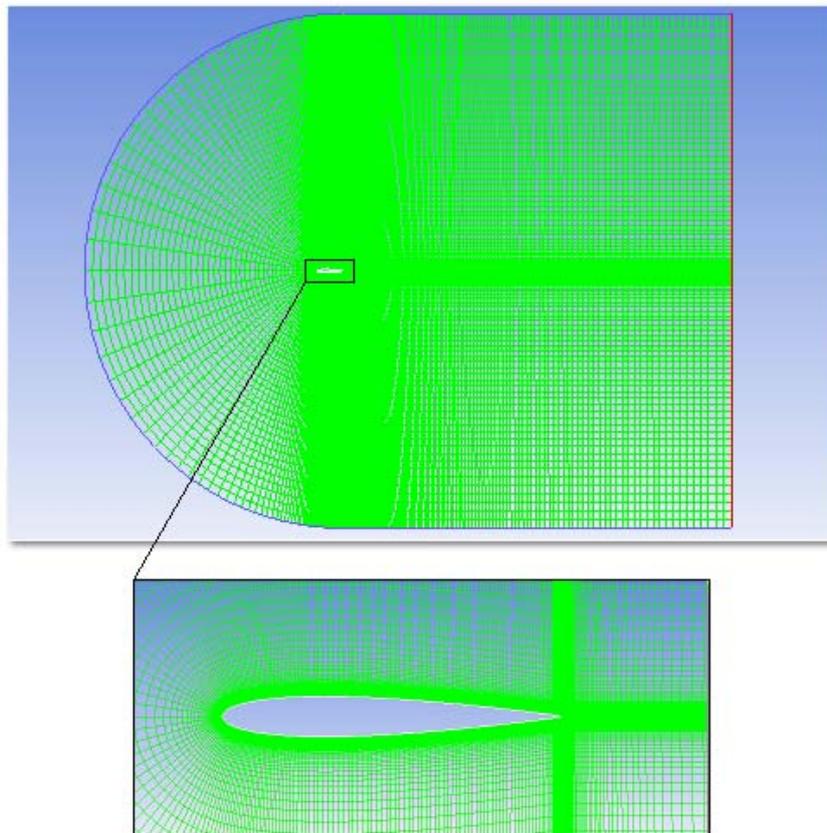


Figura 3.1: Mesh strutturata a "C" e ingrandimento attorno al profilo NACA0012.

Come si può vedere dalla Figura 3.1, la mesh presenta un infittimento in corrispondenza del leading-edge e del trailing-edge, oltre che intorno al Gurney flap e lungo la scia. Il boundary layer risulta opportunamente discretizzato con circa 30 strati di celle. La risoluzione numerica del problema necessita di una corretta imposizione delle condizioni al contorno. Nella presente fase di validazione iniziale, si sono adottate delle Boundary Conditions abbastanza "standard", ossia:

- **Velocity Inlet:** utilizzata per descrivere la condizione in ingresso del fluido, specificando il modulo della velocità del vento relativa al profilo (espressa in $[m/s]$) e le due componenti della stessa lungo le direzioni orizzontale (asse x) e verticale (asse y). Questa condizione è stata assegnata all'intera parte anteriore curva del dominio di calcolo, nonché ai limiti orizzontali superiore ed inferiore della galleria.
- **Pressure Outlet:** utilizzata per imporre il valore della pressione specifica del flusso all'uscita. La convergenza del problema risulta infatti facilitata quando parte delle grandezze del fluido sono specificate anche in uscita. Questa condizione è stata assegnata al margine verticale a valle della galleria del vento.
- **Wall:** è la condizione assegnata a tutti gli edges descriventi la geometria del profilo e, quando presente, del Gurney flap. Essa permette di rappresentare la presenza di un oggetto solido all'interno del dominio fluido.
- **Interior:** questa condizione è stata imposta a tutti i rimanenti edges presenti all'interno della mesh, allo scopo di renderli completamente permeabili al flusso interno.
- **Fluid:** è la condizione applicata a tutte le facce in cui si suddivide il dominio fluido. Attraverso questa condizione viene specificato al solutore dove è presente il flusso d'aria.

In alternativa al Velocity Inlet, sulle medesime entità è stata provata anche una condizione di **Pressure Far Field**. Quest'ultima permette di specificare in maniera simile il numero di Mach proprio del flusso in ingresso e la direzione del vento attraverso le sue componenti x e y. Tale condizione al contorno risulta preferibile alla luce del fatto che con questa tesi si vuole affrontare lo studio di un profilo in condizioni transoniche. Tuttavia sono stati riscontrati problemi di divergenza utilizzandola già nella presente fase di validazione, nella quale il flusso si configura invece come subsonico-incomprimibile. Per questo motivo, si è deciso di mantenere il Velocity Inlet per il solo caso del NACA0012 di cui si rende conto in questo capitolo.

3.2.2 Impostazioni del solutore

Tutte le simulazioni fluidodinamiche, basate su un codice di tipo RANS, sono state condotte in Fluent 14. Il solutore impiegato è di tipo pressure-based con formulazione assoluta della velocità. L'approccio adottato in fase di validazione è di tipo stazionario, anche se in prossimità della zona di stallo le analisi condotte sono state di tipo Transient. Si è infatti riscontrato come per valori dell'angolo d'attacco superiori ai 16° quest'ultimo approccio permetta di ottenere risultati più vicini a quelli sperimentali rispetto alle analisi stazionarie.

In merito alla definizione delle proprietà del fluido, questo è stato impostato come gas ideale per quanto attiene il calcolo della densità. I valori di calore specifico e conduttività termica sono stati mantenuti costanti di default, mentre la viscosità è stata definita secondo la legge di Sutherland.

Il metodo di risoluzione del sistema di equazioni si basa su uno schema accoppiato, con discretizzazione della pressione mediante upwind del 2° ordine. Per tutte le altre variabili del flusso di è scelto invece uno schema MUSCL del 3° ordine. Il criterio di convergenza sui residui è impostato a $O(5)$ per tutte le variabili dipendenti. Per agevolare la convergenza dell'algoritmo, il set up standard utilizzato per il controllo della soluzione prevede un numero di Courant pari a 100, mentre i fattori di rilassamento per pressione e momento sono stati presi pari a 0.65. Tutti i rimanenti fattori di sotto-rilassamento sono stati impostati a 0.8.

L'intensità e la direzione del flusso sono state definite nel Velocity Inlet. A partire dalla definizione del numero di Reynolds, il quale nel caso in esame assume un valore di $2.1 \cdot 10^6$ per un profilo avente corda di $1m$, è stato calcolato un modulo della velocità del vento di $30.6754 m/s$. Specificando poi i valori del coseno e del seno dell'angolo d'attacco caratteristico di ogni configurazione, è stato possibile risolvere il flusso per tutti i diversi valori dell'incidenza del profilo, rispetto al sistema di riferimento

assoluto. Al Pressure Outlet è stato definito il valore della pressione nelle condizioni operative (pari alla pressione atmosferica di $101325Pa$).

Per definire l'entità della turbolenza all'Inlet e all'Outlet, è stato specificato il valore dell'intensità di turbolenza e del diametro idraulico: sulla base di quanto indicato nell'articolo [16], per riprodurre correttamente le caratteristiche della galleria del vento nella quale sono state fatte le misure sperimentali, si è impostato un valore dell'intensità di turbolenza dello 0.045%. Il diametro idraulico è stato preso pari a $1m$.

Allo scopo di individuare il modello di turbolenza più idoneo, è stata condotta una serie di prove con profilo NACA0012 Baseline nelle quali si sono confrontati i risultati ottenuti utilizzando i modelli di Spalart-Allmaras, il $k-\varepsilon$ Realizable, il $k-\varepsilon$ RNG e il $k-\omega$ SST. Di seguito sono riportati i risultati di tali prove in termini di andamenti dei tre coefficienti aerodinamici di lift (Figura 3.2), drag (Figura 3.3) e momento (Figura 3.4).

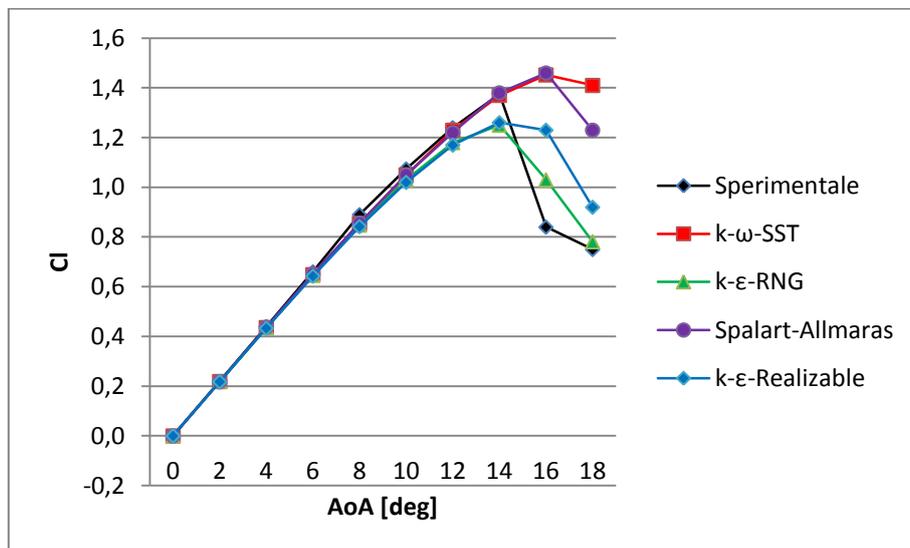


Figura 3.2: Confronto modelli di turbolenza – Coefficiente di portanza.

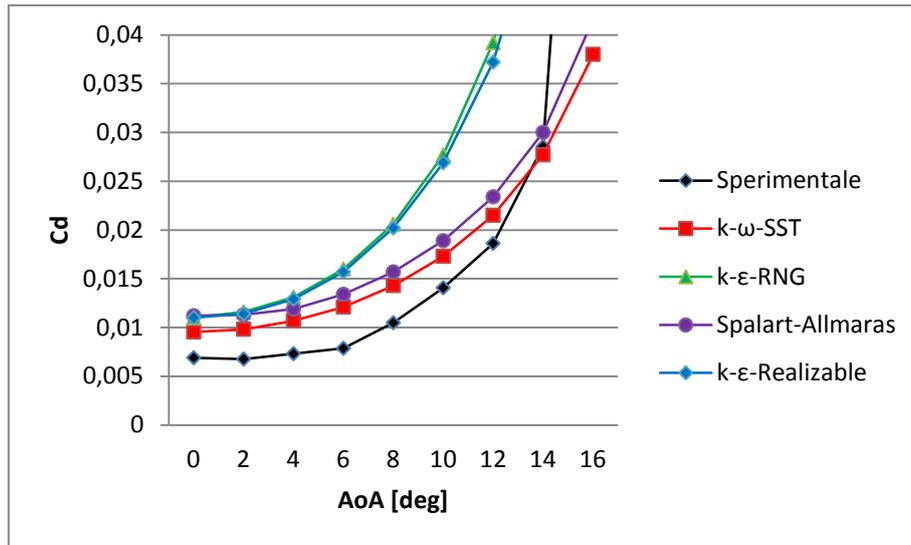


Figura 3.3: Confronto modelli di turbolenza – Coefficiente di resistenza.

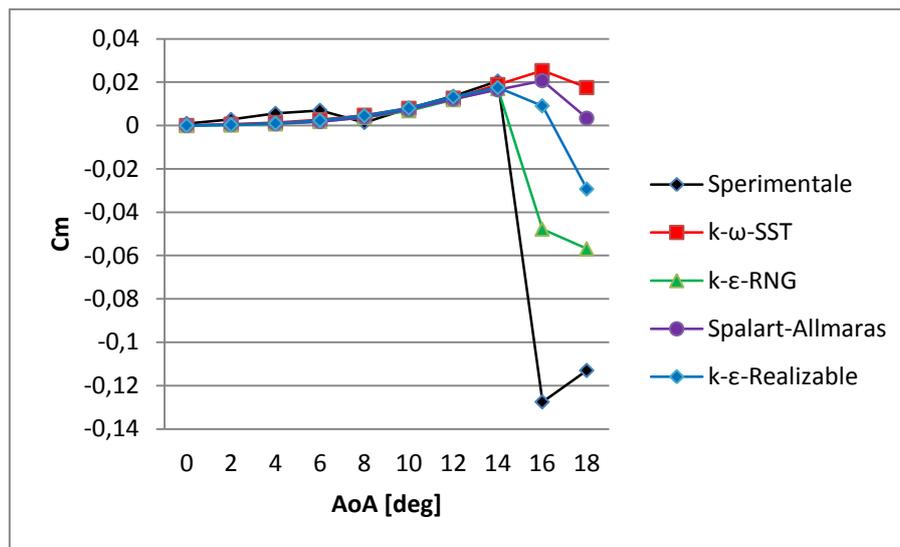


Figura 3.4: Confronto modelli di turbolenza – Coefficiente di momento.

Sulla base dei risultati di tali prove, si è deciso di impiegare per tutte le successive analisi il modello di turbolenza $k-\omega$ SST (*Shear Stress Transport*), il quale permette di riprodurre in maniera globalmente più accurata i dati sperimentali. È possibile osservare come i modelli di turbolenza del tipo $k-\epsilon$ siano invece quelli che hanno

permesso le predizioni migliori in termini di C_L dopo lo stallo, che si raggiunge subito dopo i 14° di AoA. Tuttavia, questi sono risultati essere i più penalizzati relativamente al calcolo del C_D , ragione che ha fatto propendere per la scelta del $k-\omega$ SST. Comportamento simile a quest'ultimo è stato riscontrato per il più semplice modello ad una equazione di Spalart-Allmaras.

La preferibilità del modello $k-\omega$ SST trova riscontro anche nel lavoro di Eleni et al [23], in cui sono stati testati i modelli di Spalart-Allmaras, $k-\varepsilon$ Realizable e $k-\omega$ SST per la predizione di un flusso con Reynolds di $3 \cdot 10^6$ attorno a un profilo NACA0012. Anche questi autori hanno registrato dei valori del coefficiente di drag superiori a quelli dei dati sperimentali. La cosa può trovare giustificazione nel fatto che i vari modelli di turbolenza trattano l'intero boundary-layer come turbolento, mentre nei casi reali si ha una prima zona laminare, seguita da una di transizione e infine da una regione nella quale il flusso risulta effettivamente di tipo turbolento pienamente sviluppato (vedi Paragrafo 2.3).

3.3 Risultati

3.3.1 Curve dei coefficienti aerodinamici

Mediante il modello CFD descritto nel precedente paragrafo, è stata eseguita una serie di simulazioni al variare dell'angolo d'attacco nell'intervallo $0^\circ < AoA < 18^\circ$, per differenti valori dell'altezza del Gurney flap. Concordemente con i dati sperimentali presi quali riferimento [16], questo è stato studiato nelle estensioni 0.5%C, 1%C, 1.5%C, 2%C e 3%C. I risultati ottenuti da queste simulazioni sono stati confrontati con i dati sperimentali a disposizione. Tutte le simulazioni numeriche sono state condotte in modalità Steady per angoli d'attacco fino ai 14° , mentre per i valori superiori si è preferito seguire un approccio Unsteady. Il calcolo dei vari coefficienti è stato eseguito direttamente in Fluent attraverso il menù "Monitors". Come illustrato nel Paragrafo

2.3, i coefficienti di portanza e di resistenza vengono convenzionalmente calcolati lungo le direzioni ortogonale e parallela alla direzione del vento, rispettivamente. Indicato con α l'angolo d'incidenza, essi sono quindi diretti secondo i versori:

$$\langle C_L \rangle = \begin{Bmatrix} -\sin\alpha \\ \cos\alpha \end{Bmatrix}$$

$$\langle C_D \rangle = \begin{Bmatrix} \cos\alpha \\ \sin\alpha \end{Bmatrix}$$

Il coefficiente di momento è stato calcolato prendendo come polo il quarto di corda (0.25; 0; 0) e con asse indicato dal versore $\langle 0; 0; -1 \rangle$. Le sei serie di figure che seguono riportano i confronti tra le curve polari costruite sperimentalmente (curve continue in blu) e quelle ottenute con la CFD (curve tratteggiate in rosso) nelle diverse configurazioni. Dall'osservazione dei risultati si può concludere che le simulazioni numeriche forniscono un'ottima riproduzione dei dati sperimentali nella regione lineare del coefficiente di lift, allontanandosi da essi solo a seguito del raggiungimento dello stallo. La stessa cosa può dirsi del coefficiente di momento. Meno precisa risulta l'aderenza dei risultati numerici con quelli da galleria del vento relativamente al coefficiente di drag. A giustificazione di questo comportamento, si possono tentare di addurre due differenti motivazioni, le quali non si escludono a vicenda. La prima, già accennata in precedenza, verte sul fatto che la risoluzione numerica basata sui modelli di turbolenza non considera l'esistenza di una parte di strato limite laminare e di transizione, ma l'intero boundary-layer viene trattato come se fosse completamente in regime turbolento sviluppato. In questo modo, è possibile che il solutore sovrastimi l'effetto dell'attrito da turbolenza. La seconda è riconducibile alla metodologia di misurazione seguita in galleria del vento. Per determinare il coefficiente di resistenza infatti si è fatto uso di una serie di sonde, per la misura delle pressioni totale e statica, situate 0.7 corde a valle del profilo, in aggiunta a delle misure di boundary-layer effettuate tramite delle prese di pressione totale miniaturizzate poste in corrispondenza del 90% della corda. Le grandezze così acquisite sono state integrate per ottenere i valori di C_D . Questa procedura però non permette di stabilire l'effettivo valore del coefficiente di skin friction (dovuto agli sforzi di taglio).

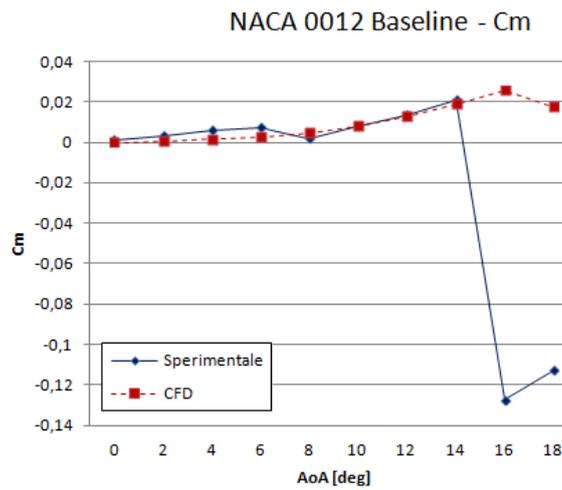
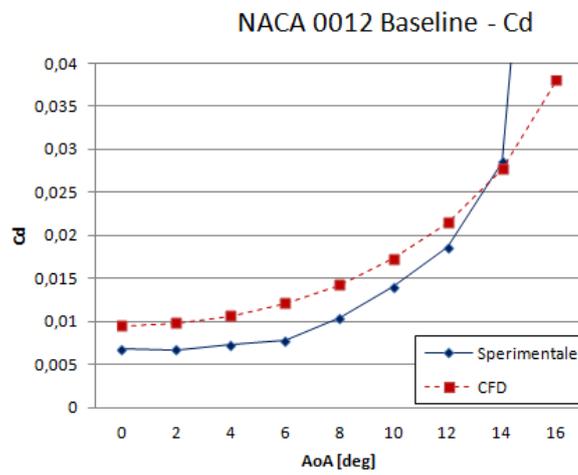
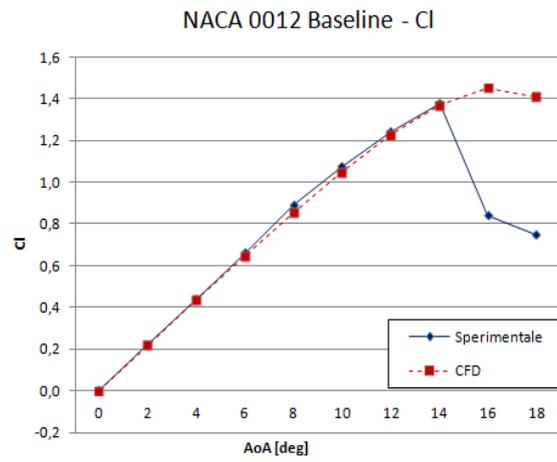


Figura 3.5: Coefficienti aerodinamici per profilo NACA0012 Baseline.

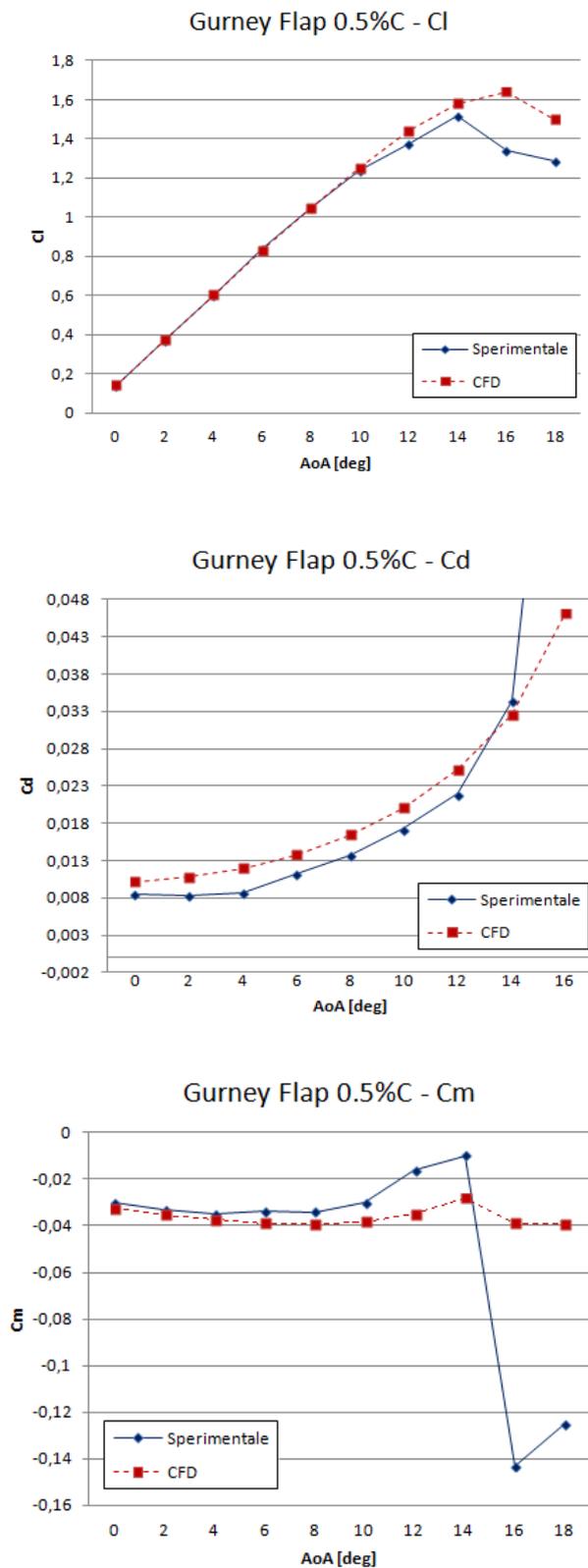


Figura 3.6: Coefficienti Aerodinamici per NACA0012 con Gurney flap 0.5%C.

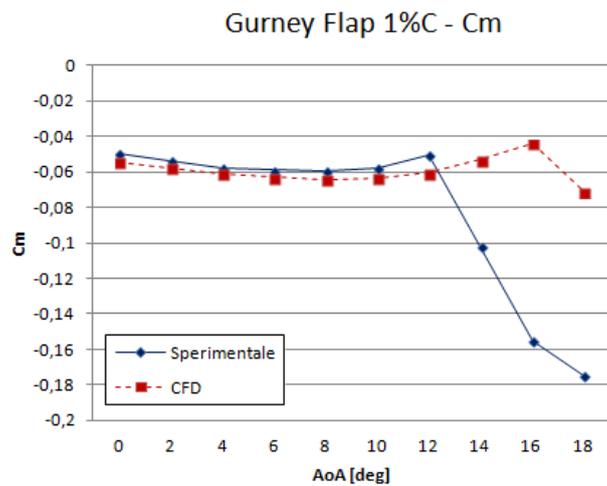
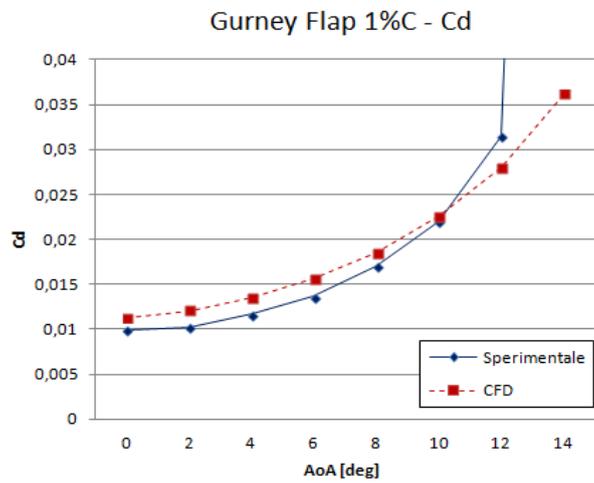
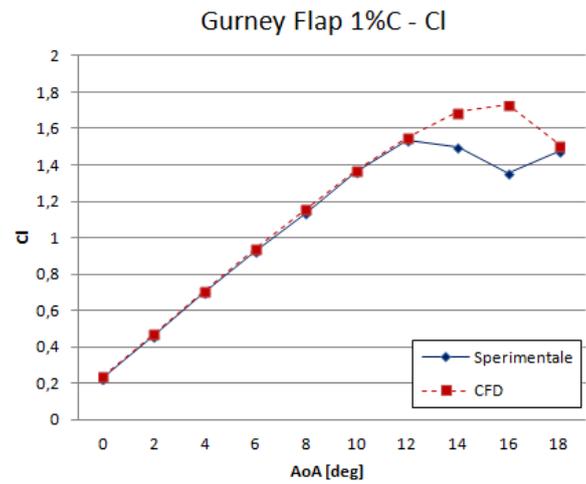


Figura 3.7: Coefficienti aerodinamici per NACA0012 con Gurney flap 1%C.

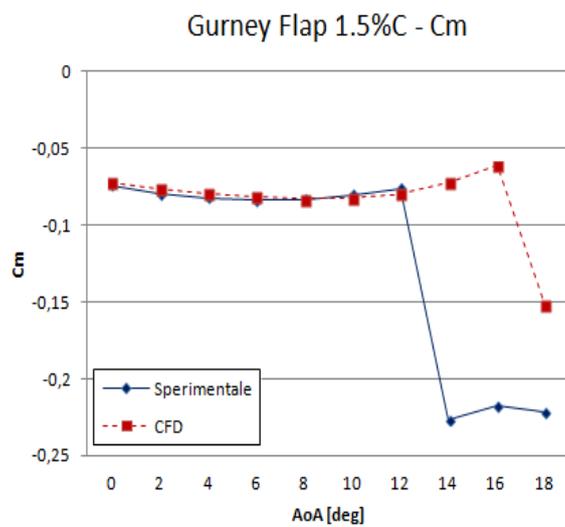
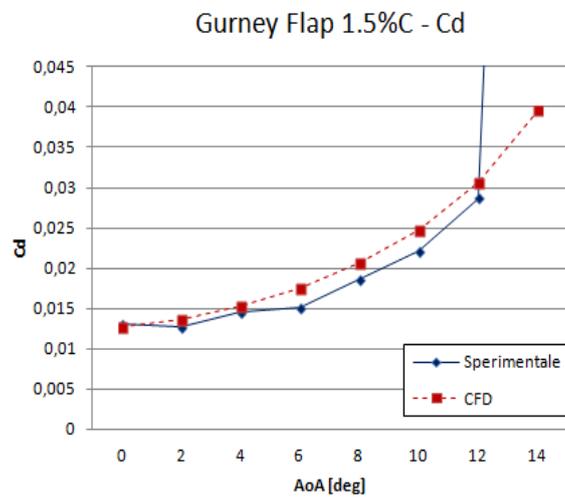
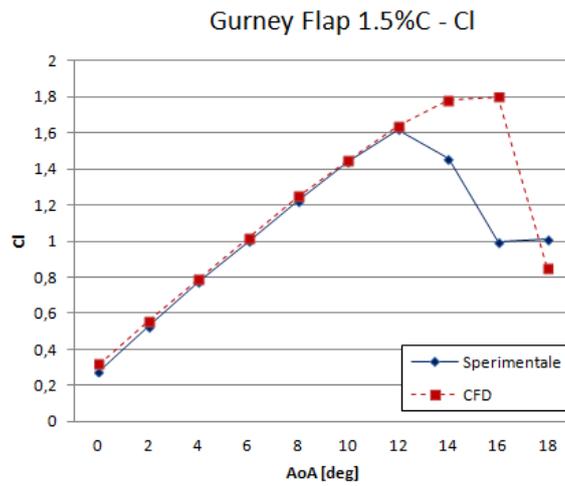


Figura 3.8: Coefficienti aerodinamici per NACA0012 con Gurney flap 1.5%C.

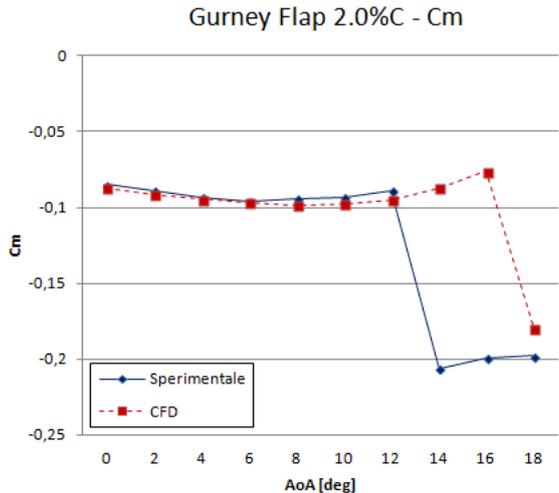
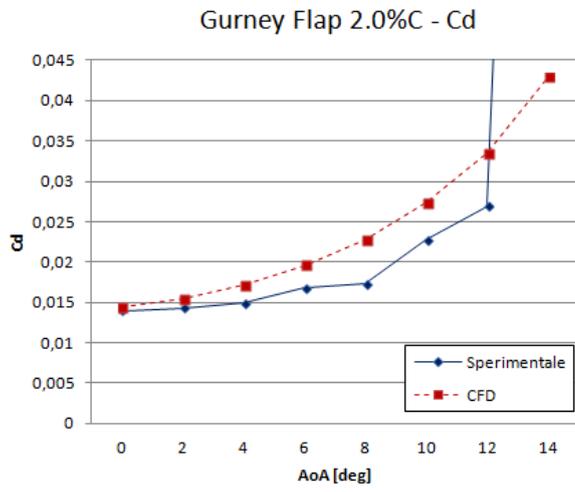
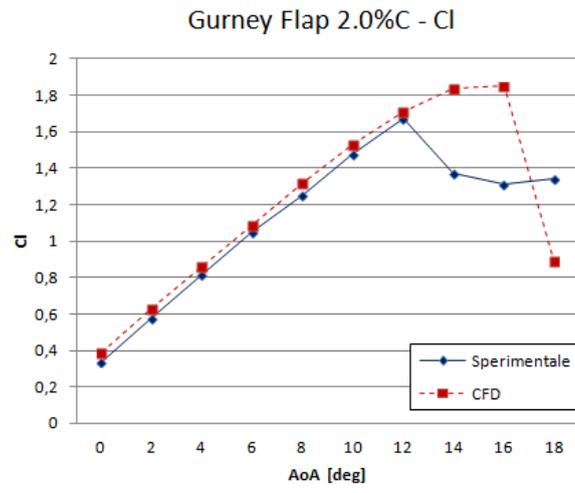


Figura 3.9: Coefficienti aerodinamici per NACA0012 con Gurney flap 2%C.

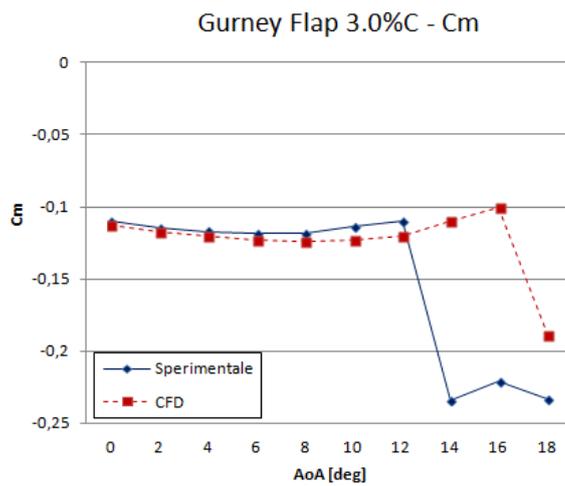
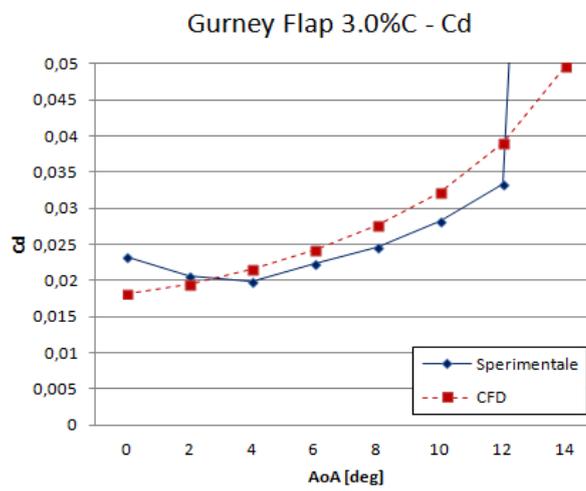
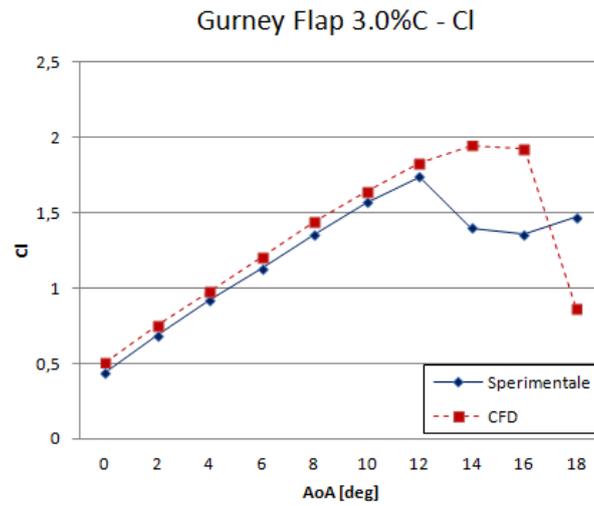


Figura 3.10: Coefficienti aerodinamici per NACA0012 con Gurney flap 3%C.

Nelle immagini seguenti (Figure 3.11, 3.12, 3.13) sono riassunti, in un unico grafico, gli andamenti di C_L , C_D e C_m forniti dal codice CFD per tutte le estensioni studiate del MiTE.

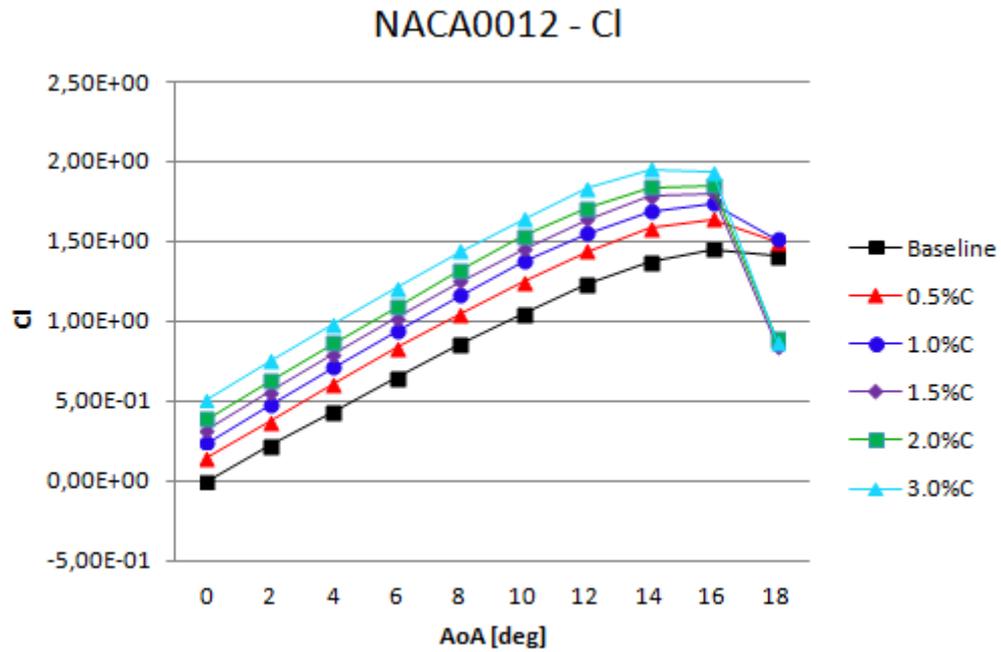


Figura 3.11: Confronto estensioni Gurney flap – Coefficiente di lift.

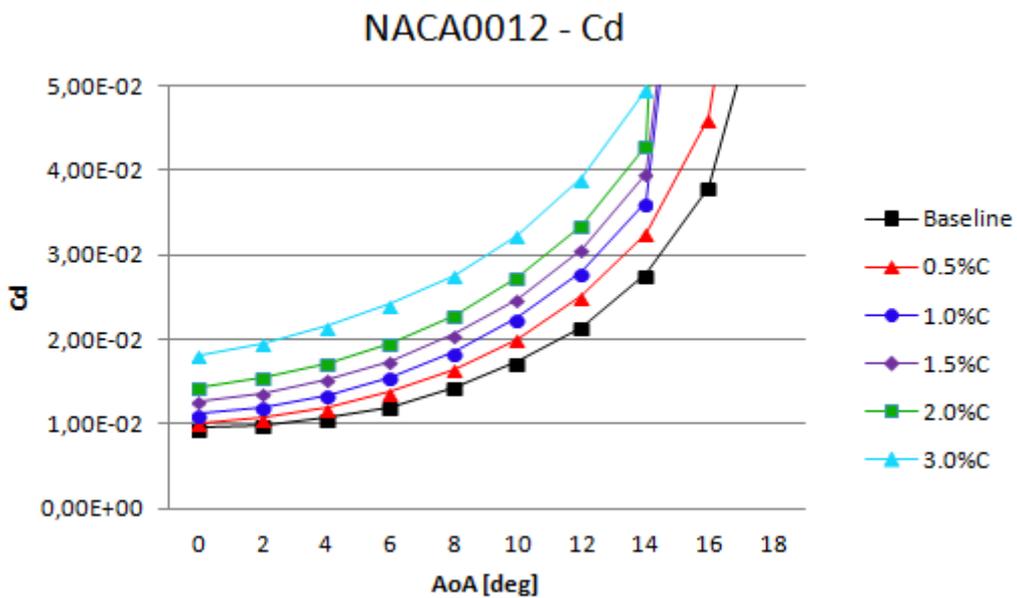


Figura 3.12: Confronto estensioni Gurney flap – Coefficiente di drag.

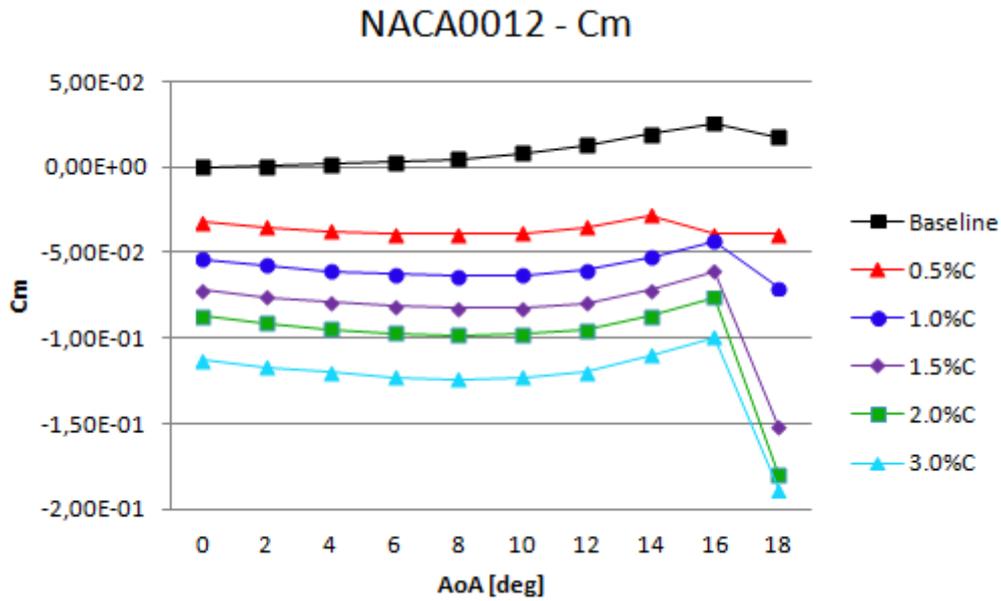


Figura 3.13: Confronto estensioni Gurney flap – Coefficiente di momento.

In riferimento a questi ultimi grafici è possibile determinare, a livello di incremento percentuale, la consistenza della variazione media che ciascuna differente altezza del Gurney flap comporta nei coefficienti rispetto al profilo normale. Naturalmente, una considerazione di questo genere può avere significato solo se riferita alla regione lineare, quindi per il range di angoli d'attacco inferiori al valore di stallo, a causa dell'aleatorietà dei risultati relativi alla condizione post-stallo.

Tabella 3.1: Valori % degli incrementi medi sui coefficienti aerodinamici dovuti alle estensioni studiate per il Gurney flap, rispetto al profilo baseline.

	0.5%C	1.0%C	1.5%C	2.0%C	3.0%C
ΔC_L	+23%	+35%	+46%	+54%	+68%
ΔC_D	+15%	+29%	+44%	+59%	+93%
ΔC_m	-935%	-1456%	-1852%	-2183%	-2727%

In Figura 3.14 si riportano in un grafico unitario i valori dell'efficienza calcolati nel range $0^\circ \leq AoA \leq 16^\circ$ per tutti i differenti Gurney flap valutati. Come si nota, oltre un certo valore dell'angolo d'attacco da un punto di vista dell'efficienza globale il Gurney flap risulta penalizzante per il profilo. Questo comportamento non risulta legato allo stallo in quanto si manifesta già nel pieno del tratto lineare.

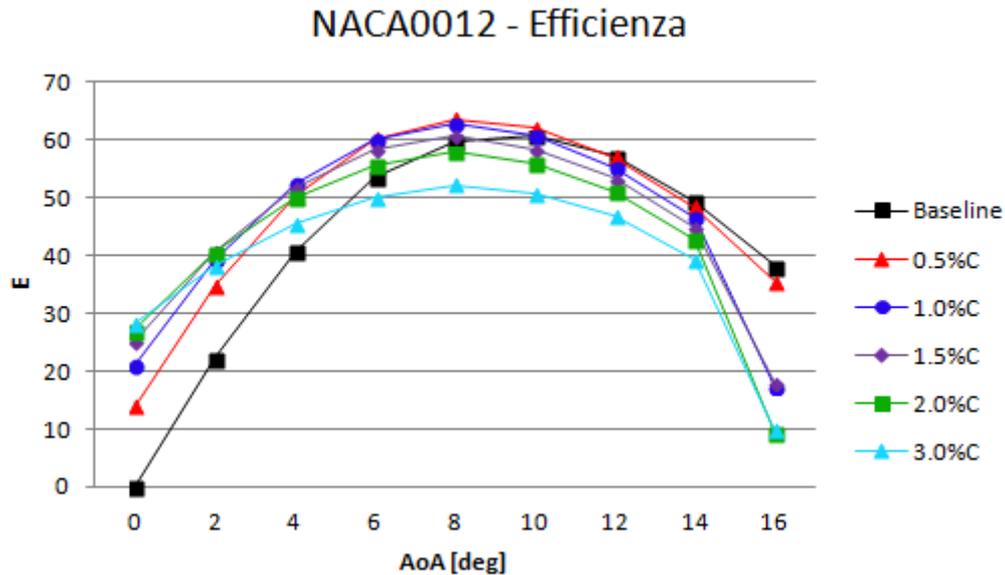


Figura 3.14: Confronto estensioni Gurney flap – Efficienza aerodinamica.

3.3.2 Distribuzione delle pressioni

Nelle seguenti Figure 3.15, 3.16, 3.17 sono riportati alcuni confronti tra le distribuzioni delle pressioni ottenute sperimentalmente e numericamente. Sulla base dei dati registrati in galleria del vento disponibili, si sono confrontati i profili di C_p relativi a un profilo NACA0012 Baseline e uno dotato di Gurney flap esteso al 2% della corda. Le comparazioni sono state effettuate per angoli d'attacco di 0° , 6° e 10° . Essendo prassi comune riportare i grafici relativi al $-C_p$, in modo tale d avere la parte superiore della curva riferita all'estradosso e quella inferiore all'intradosso, i dati forniti da Fluent sono stati prima processati in Excel al fine di ribaltarne tutti i segni. Osservando le figure, si

può riscontrare il buon livello di accuratezza con cui il codice CFD implementato è stato in grado di riprodurre i risultati della galleria del vento. È possibile inoltre osservare il salto di pressione al trailing-edge che si viene a determinare a seguito dell'applicazione del Gurney flap. Come si vede ad esempio dalla Figura 3.15, all'aumentare dell'altezza del Gurney flap si registra un conseguente aumento di tale salto.

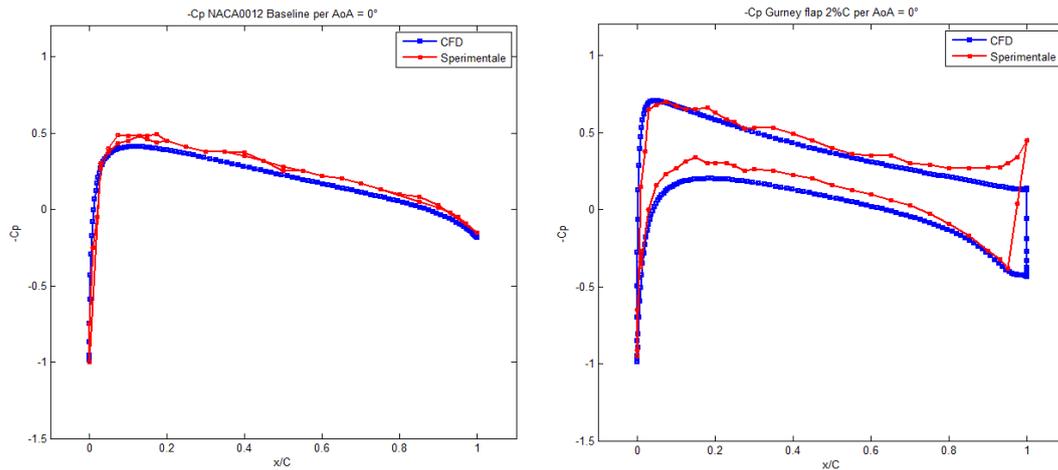


Figura 3.15: Coefficienti di pressione sperimentali (in rosso) e numerici (in blu) su profilo NACA0012 Baseline (sinistra) e con Gurney flap 2%C (destra), per $\alpha = 0^\circ$.

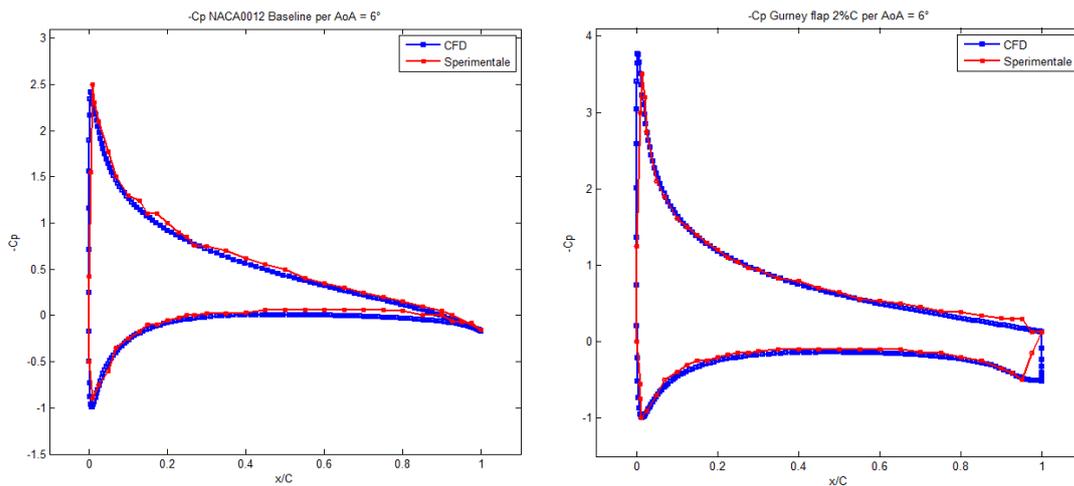


Figura 3.16: Coefficienti di pressione sperimentali (in rosso) e numerici (in blu) su profilo NACA0012 Baseline (sinistra) e con Gurney flap 2%C (destra), per $\alpha = 6^\circ$.

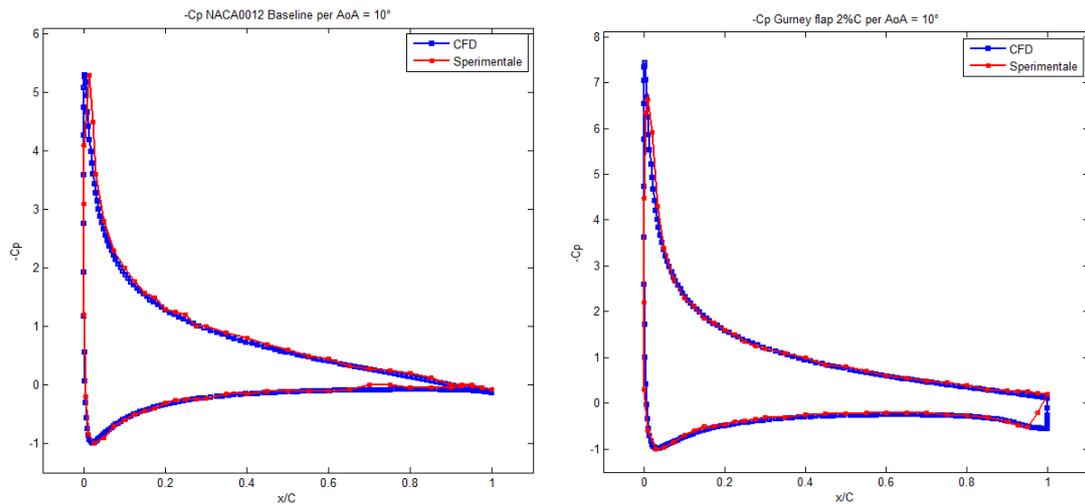


Figura 3.17: Coefficienti di pressione sperimentali (in rosso) e numerici (in blu) su profilo NACA0012 Baseline (sinistra) e con Gurney flap 2%C (destra), per $\alpha = 10^\circ$.

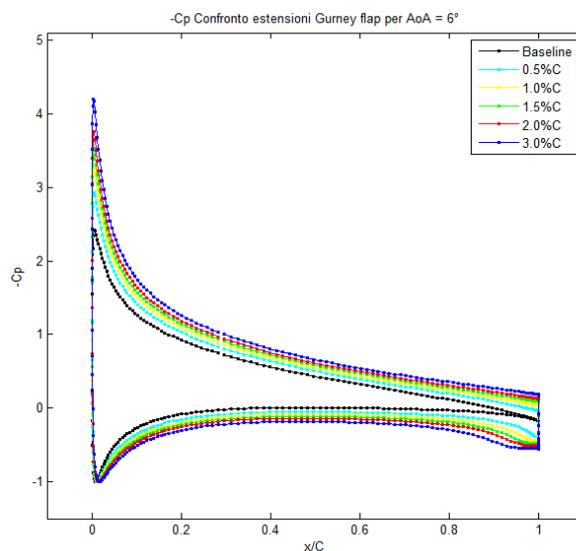


Figura 3.18: Confronto degli andamenti del C_p ottenuti numericamente per le varie estensioni del Gurney flap, con $\alpha = 6^\circ$.

Da una visualizzazione grafica delle linee di flusso, riportata per profilo con angolo d'incidenza $\alpha = 0^\circ$, si riscontra l'esistenza a valle del Gurney flap dei già menzionati due vortici controrotanti (vedi Figura 3.19). La loro presenza si traduce in un sensibile calo della pressione totale, il cui effetto si riflette in un aumento dell'aderenza del

fluido lungo le pareti e quindi in un ritardo del distacco di vena e dello stallo quando si opera a più alti angoli d'attacco. Il Gurney flap opera dunque in modo tale da accrescere la curvatura effettiva del profilo.

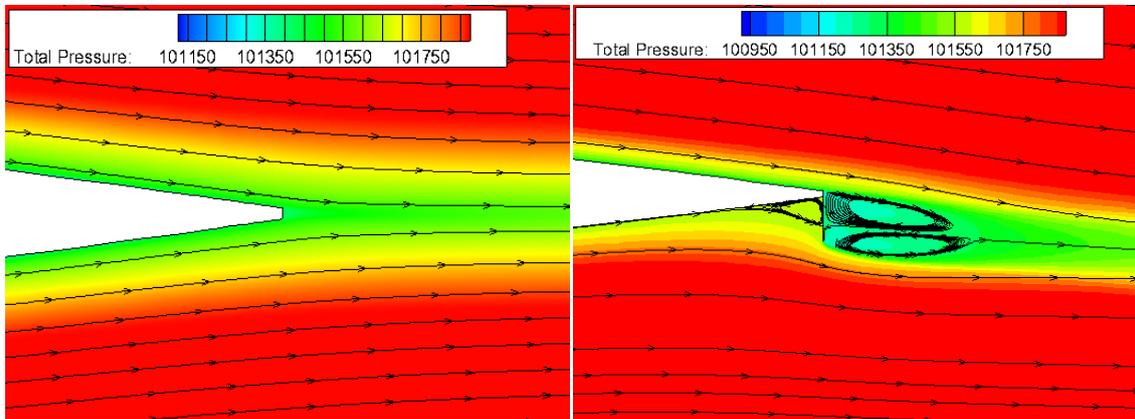


Figura 3.19: *Distribuzione pressione totale e linee di flusso al trailing-edge per profilo senza (sinistra) e con Gurney flap 2%C (destra) per $\alpha = 0^\circ$.*

In Figura 3.20 si riporta la struttura del flusso calcolato per profilo Baseline stazionario ad $\alpha = 18^\circ$, a seguito quindi dell'insorgenza dello stallo. Si nota l'estensione della regione interessata dai vortici sull'estradosso.

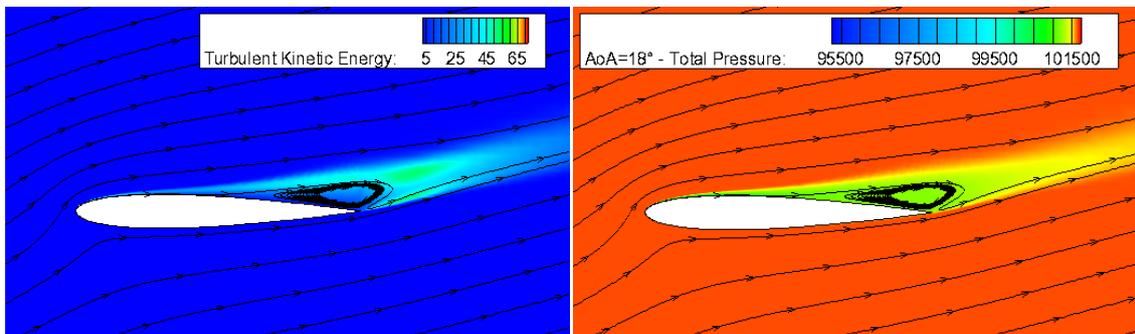


Figura 3.20: *Stallo del profilo NACA0012 Baseline per $\alpha = 18^\circ$. Distribuzione dell'energia cinetica turbolenta (sinistra) e della pressione totale (destra).*

3.3.3 Commenti

I risultati raccolti nella fase di validazione hanno permesso di riscontrare il buon livello di accuratezza con cui il codice CFD implementato è stato in grado di riprodurre le analoghe misurazioni effettuate in galleria del vento. In particolare, la mesh costruita con le caratteristiche esposte nel Paragrafo 3.2.1 è risultata idonea allo studio del flusso attraverso l'impiego del modello di turbolenza $k-\omega$ SST in tutte le varie configurazioni di angolo d'attacco ed estensioni del Gurney flap.

Le curve polari dei coefficienti aerodinamici sono state ricostruite con un soddisfacente grado di aderenza ai dati sperimentali, e la sovrastima generalizzata riscontrata nel coefficiente di drag risulta comunque nella norma delle capacità previsionali della CFD. Molto precisa è risultata anche la determinazione della distribuzione delle pressioni attorno alla superficie del profilo.

Tabella 3.2: Valori dell'efficienza aerodinamica calcolata nel range $0^\circ \leq AoA \leq 14^\circ$ in riferimento alle varie altezze studiate del Gurney flap.

Efficienza aerodinamica [adimensionale]									
AoA	0°	2°	4°	6°	8°	10°	12°	14°	media
BL	~0	22.30	40.75	53.64	59.79	60.69	57.21	49.46	42.98
0.5%C	13.92	34.72	50.42	60.22	63.64	62.19	57.14	48.47	48.84
1.0%C	21.15	39.34	52.52	60.19	62.70	60.89	55.36	46.68	49.85
1.5%C	25.20	40.73	51.83	58.29	60.68	58.47	53.42	44.95	49.20
2.0%C	27.08	40.58	50.23	55.61	57.89	56.04	51.04	42.89	47.67
3.0%C	28.13	38.32	45.60	50.00	52.17	50.77	46.80	39.31	43.89

Dall'osservazione dei dati riportati in Tabella 3.2 si nota come, per ciascuna configurazione, l'efficienza aerodinamica $E = C_L/C_D$ presenti un generalizzato aumento al crescere dell'angolo d'attacco fino agli 8° circa, per poi iniziare a calare (si veda anche la Figura 3.14). Questa considerazione è valida per tutte le estensioni del MiTE. Tuttavia, si osserva anche che man mano che si incrementa l'altezza del Gurney

flap, in parallelo diminuisce il valore dell'efficienza massima. Il valore medio invece mostra un aumento fino a che il dispositivo si porta su lunghezze dell'1-1.5% della corda, per poi decrescere nuovamente. Facendo riferimento ai dati di Tabella 3.1 invece, si vede che l'incremento percentuale medio sui singoli coefficienti di lift e drag si eguaglia quando il Gurney flap arriva intorno all'1.5% C -2% C ; dopo questo valore, la resistenza registra una crescita percentuale superiore a quella che interessa la portanza. Tutte queste considerazioni trovano riscontro negli studi di Li, Wang e Zhang [16] e di Jang, Ross e Cummings [18], secondo i quali i Gurney flap più performanti da un punto di vista complessivo non superano un'altezza di 2% C .

Il modello è stato quindi positivamente validato in vista della successiva applicazione allo studio di un profilo transonico oscillante, provvisto di Gurney flap mobile al trailing-edge.

Capitolo 4

Simulazione di Profilo Transonico RAE2822 Oscillante

4.1 Validazione RAE2822 in Condizioni Stazionarie

4.1.1 Modello per profilo transonico

Un'ulteriore verifica è stata condotta per valutare l'adeguatezza del modello CFD sviluppato nel caso dello studio di un profilo alare in regime transonico. Il profilo selezionato è il RAE (*Royal Aeronautical Establishment*) 2822 supercritico (vedi Appendice B). I profili supercritici sono stati sviluppati da Richard Whitcomb (presso il NASA Langley Research Center) a partire del 1965, per permettere di operare a velocità più elevate a parità di resistenza rispetto ai profili tradizionali.



Figura 4.1: NASA TF-8A, testbed ala supercritica (www.nasa.gov).

Esiste infatti un numero di Mach (noto come “Drag Rise Mach”, M_d) oltre il quale si assiste ad un brusco aumento del coefficiente di resistenza (questo vale per lo meno fino al raggiungimento della condizione sonica, $M = 1$, oltre la quale il C_D torna ad assumere valori inferiori). Dal momento che è sconveniente operare a valori superiori a M_d , i profili supercritici sono stati sviluppati per ritardarne il raggiungimento. In essi si assiste alla formazione di un’onda d’urto di minore intensità rispetto ad un profilo convenzionale, la quale risulta maggiormente spostata verso valle con conseguente minore estensione della zona di separazione.

Non si ha grande disponibilità di dati sperimentali relativi al profilo RAE2822. Per testare il modello si è presa come riferimento la pubblicazione di Yu, Wang e Zhang [24], nella quale si sono studiati gli effetti di un Gurney flap su profilo RAE2822 stazionario. All’interno di tale lavoro, gli autori si sono basati sulle misure prodotte da AGARD (caso 9) in galleria del vento, nelle condizioni di flusso con $M = 0.730$ e $Re = 6.5 \cdot 10^6$, per un angolo d’attacco di 3.19° . La mesh validata con il NACA0012 è stata quindi riadattata per permetterne l’utilizzo con il nuovo profilo transonico. Nello specifico, la distribuzione dei nodi sull’estradosso è stata infittita per permettere una migliore rappresentazione dell’onda d’urto, arrivando a 260 nodi sull’estradosso e 150 sull’intradosso. Questo ha inevitabilmente portato anche ad un aumento del numero complessivo dei nodi dell’intera mesh, che è passato a circa 150000. Il massimo y^+ risulta pari a 0.65. In Figura 4.2 si riporta un ingrandimento della mesh intorno al profilo.

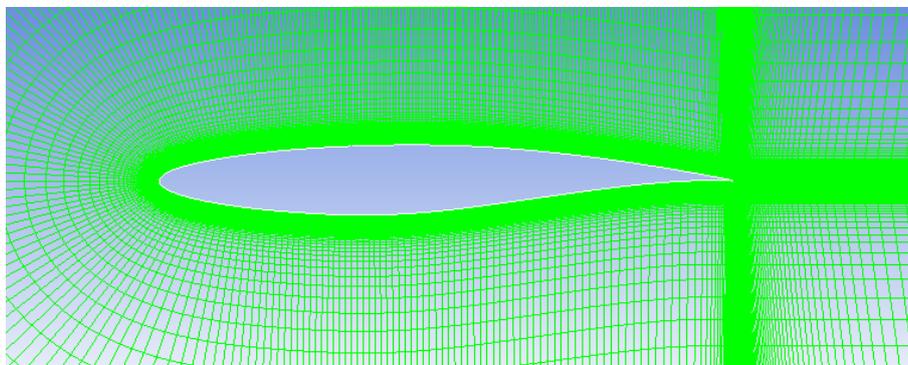


Figura 4.2: Dettaglio della mesh intorno al profilo RAE2822. Notare l’infittimento dei nodi lungo l’estradosso.

Dal punto di vista delle condizioni al contorno, il Velocity Inlet è sostituibile con un Pressure Far Field, come già anticipato nel Paragrafo 3.2.1. In tal modo è possibile specificare direttamente il valore del numero di Mach che caratterizza il flusso. Nelle date condizioni operative, ad un Mach di 0.730 corrisponde una velocità della corrente indisturbata di circa 253 m/s. Le impostazioni generali di Fluent sono state mantenute invariate rispetto a quelle adottate nella validazione del profilo NACA0012.

4.1.2 Risultati

Nel lavoro di Yu, Wang e Zhang è proposta una correzione da apportare al valore del numero di Mach e dell'angolo d'attacco, per eliminare gli effetti dovuti all'influenza delle pareti della galleria del vento sui rilievi sperimentali. I parametri caratteristici di questa correzione sono dovuti a Coakley [25], e prevedono di modificare il numero di Mach da 0.730 a 0.729 e l'angolo d'attacco da 3.19° a 2.79°, in riferimento ad un flusso con pressione statica di 101325Pa e temperatura statica di 300K.

Tabella 4.1: Prove di correzioni rispetto alle impostazioni di AGARD case 9.

Caso	AoA [°]	Mach	Intensità di Turbolenza	C_L	ΔC_L %	C_D	ΔC_D %
AGARD	3.19	0.73	-	0.803	-	0.0168	-
I	3.19	0.73	1% Inlet 1% Outlet	0.811	+1	0.021	+25
II	3.19	0.73	2% Inlet 2% Outlet	0.810	+0.87	0.0212	+26
III	2.79	0.729	1% Inlet 1% Outlet	0.748	-7.3	0.0161	-4.3
IV	2.79	0.729	2% Inlet 2% Outlet	0.745	-7.8	0.0166	-1.2
V	2.79	0.729	3% Inlet 3% Outlet	0.745	-7.8	0.0173	+3
VI	2.79	0.729	2% Inlet 3% Outlet	0.746	-7.6	0.0166	-1.2
VII	2.82	0.729	2% Inlet 3% Outlet	0.750	-7.1	0.0168	-

VIII	2.85	0.729	2% Inlet 3% Outlet	0.756	-6.2	0.0171	+1.8
IX	2.90	0.729	2% Inlet 3% Outlet	0.761	-5.5	0.0176	+4.7
X	2.91	0.729	1% Inlet 1% Outlet	0.768	-4.6	0.0172	+2.4
XI	2.91	0.729	2% Inlet 3% Outlet	0.766	-4.8	0.0177	+5.4
XII	2.92	0.729	1% Inlet 1% Outlet	0.769	-4.4	0.0173	+3

Sulla base di queste considerazioni, si sono condotte una serie di prove per trovare la combinazione migliore dei vari parametri dal punto di vista della previsione complessiva dei coefficienti aerodinamici. In Tabella 4.1 sono riassunti i risultati di queste prove, nelle quali si sono variati il numero di Mach, l'angolo d'incidenza e il valore dell'intensità di turbolenza impostata all'ingresso e all'uscita della griglia di calcolo. Il set-up giudicato ottimale è risultato essere quello corrispondente al caso X, il quale consente di mantenere inferiore al 5% l'errore sulla stima di entrambi i coefficienti. Tutte le successive simulazioni sono dunque state portate a termine con queste impostazioni. In figura 4.3 è riportato l'andamento del coefficiente di pressione ottenuto dall'analisi CFD, confrontato con quello relativo al caso 9 di AGARD.

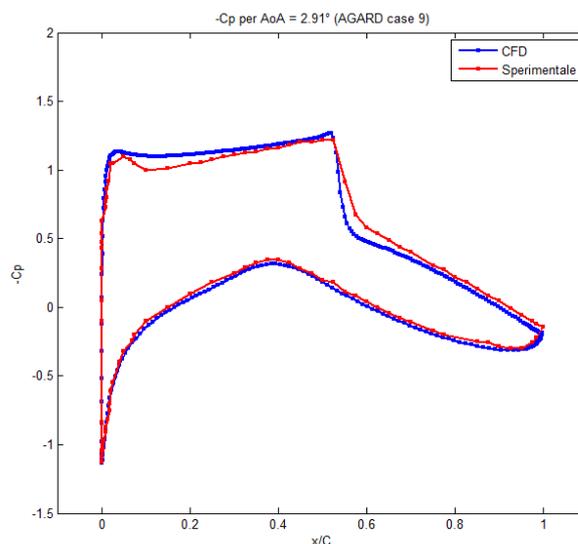


Figura 4.3: Coefficiente di pressione, confronto con il caso 9 di AGARD.

La corrispondenza tra i valori di $-C_p$ misurati sperimentalmente e quelli ottenuti mediante la CFD è risultata essere molto buona. Si osserva che lo scostamento più significativo tra le due curve ha luogo all'estradosso, in particolare nella zona subito a valle dell'onda d'urto. A titolo di confronto, si riporta che, in questa stessa zona, anche Yu, Wang e Zhang hanno riscontrato dei valori leggermente sottostimati rispetto ai dati da galleria del vento. Nel loro caso, le analisi numeriche sono state fatte impiegando dei modelli di turbolenza diversi, in particolare quello di Spalart-Allamaras ed il Realizable $k-\varepsilon$.

La posizione in cui si forma l'onda d'urto sull'estradosso è localizzata all'incirca in corrispondenza della metà della corda. Essa è facilmente osservabile visualizzando la distribuzione del numero di Mach nella zona attigua al profilo alare (Figura 4.4); così facendo, si può individuare anche la posizione del punto di stagnazione in prossimità del leading-edge. La bolla supersonica che si forma all'estradosso presenta la forma caratteristica propria dei profili supercritici, più protesa verso valle e delimitata da un'onda d'urto di minore estensione rispetto a quanto avviene nei profili convenzionali.

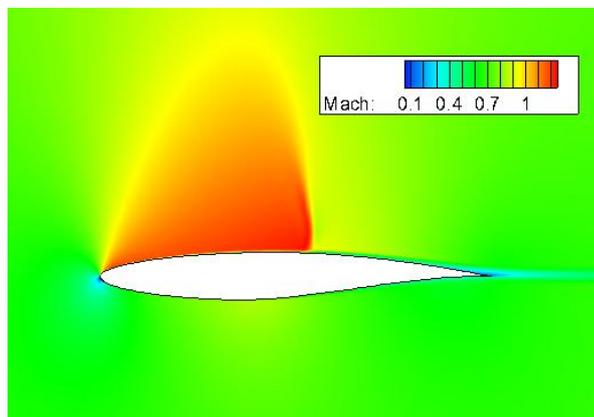


Figura 4.4: *Contour del numero di Mach (per angolo d'attacco $\alpha = 2.91^\circ$) con visualizzazione dell'onda d'urto.*

Si è verificata infine la corrispondenza tra i risultati ottenibili con il modello fluidodinamico qui presentato e quelli relativi alle simulazioni CFD condotte da Yu, Wang e Zhang [24] (vedi Figure 4.5, 4.6 e 4.7). Non trattandosi più di un confronto

fatto rispetto a misure di natura sperimentale, questa comparazione assume comunque un valore piuttosto relativo. Questo è vero a maggior ragione in relazione al fatto che gli stessi autori si sono limitati a riprodurre l'andamento dei coefficienti, in condizioni stazionarie, unicamente nell'intervallo di angolo d'attacco $-2^\circ < AoA < 4^\circ$. Nell'ambito del lavoro sulla presente tesi, si è tentato di ricostruire le polari del profilo, nelle date condizioni di flusso transonico, anche per valori maggiori di incidenza, tuttavia i risultati riferiti agli angoli d'attacco superiori non vengono qui proposti in quanto privi di qualsiasi riscontro effettivo e caratterizzati da andamenti piuttosto atipici, tali da metterne in dubbio la validità.

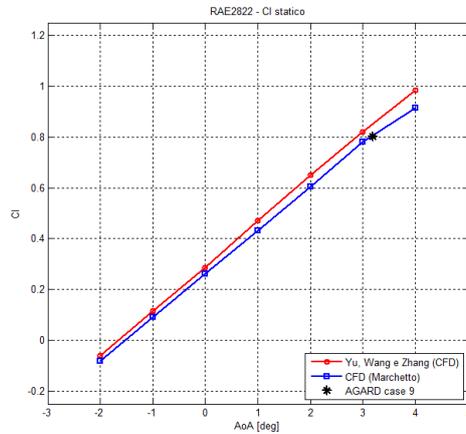


Figura 4.5: Confronto coefficiente di portanza con i risultati CFD di Yu, Wang e Zhang.

Con un asterisco nero è indicata la misura sperimentale di AGARD.

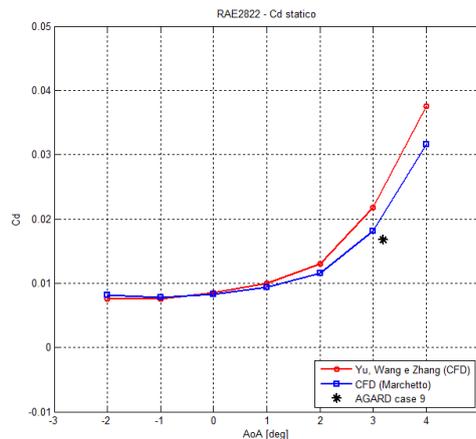


Figura 4.6: Confronto coefficiente di resistenza con i risultati CFD di Yu, Wang e Zhang.

Con un asterisco nero è indicata la misura sperimentale di AGARD.

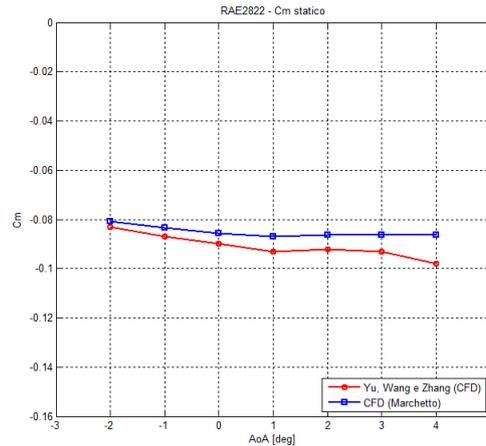


Figura 4.7: Confronto coefficiente di momento con i risultati CFD di Yu, Wang e Zhang.

4.2 Caratteristiche dello stallo dinamico

Lo studio di un profilo oscillante è strettamente legato al fenomeno dello stallo dinamico. Esso può avere luogo in tutte quelle situazioni nelle quali le superfici dedicate alla generazione della portanza sono dotate di moto accelerato. Una data superficie portante può trovarsi nella condizione di stallare dinamicamente quando la sua posizione istantanea, rispetto ad un sistema di riferimento fisso, dà luogo ad una incidenza effettiva tale da portare allo stallo [26]. Si tratta di un fenomeno caratteristico dei rotori di elicottero, in quanto costituisce un fattore progettuale che limita la massima velocità di avanzamento delle pale. Tuttavia, esso può interessare anche i velivoli ad ala fissa in condizioni di manovra, le turbine eoliche e le turbomacchine. In una situazione di elicottero in volo avanzato, nel corso del compimento di un ciclo di rotazione la pala subisce delle rapide variazioni di incidenza causate dal moto di flappeggio, dall'introduzione del comando di ciclico (*) e dagli influssi dovuti alla scia provocata dalle altre pale del rotore.

(*) I principali comandi con i quali il pilota agisce sul rotore sono quelli di passo collettivo e di passo ciclico. Il comando collettivo è quello mediante il quale si cambia l'incidenza di tutte le pale allo stesso modo. Il ciclico invece permette di far assumere alle pale un angolo d'attacco diverso a seconda della loro posizione angolare durante il moto di rivoluzione.

In particolare, durante ciascun ciclo di rotazione del rotore il profilo è soggetto alla combinazione di due moti armonici, uno di rotazione in beccheggio (*pitch*) e l'altro di traslazione verticale (*plunge*), i cui effetti si traducono in brusche variazioni di incidenza di ampiezza considerevole. In questa situazione la pala retrocedente, ossia quella interessata ad un vento relativo di minore entità, può essere condotta alla condizione di stallo dinamico.

Lo studio dello stallo dinamico di un profilo oscillante costituisce un campo di grande interesse nella ricerca aeronautica, dal momento che questo fenomeno provoca una serie di limitazioni sulle massime prestazioni raggiungibili dagli elicotteri, in particolare riguardo la massima velocità di avanzamento raggiungibile. Inoltre, le significative variazioni di incidenza provocano delle altrettanto significative variazioni dei carichi agenti sulle pale, con conseguenti sollecitazioni torsionali a livello strutturale e generazione di vibrazioni in cabina. Infine, lo stallo dinamico può innescare fenomeni di risonanza fluido-struttura (*flutter*).

Da un punto di vista fisico, lo stallo dinamico è caratterizzato dalla formazione sull'estradosso del profilo di una struttura vorticoso a partire dal bordo d'attacco [27]. Al periodico aumentare dell'angolo di incidenza del profilo, il vortice migra lungo la superficie del dorso fino alla separazione che avviene in corrispondenza del trailing-edge. La natura del flusso attorno al profilo, e dunque i carichi aerodinamici agenti su di esso, sono completamente diversi rispetto a ciò che si osserva in regime stazionario. Inoltre, la struttura assunta dal flusso durante la fase oscillante del moto a cabrare presenta delle asimmetrie rispetto a quella relativa alla fase di moto a picchiare. Questo si riflette in un'isteresi sul valore assunto dall'angolo d'attacco nelle due fasi. A seguito di prove eseguite in galleria del vento su profili soggetti a puro moto di beccheggio armonico, si è visto che per studiare lo stallo dinamico è conveniente riferirsi a semplici modelli bidimensionali, in quanto il fenomeno presenta caratteristiche simili pur considerandolo a differenti valori di apertura della pala [28].

Per analizzare più nel dettaglio l'evoluzione del flusso durante il compimento di un ciclo di rotazione delle pale del rotore, è utile riferirsi ai relativi diagrammi dei

coefficienti aerodinamici (Figura 4.8). Se si riporta in un unico grafico la curva statica del coefficiente di portanza insieme a quella di isteresi dinamica, si osserva innanzitutto che in condizioni dinamiche è possibile spingersi a valori superiori dell'angolo d'attacco prima di incorrere nello stallo, raggiungendo valori più elevati del coefficiente di portanza. Ciò è dovuto all'effetto di risucchio provocato dal vortice sull'estradosso.

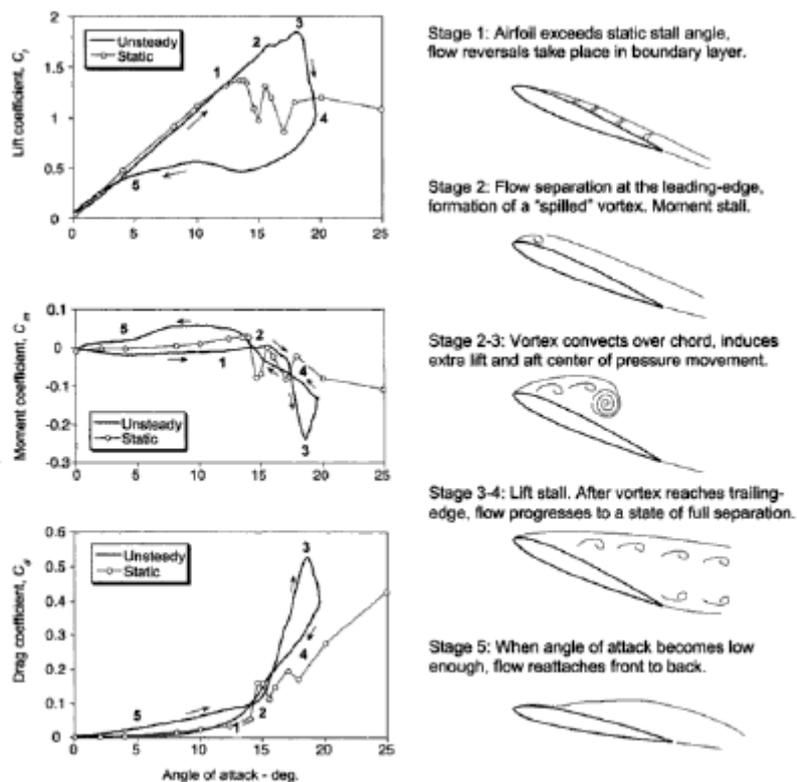


Figura 4.8: *Morfologia del flusso e diagrammi-tipo per lift, drag e momento di un profilo in stallo dinamico (tratto da Leishman, Principles of Helicopter Aerodynamics).*

In riferimento alla Figura, è osservabile un primo tratto lineare nel quale le due curve si trovano grosso modo sovrapposte. Al raggiungimento della condizione di stallo statico (punto 1), si vede che nella curva dinamica il comportamento lineare viene in un certo senso estrapolato anche oltre il relativo valore dell'angolo di stallo. Benché l'effetto sulla portanza possa apparire del tutto lineare, è possibile che superato l'angolo di

stallo statico si abbiano delle zone di flusso inverso, in particolare all'interno dello strato limite. In questa fase si assiste alla generazione di un vortice molto intenso nella zona del leading-edge (punto 2), detto "Leading Edge Vortex" (LEV), il quale avanza verso il bordo d'uscita del profilo.

L'aumento della portanza che si registra in questa fase è dovuto proprio alla presenza di questo LEV, in quanto il suo moto vorticoso dà luogo ad una regione di bassa pressione sull'estradosso che incrementa la portanza complessiva. Benché le zone di separazione vadano via via aumentando, fintanto che il vortice si mantiene sul dorso del profilo la portanza non crolla. Nel momento in cui il LEV giunge in corrispondenza del trailing-edge (punto 3), la portanza decade in maniera brusca. Dopo che il vortice si è distaccato completamente dalla superficie, è comunque possibile che abbia luogo la formazione e il successivo distacco di ulteriori vortici secondari, i quali possono temporaneamente fornire ancora un incremento della portanza, sebbene di minore intensità, sotto forma di fluttuazioni. Dopo questa fase, l'incidenza del profilo inizia a diminuire (punto 4), ma poiché il flusso risulta ampiamente separato, è necessario un certo tempo prima che questo si riattacchi e il processo possa ricominciare (punto 5).

In riferimento alla curva del momento, lo stallo dinamico risulta anticipato rispetto alla portanza, in quanto quando il vortice oltrepassa la metà della corda il momento subisce un crollo. Dal punto di vista dei rotori degli elicotteri, lo stallo dinamico del momento è un parametro ancora più importante di quello della portanza, in quanto strettamente legato al damping aerodinamico, ossia il lavoro per ciclo di oscillazione compiuto dalle forze aerodinamiche sul profilo, definito come

$$\xi = - \int_c C_m(\alpha) d\alpha$$

Da un punto di vista grafico, il damping aerodinamico rappresenta l'area sottesa dalla curva di isteresi del coefficiente di momento. Se il verso di percorrenza è orario, il fluido cede energia al profilo e le oscillazioni tendono ad ampliarsi. In questo caso

risulta $\xi < 0$. Se invece il verso di percorrenza della curva di isteresi è antiorario, è il fluido a ricevere energia dal moto del profilo, per cui $\xi > 0$.

Per un profilo oscillante, si possono avere quattro differenti regimi di funzionamento:

- *No stall*, nel caso in cui le oscillazioni siano tali da non portare all'insorgenza della separazione. Le teorie lineari sono ancora adatte a descrivere il comportamento del profilo;
- *Stall onset*, che si verifica quando l'ampiezza di oscillazione è tale da innescare una piccola zona di stallo. La dinamica del profilo è comunque tale da non determinare un forte crollo della portanza;
- *Light stall*, nel caso in cui una certa porzione del ciclo si realizza in condizioni di flusso stallato, mentre nella rimanente il flusso è ancora attaccato e il funzionamento del profilo è lineare. La scala di interazione delle zone viscosi si mantiene nell'ordine dello spessore dello strato limite. È una categoria di stallo sensibile al tipo di moto e alle caratteristiche geometriche del profilo;
- *Deep stall*, situazione in cui l'ampiezza di oscillazione è considerevole e tale da mantenere continuamente il profilo in stallo, con un intenso distacco di vortici. L'estensione delle zone viscosi è comparabile alla lunghezza della corda del profilo. La forma del profilo e il tipo di moto sono meno rilevanti sulle caratteristiche generali di questo tipo di stallo.

Vi sono in definitiva diversi parametri che influenzano e caratterizzano il tipo di stallo dinamico che si può realizzare. In primis, l'angolo di incidenza massimo che viene raggiunto nel corso del ciclo, il quale è strettamente dipendente dall'angolo medio e dall'ampiezza di oscillazione attorno a quest'ultimo. Maggiore è il valore assunto dal massimo angolo d'attacco, maggiore sarà l'estensione delle zone di flusso separato. Benché sia il moto di *pitching* che quello di *plunging* producano, all'atto pratico, variazioni di incidenza praticamente analoghe, lo specifico tipo di moto incide in maniera differente sulle modalità di sviluppo dello stallo dinamico. Inoltre, così come avviene nel caso statico, nel quale la presenza di zone di separazione fa perdere la bidimensionalità del flusso, anche nel caso dello stallo dinamico si realizzano effetti

tridimensionali dei quali deve essere tenuto conto. Infine, nel caso dinamico è possibile incontrare regioni supersoniche anche per flussi asintoticamente poco comprimibili. L'interazione tra l'onda d'urto e lo strato limite può anticipare eventualmente la separazione.

4.3 Modello CFD per profilo oscillante

La simulazione numerica di un profilo in moto di beccheggio armonico richiede l'esecuzione di un codice CFD di tipo Unsteady-RANS. Si rende necessario infatti definire una legge di variazione del valore dell'angolo d'attacco in funzione del tempo. Nel corso della simulazione, quindi, l'assetto del profilo varia in maniera continua rispetto alla direzione della corrente indisturbata, rendendo possibile la riproduzione di fenomeni di natura dinamica non riscontrabili con i soli modelli stazionari. A livello di letteratura, sono disponibili diversi lavori nei quali i vari autori hanno implementato procedure molto simili tra loro allo scopo di assegnare al profilo un moto di tipo armonico. La legge che viene diffusamente utilizzata per descrivere il moto di *pitching* si basa sulla semplice funzione trigonometrica $\sin(\beta)$, la quale consente di imporre un'oscillazione di ampiezza definita attorno ad un valore medio:

$$\alpha(t) = \alpha_{mean} + \alpha_{amp} \sin(2\pi ft)$$

Mediante questa relazione, si definisce quindi l'angolo d'attacco istantaneo $\alpha(t)$ come sovrapposizione ad un valore medio, indicato con α_{mean} , di un moto oscillatorio di ampiezza α_{amp} . La frequenza di oscillazione è indicata con f . Un parametro significativo nella caratterizzazione del sistema è la frequenza ridotta k , la quale esprime l'adimensionalizzazione della frequenza di oscillazione rispetto alla lunghezza della corda e alla velocità della corrente indisturbata (*freestream*):

$$k = \frac{\pi f c}{U_{\infty}}$$

Questa rappresentazione è stata usata, ad esempio, da Gharali e Johnson per lo studio dello stallo dinamico di un profilo NACA0012 oscillante in condizioni di flusso non stazionario [29], utilizzando proprio una mesh strutturata a “C” messa in movimento secondo la legge appena definita. Altri autori hanno invece optato per la costruzione di una mesh circolare mobile non strutturata attorno al profilo, detta “O-ring”, inserita all’interno di una mesh fissa strutturata più esterna, con condizione di interfaccia tra le due. Si tratta della procedura adottata, tra gli altri, da Amiralaei, Alighanbari e Hashemi [30] e da Lu, Xie, Zhang e Lan [31].

Quale che sia la procedura adottata, in entrambi i casi la modellazione del problema fisico prevede l’imposizione di un moto di rotazione rigida alla mesh contenente il dato profilo, mentre la corrente viene mantenuta fissa secondo la direzione voluta, di solito quella orizzontale. L’assegnazione di un moto rigido tempovariante alla mesh è possibile in Fluent attraverso le UDF (User-Defined Functions), delle funzioni scritte in linguaggio di programmazione C che possono essere caricate dinamicamente all’interno del solutore per espanderne le performance; queste UDF si avvalgono della macro “DEFINE” predefinita all’interno di Fluent. I codici sorgente delle UDF possono essere interpretati oppure compilati: la differenza fondamentale consiste nel fatto che le UDF interpretate non sono in grado di accedere direttamente ai dati interni al solutore, bensì possono accedervi solo in maniera indiretta attraverso delle macro già definite messe a disposizione da Fluent stesso. Ciò rende le UDF interpretate di più facile utilizzo, dal momento che queste non richiedono un compilatore C e possono essere caricate ed eseguite anche su piattaforme diverse. Al contrario, le UDF compilate richiedono necessariamente un compilatore (per il C oppure anche per altri linguaggi nei quali le si voglia scrivere) e l’accesso a librerie condivise. Esse tuttavia sono più veloci dal punto di vista numerico e consentono di manipolare direttamente il solutore, modificando le sue strutture dati oppure introducendone di nuove.

In virtù della loro maggiore semplicità, si è cercato inizialmente di riprodurre il moto di beccheggio di un profilo attraverso l’uso di una semplice UDF interpretata, ribaltando l’approccio al problema ossia mantenendo fissa la mesh e, mediante UDF, imponendo

una variazione dell'angolo d'incidenza della corrente in ingresso. Per fare questo, si è fatto ricorso alla macro "DEFINE_PROFILE", con la quale si è stabilita la relazione tra angolo d'attacco e time-step riportata all'inizio di questo Paragrafo. Il valore istantaneo dell'angolo $\alpha(t)$ è stato così passato alle funzioni trigonometriche $\cos(\alpha)$ e $\sin(\alpha)$ attraverso le quali si sono specificate le direzioni del flusso all'inlet per ciascun time-step, utilizzando la formulazione "Magnitude and Direction" presente alla voce "Velocity Specification Method" nella definizione delle Boundary Conditions. Si fa presente la necessità di scrivere tutte le UDF necessarie (in questo caso, una per la componente x e una per la componente y) all'interno dello stesso file. In Appendice C è riportato lo script del file che si è utilizzato. Questo tipo di approccio, tuttavia, non si è rivelato perseguibile in quanto la modificazione della direzione del vento all'ingresso non si rispecchia istantaneamente in un'analogica modificazione della direzione della corrente all'interno dell'intero dominio fluido. Visualizzando la distribuzione della pressione totale sulla mesh e le linee di corrente (*streamlines*) infatti, si è notato che con il procedere della simulazione aumenta la curvatura di queste ultime tra inlet e outlet, parallelamente ad una crescente disuniformità della pressione totale anche nelle zone più lontane dal profilo e lungo i confini della mesh. In definitiva, operando in questo modo il flusso non viene adeguatamente risolto.

Si è dunque proceduto all'implementazione di una UDF compilata per imporre una legge di variazione temporale per la velocità angolare con cui far ruotare rigidamente la mesh, mantenendo la direzione della corrente fissa lungo l'asse x del sistema di riferimento globale (schema di Figura 4.9). Trattandosi di una UDF piuttosto semplice, sono state sufficienti le funzionalità da compilatore offerte dal pacchetto Microsoft Software Development Kit (SDK) 7.1. Per permettere la positiva compilazione del file sorgente, è necessario avviare Fluent attraverso il prompt dei comandi di SDK, all'interno di una cartella nella quale devono essere presenti i file Case e Data relativi alla condizione iniziale (ossia riferiti ad una precedente simulazione stazionaria effettuata con la mesh ruotata dell'angolo α_{mean}) e il file .c della UDF. All'interno di questa stessa cartella, a seguito della compilazione viene così creata la libreria nella quale il solutore di Fluent ricerca la UDF. La macro utilizzata per gestire il moto della

griglia di calcolo è quella “DEFINE_CG_MOTION”, con la quale è possibile definire dei moti rigidi di traslazione e/o rotazione da assegnare alle date regioni di interesse (in questo caso, si ha un’unica regione fluida costituita dall’intera mesh). In alternativa, sarebbe stato possibile ricorrere alla macro più generale “DEFINE_GRID_MOTION”, la quale offre la possibilità aggiuntiva di definire delle funzioni specifiche per ciascun nodo della griglia computazionale. Lo script del file sorgente relativo a questa UDF utilizzata per simulare il moto di beccheggio è leggibile in Appendice C. In riferimento a questo file, la legge sinusoidale assegnata alla velocità angolare attorno all’asse z (indicata con la dicitura “omega[2]”) è stata derivata dall’espressione già illustrata per l’angolo d’attacco $\alpha(t)$, pertanto si ha:

$$\omega_z = -\alpha_{amp} \omega \cos(\omega t)$$

avendo indicato con $\omega = 2\pi f$ la frequenza angolare del moto. Il segno negativo è stato introdotto per avere una rotazione oraria della mesh e quindi un angolo d’incidenza inizialmente crescente, fino al raggiungimento del suo valore massimo dato da $\alpha_{mean} + \alpha_{amp}$.

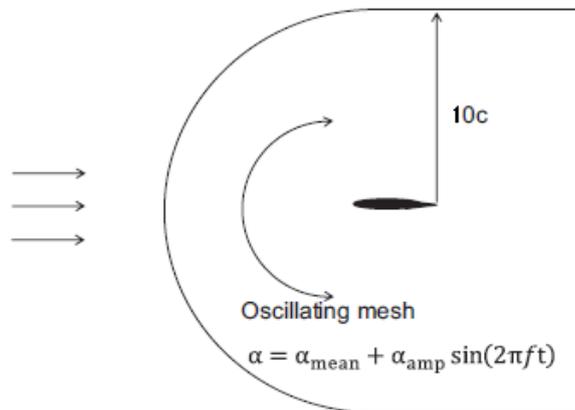


Figura 4.9: Schema di mesh oscillante con flusso orizzontale (tratto da [29]).

L’utilizzo di questa UDF richiede che in Fluent venga settata l’opzione “Dynamic Mesh”, andando ad “agganciare” la UDF alla zona di interesse, che nel caso in esame corrisponde all’intero dominio. In aggiunta, all’interno del menù “Boundary Conditions” la zona del *wall* (ossia il profilo) è stata impostata come “Moving Wall”.

Infine, si è selezionata l'opzione "Mesh Motion" all'interno del menù "Cell Zone Conditions".

4.4 Validazione profilo NACA0012 oscillante

Il modello CFD descritto nel Paragrafo 4.3 è stato validato in Fluent, studiando il comportamento dinamico di un profilo simmetrico NACA0012, in modo da potersi riferire ai dati sperimentali raccolti da Gerontakos nella galleria del vento "Joseph Armand Bombardier" del Laboratorio di Aerodinamica, presso il Dipartimento di Ingegneria Meccanica dell'Università McGill (Montreal) [32]. Si tratta di una galleria del vento subsonica caratterizzata da un livello di intensità di turbolenza dello 0.03% (riferito ad un flusso di 35 m/s). Le misurazioni sono state effettuate per differenti valori dell'angolo d'incidenza media nell'intervallo $0^\circ \div 15^\circ$, con oscillazioni di ampiezza variabile a seconda dei casi dai 5° ai 15° e frequenza ridotta di 0.025, 0.05, 0.1 e 0.2. In tutti i casi è stato utilizzato un profilo NACA0012 di corda pari a 0.15m e numero di Reynolds, basato sulla lunghezza della corda, di $1.35 \cdot 10^5$. Per quanto attiene le curve dinamiche che verranno nel seguito proposte, si precisa come esse siano state tutte costruite in riferimento al secondo o anche al terzo ciclo completo di beccheggio, poiché un primo ciclo di "avviamento" si è rivelato necessario allo scopo di conferire al fluido le corrette condizioni operative, diverse da quelle proprie della simulazione stazionaria di partenza. Il post processing dei dati relativi ai tre coefficienti aerodinamici è stato condotto in MATLAB, convertendo il valore dei time step nel corrispondente valore istantaneo dell'angolo d'attacco, per riuscire ad ottenere le classiche curve di isteresi dinamiche. Tutte le simulazioni CFD proposte in questo Paragrafo sono state effettuate in riferimento ad una frequenza ridotta $k = 0.1$, alla quale corrisponde una frequenza di beccheggio $f = 0.2971\text{Hz}$, ossia una velocità angolare di rotazione $\omega = 18.67\text{ rad/s}$ e quindi un periodo $T = 0.3365\text{s}$.

Inizialmente, è stata fatta una breve analisi di sensitività sulla dimensione del time step per valutare la dipendenza dei risultati dalla discretizzazione temporale. Si sono in

particolare confrontati i risultati ottenuti per time step di $10^{-3}s$ e di $10^{-4}s$. In Figura 4.10 si può osservare il livello di sovrapposizione delle due serie di curve ottenute.

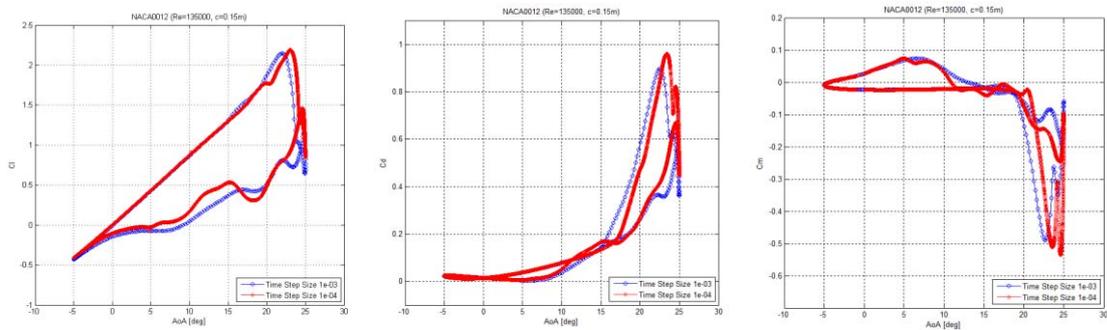


Figura 4.10: Curve di C_L , C_D e C_m ottenute con time step di $10^{-3}s$ (in blu) e di $10^{-4}s$ (in rosso), per $\alpha(t) = 10^\circ + 15^\circ \sin(\omega t)$ e $k = 0.1$.

Come si vede, la corrispondenza tra i due set di curve è abbastanza buona e le maggiori discrepanze si registrano nel ramo di ritorno, quando si hanno valori decrescenti dell'angolo d'attacco. Così come riscontrabile, ad esempio, in [29], proprio questa parte delle curve è quella maggiormente soggetta a differenze anche abbastanza significative rispetto ai dati sperimentali. Inoltre, andamenti sensibilmente diversi in questa stessa zona sono osservabili anche limitando il confronto a quanto ottenuto tra modelli CFD diversi. Ai fini della presente validazione, si è scelto di utilizzare un time step pari a $10^{-4}s$.

Esso è stato dunque adottato per le simulazioni dei moti di beccheggio riportati nel seguito, effettuate avendo come termine di paragone alcuni dei risultati da galleria del vento presenti in [32]. Il primo caso riprodotto tramite CFD è quello relativo alla legge di oscillazione

$$\alpha(t) = 10^\circ + 15^\circ \sin(\omega t)$$

con frequenza ridotta $k = 0.1$. In Figura 4.11 si affiancano le curve di isteresi così ottenute con quelle costruite sperimentalmente da Gerontakos.

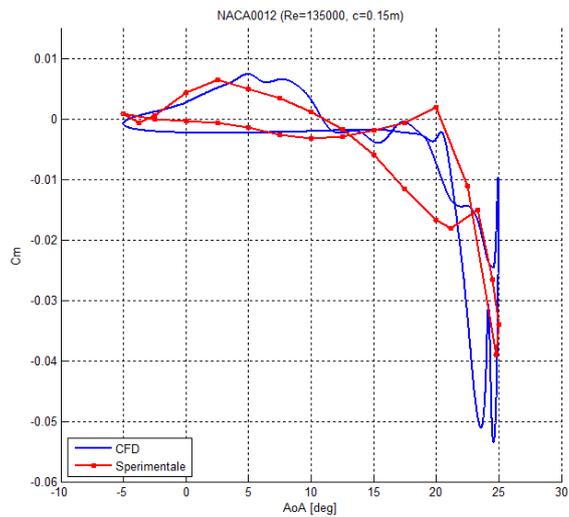
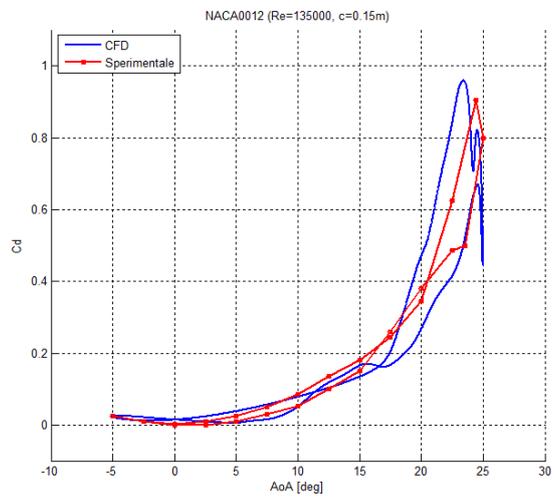
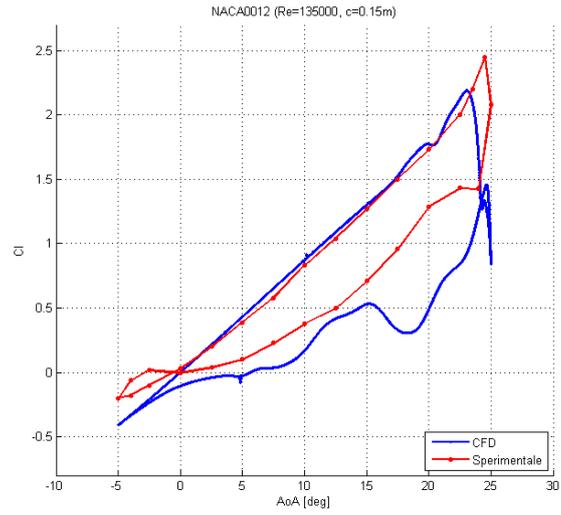
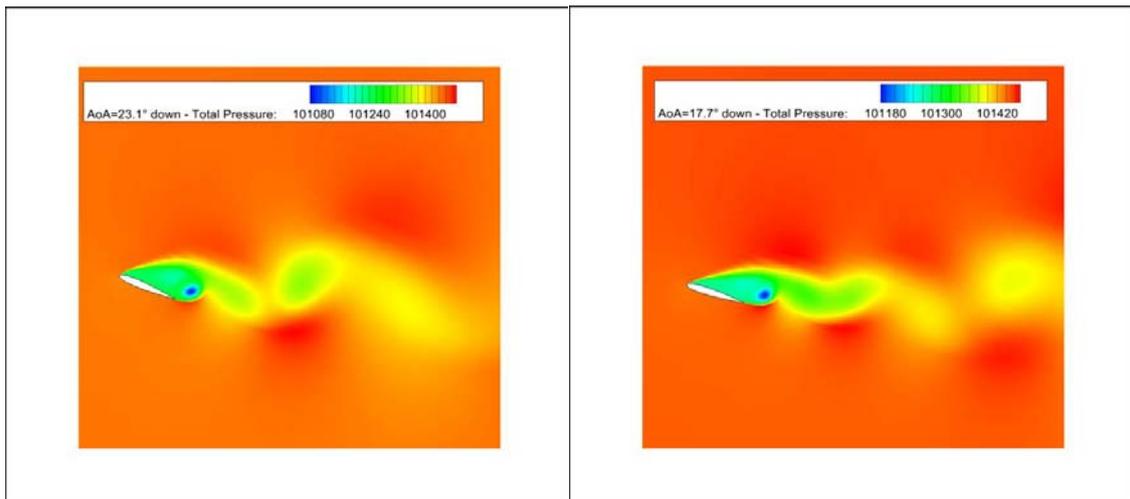
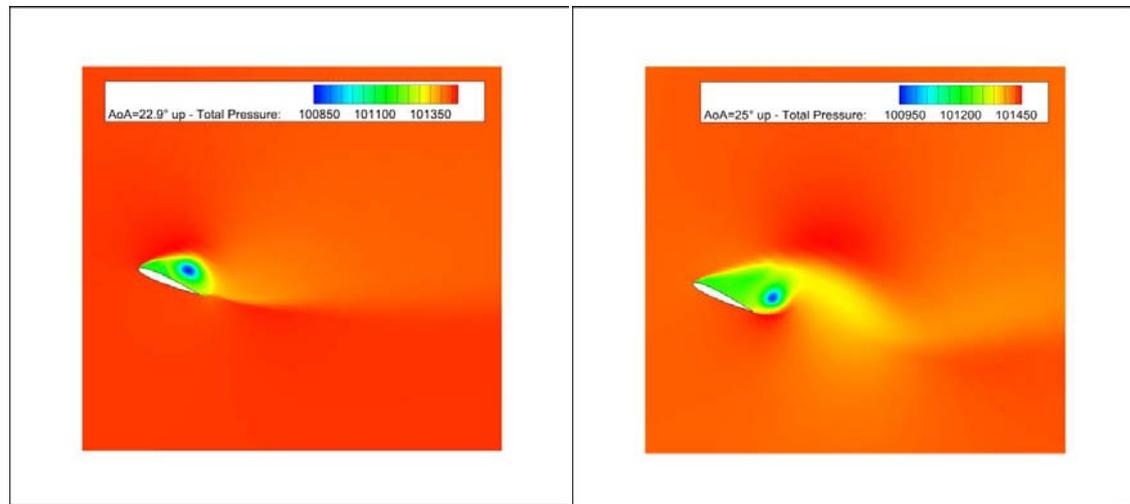
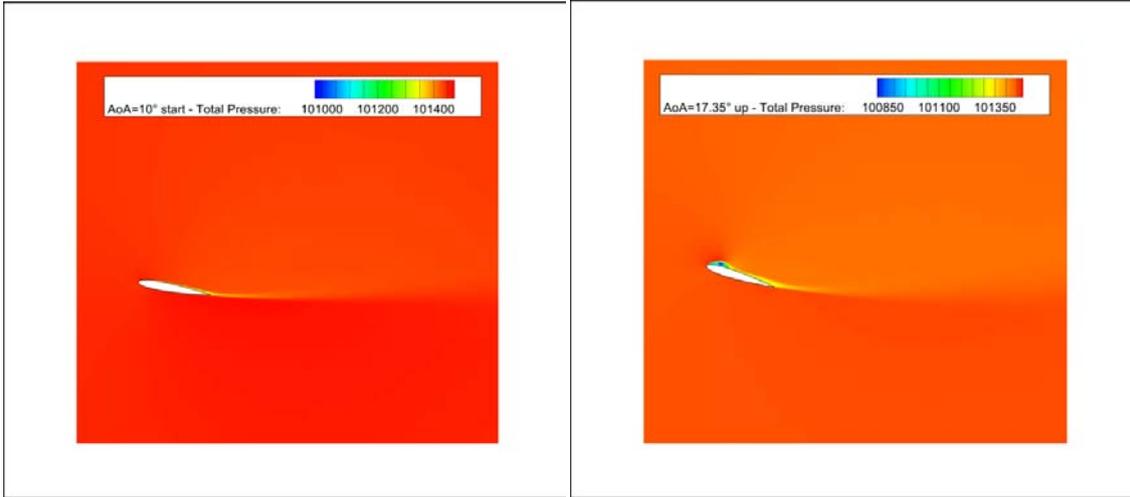


Figura 4.11: Confronto curve di isteresi CFD (in blu) e sperimentali (in rosso, tratte da [32]), per $\alpha(t) = 10^\circ + 15^\circ \sin(\omega t)$ e $k = 0.1$.



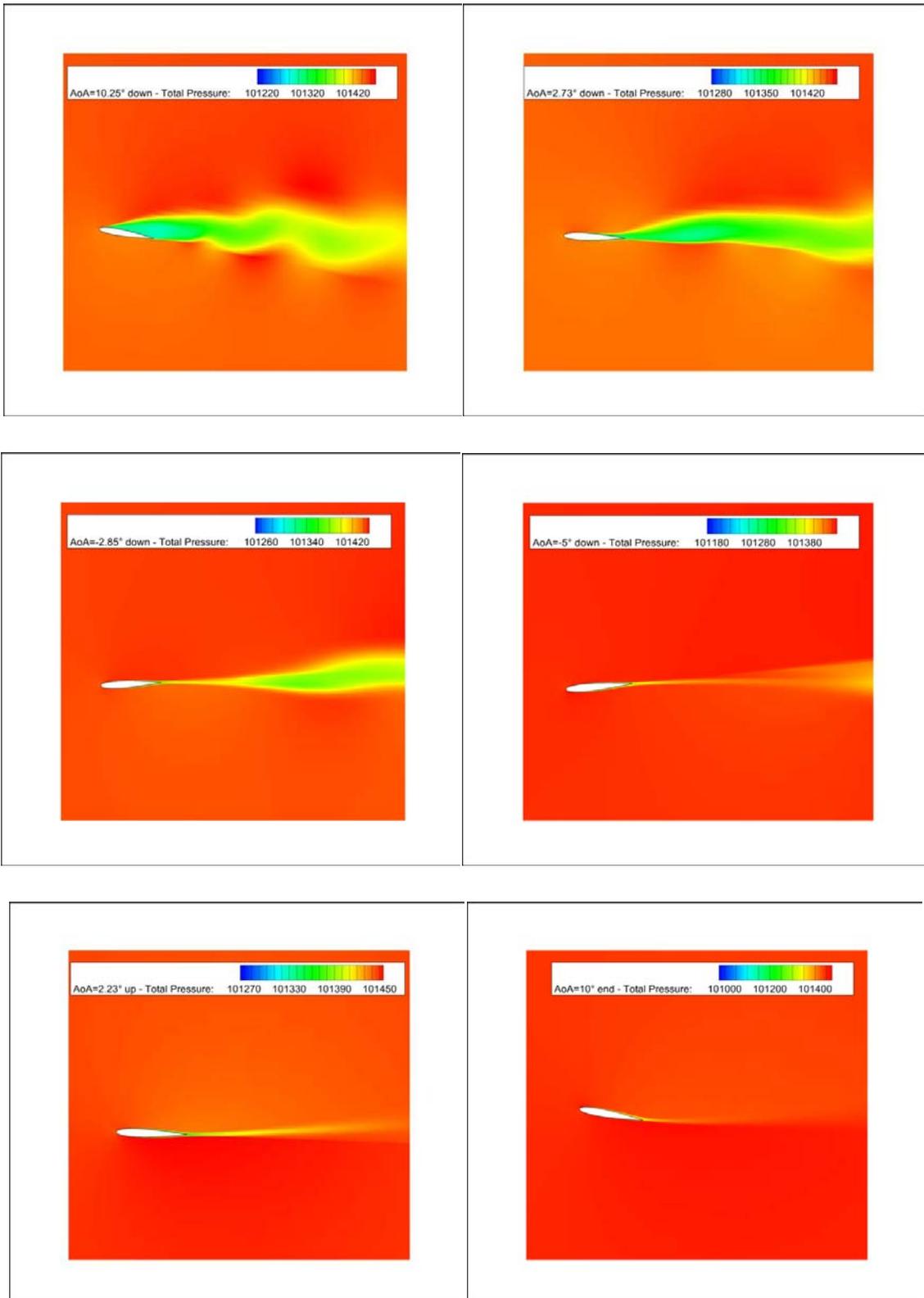


Figura 4.12: Contour di pressione totale per moto di pitching secondo la legge $\alpha(t) = 10^\circ + 15^\circ \sin(\omega t)$ e $k = 0.1$.

In riferimento alle curve di Figura 4.11, è evidente come i risultati CFD siano abbastanza diversi rispetto a quelli sperimentali. In particolar modo, relativamente al coefficiente di momento si può osservare come il modello numerico non permetta una corretta riproduzione della curva costruita in galleria del vento, specialmente per quanto attiene l'andamento assunto nell'intorno della zona di stallo. In modulo, il valore minimo del C_m calcolato numericamente risulta sovrastimato di circa il 36% rispetto a quello sperimentale. Tale incongruenza è stata rilevata anche per altri casi che sono stati simulati. Questo fatto tuttavia, fortunatamente, non pregiudica la validità del modello numerico costruito ai fini del presente lavoro, dal momento che con esso si vuole studiare l'effetto del Gurney flap in termini di incremento dell'efficienza globale e dunque risultano di primaria utilità solamente i coefficienti di portanza e di resistenza. Gli scostamenti che interessano questi ultimi due parametri rispetto alle misurazioni in galleria del vento sono stati ritenuti comunque accettabili, benché comunque di significativa entità, visti i limiti intrinseci della fluidodinamica computazionale e tenuto anche conto del fatto che il modello 2D implementato non è in grado di considerare gli effetti tridimensionali caratteristici di un profilo reale, in particolare in riferimento al fenomeno dello stallo dinamico. Il $C_{L,max}$ ottenuto dal modello CFD è risultato inferiore di circa il 12% rispetto al corrispettivo sperimentale. La sovrapposizione delle due curve di portanza è apparsa buona per il tratto con profilo a cabrare fino all'intorno della zona dello stallo, oltre il quale si è persa la corrispondenza tra le due curve. Una migliore aderenza si è avuta in merito alle curve di resistenza: esse si sono mantenute molto vicine tra loro in tutto l'intervallo $-5^\circ < AoA < 15^\circ$; nella rimanente parte del ciclo, la curva CFD è apparsa "in anticipo" rispetto a quella costruita in galleria del vento, con un errore anche del +30%.

Da un'osservazione combinata delle Figure 4.11 e 4.12, si può notare come l'extra portanza che si ottiene in condizioni dinamiche venga generata fintanto che il vortice si mantiene lungo la superficie dell'estradosso, in accordo con quanto già anticipato nel Paragrafo 4.2. Il terzo screenshot di Figura 4.12 infatti, relativo ad un angolo d'attacco $\alpha = 22.9^\circ$ con profilo a cabrare, nel quale il vortice ha di poco superato il bordo

d'uscita del profilo, corrisponde ad una situazione di brusco crollo del coefficiente di portanza, subito dopo il raggiungimento del massimo della curva.

Il caso successivo che è stato studiato è quello riferito ad un moto di beccheggio descritto da

$$\alpha(t) = 0^\circ + 7.5^\circ \sin(\omega t)$$

il quale spinge l'oscillazione armonica del profilo fino a valori di angolo d'incidenza inferiori a quelli relativi allo stallo statico (condizione *no-stall*). In questa situazione, le curve dinamiche di isteresi seguono abbastanza bene quelle statiche e il flusso si mantiene sempre attaccato (vedi Figura 4.14). Dal confronto con le curve sperimentali (Figura 4.13. Non è riportata quella del coefficiente di momento) si rileva la quasi simmetria che caratterizza quelle CFD attorno al valore medio iniziale nullo. Tale comportamento, visibilmente diverso da quello registrato in galleria del vento, è stato riscontrato anche nello lavoro di Lu, Xie, Zhang e Lan [31], nel quale gli autori hanno specificatamente studiato gli effetti dell'asimmetria della risposta al pitching di un profilo aerodinamico, variando la legge del moto rendendola funzione di un apposito parametro di asimmetria.

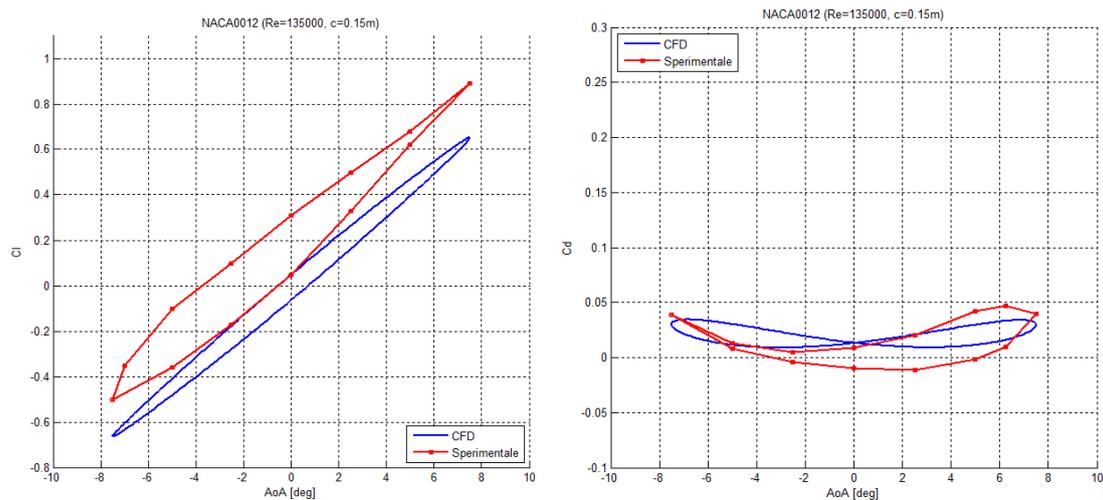


Figura 4.13: Confronto curve di isteresi CFD (in blu) e sperimentali (in rosso, tratte da [32]), per $\alpha(t) = 0^\circ + 7.5^\circ \sin(\omega t)$ e $k = 0.1$.

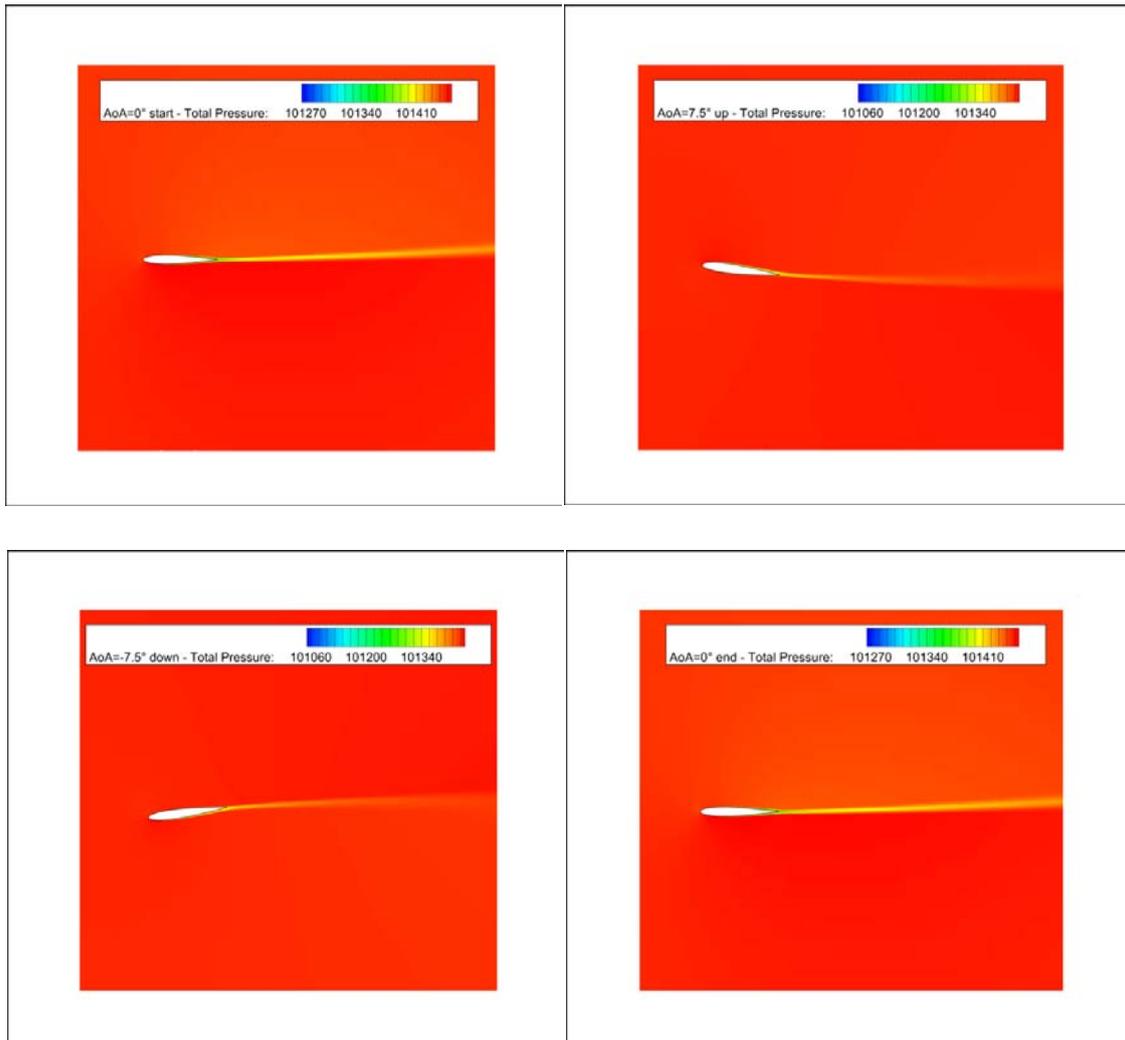


Figura 4.14: Contour di pressione totale per moto di pitching secondo la legge

$$\alpha(t) = 0^\circ + 7.5^\circ \sin(\omega t) \text{ e } k = 0.1.$$

Limitatamente alla curva di portanza, si nota in Figura 4.13 una generalizzata sottostima del coefficiente di lift, che nei risultati CFD raggiunge un valore massimo di 0.65 a fronte dello 0.9 circa registrato da Gerontakos (-38%). Nel complesso, la curva appare interamente traslata verso il basso di una certa quantità. Tale comportamento non trova tuttavia riscontro nel caso precedentemente analizzato, nel quale il moto di beccheggio non si sviluppava attorno al valore nullo dell'angolo d'attacco. Di nuovo, migliore è risultata invece la riproduzione della curva di isteresi della resistenza, in merito alla quale è stato riscontrato un forte livello di simmetria di quella CFD attorno al valore medio iniziale dell'angolo d'attacco. Tale comportamento è imputabile alla

particolare forma del profilo aerodinamico utilizzato: essendo il NACA0012 un profilo di tipo simmetrico, e iniziando il moto di beccheggio a partire da una condizione di angolo d'attacco pari a zero, la risposta ottenuta con profilo a cabrare è la medesima riscontrabile con profilo a picchiare.

4.5 Profilo RAE2822 in moto di oscillazione armonica

Sulla base del modello non stazionario validato nel precedente Paragrafo, lo studio del profilo supercritico RAE2822 oscillante è stato condotto impiegando la medesima User-Defined Function compilata. A differenza del caso relativo al profilo NACA0012, nel quale il flusso si caratterizzava come basso-subsonico/incomprimibile, per l'analisi del comportamento del profilo transonico è stato adottato un numero di Mach pari a 0.729, coerentemente con quanto visto nel Paragrafo 4.1. Come già illustrato in detto Paragrafo, la definizione delle condizioni al contorno ha visto la sostituzione del Velocity Inlet con il Pressure Far Field, mediante il quale la velocità del flusso è esprimibile direttamente in termini di numero di Mach. La mesh utilizzata è la medesima griglia a 150000 nodi già validata per il RAE2822, con maggiore infittimento dei nodi lungo l'estradosso per consentire una migliore risoluzione dell'onda d'urto.

La legge di oscillazione armonica scelta come caso di studio è la seguente:

$$\alpha(t) = 4^\circ + 16^\circ \sin(\omega t)$$

Essa è stata adottata come caso rappresentativo sia per il profilo in configurazione Baseline, sia per profilo dotato di Gurney flap. Come si vede, l'angolo medio di oscillazione α_{mean} è stato preso pari a 4° . Tale valore rappresenta il massimo angolo d'attacco per il quale è disponibile una qualche sorta di riscontro relativamente ai coefficienti aerodinamici calcolati in condizioni statiche. Nella validazione del modello per profilo transonico infatti è stato possibile rilevare una buona corrispondenza tra i risultati numerici ottenibili dal modello CFD costruito e i dati, anch'essi numerici, prodotti da Yu, Wang e Zhang limitatamente all'intervallo $-2^\circ < AoA < 4^\circ$. Per

assicurare il raggiungimento delle condizioni di stallo dinamico nel corso del moto di pitching, l'ampiezza dell'oscillazione è stata dunque impostata pari a 16° , così da spingere il profilo fino ad un angolo d'attacco massimo di 20° .

In riferimento ad un'applicazione di tipo elicotteristico, la frequenza del moto di beccheggio del profilo è stata considerata pari alla frequenza di rivoluzione del rotore, ipotizzando quest'ultimo rotante ad una velocità di $250rpm$, cui corrisponde un periodo $T = 0.24s$. Da queste ipotesi, è così possibile determinare il corrispondente valore della frequenza di oscillazione:

$$f = \frac{\omega_{rot}}{2\pi} = 4.17Hz$$

In termini di frequenza ridotta, essendo la corda del profilo $c = 1m$ ed avendo il vento relativo una velocità $U_\infty = 253 m/s$, si calcola che

$$k = \frac{\pi f c}{U_\infty} = 0.0518$$

La procedura adottata per l'acquisizione delle curve di isteresi dinamica è la medesima vista nel caso del profilo NACA0012, facendo precedere al ciclo effettivo un primo ciclo di "avviamento" necessario a conferire al flusso le corrette caratteristiche e distribuzioni di grandezze.

A differenza di quanto visto in precedenza, si è da subito riscontrata una sensibilmente maggiore difficoltà dell'algoritmo nel raggiungimento della convergenza, avendo mantenuto il criterio di convergenza sui residui a $O(5)$ per tutte le variabili dipendenti. Nello studio del profilo NACA0012 oscillante in regime subsonico infatti, risultati soddisfacenti si erano ottenuti già con time step nell'ordine di $10^{-3}s$, corrispondenti a tempi di calcolo ragionevolmente brevi. Le simulazioni numeriche con profilo RAE2822 sono state condotte adottando inizialmente un time step size di $10^{-3}s$, per un totale di 240 intervalli temporali necessari al compimento di un ciclo completo. Per ciascun time step si è fissato un massimo di 30 iterazioni. Con queste impostazioni tuttavia, non è stato possibile soddisfare i criteri di convergenza. In aggiunta a ciò, dalla visualizzazione delle distribuzioni delle varie grandezze fisiche all'interno del dominio

fluido (in particolare pressione totale, pressione statica, velocità e numero di Mach) si è riscontrata una forte disuniformità delle stesse lungo le linee di partizione della mesh a valle del profilo. Questi andamenti anomali sono risultati visibili nelle immediate vicinanze del profilo, laddove sono presenti gli elementi caratterizzati dai più alti rapporti d'aspetto.

Per cercare di superare questo inconveniente, si è dapprima provato ad aumentare il numero massimo di iterazioni per time step, allo scopo di favorire la risoluzione del campo di moto fluido nel rispetto dei criteri di convergenza sui residui, portando tale numero a 50 e poi anche a 100. Ciò nonostante, questa strategia non si è rivelata efficace, per cui si è scelto di ridurre la discretizzazione temporale di un ordine di grandezza, portandola a $10^{-4}s$ con 50 iterazioni in ciascun intervallo. Così facendo, sono necessari complessivamente 2400 intervalli per descrivere un ciclo completo di oscillazione del profilo, portando i tempi di calcolo di ciascuna simulazione da alcune ore ad alcuni giorni.

Tempi così ragguardevoli possono trovare spiegazione nella complessiva pesantezza del codice di calcolo implementato, la quale deriva principalmente da tre fattori:

- i. Le ridottissime dimensioni degli elementi più piccoli della griglia di calcolo: in ambito CFD infatti, il tempo di calcolo necessario è direttamente associabile alla dimensione del più piccolo elemento presente nella mesh, ed aumenta al decrescere delle dimensioni di tale elemento; per rispettare il vincolo sul y^+ stabilito dal modello di turbolenza adottato (qui il $k-\omega$ SST), esse non possono tuttavia essere aumentate;
- ii. La natura transonica del flusso oggetto di studio, la quale implica la necessità da parte del solutore di risolvere le equazioni nella loro forma più completa;
- iii. La natura dinamica del problema, per la quale è necessario far ricorso ad una mesh di tipo dinamico con moto oscillatorio dell'intero dominio di calcolo definito attraverso la UDF.

La riduzione della dimensione del time step di un ordine di grandezza, così abbassata a $10^{-4}s$, ha consentito un miglior livello di accuratezza nella soluzione del sistema

numerico, con la relativa migliore distribuzione delle grandezze fisiche all'interno del dominio di calcolo. Pur tuttavia, in taluni intervalli temporali essa non ha permesso ancora il pieno soddisfacimento del criterio di convergenza $O(5)$ relativo a tutti i residui, in particolare in riferimento all'equazione di continuità per la quale si è registrato un valore massimo nel corso del ciclo intorno a $O(4)$. Questo è stato osservato ad esempio nella fase immediatamente successiva al raggiungimento del picco di portanza, dove per sua natura il campo di moto fluido assume una struttura più intricata e complessa a seguito del rilascio di vortici al trailing-edge.

Alla luce del globale miglioramento dei risultati ottenibile riducendo la discretizzazione temporale, si sono implementate delle simulazioni CFD caratterizzate da un time step ulteriormente abbassato a $10^{-5}s$, riscontrando un ulteriore miglioramento dal punto di vista della soluzione. Nello specifico, il criterio di convergenza $O(5)$ è stato soddisfatto in un'ancor più ampia parte del ciclo, registrando valori solo di poco superiori in certe zone, sempre relativamente alla sola equazione di continuità.

Queste prove hanno confermato la bontà della metodologia di affinamento della soluzione agendo secondo una progressiva diminuzione dell'ampiezza del time step, mantenendo invariato il numero massimo di iterazioni per ciascun passo. Quest'ultimo in definitiva non è risultato essere un parametro di primaria rilevanza ai fini della soluzione, in quanto oltre un certo valore l'aumento di tale numero non si riflette in un proporzionale calo dei residui.

Il pesante svantaggio conseguente all'adozione di una discretizzazione temporale così fitta si è naturalmente manifestato nella forma di una dilatazione assai significativa del tempo di calcolo necessario al completamento del ciclo di beccheggio, il quale trovandosi suddiviso in 24000 sotto-intervalli necessita di un tempo indicativo di circa 50 giorni per essere totalmente portato a compimento. Questa è la ragione che ha spinto all'abbandono di tale modello in favore delle più celeri simulazioni CFD con passo $10^{-4}s$, accettandone il minore livello di accuratezza sui risultati compensato tuttavia dalla possibilità di riprodurre entro tempi ragionevoli l'intero ciclo di *pitching*, così da permettere il successivo confronto tra il presente modello con profilo Baseline

e quelli con profilo dotato di Gurney flap mobile, costruiti secondo differenti leggi di estensione e retrazione, i quali richiedono a loro volta tempi di calcolo della medesima entità. Dal momento che il fine ultimo del presente lavoro consiste nella valutazione degli effetti complessivi sulle performance del profilo apportabili con l'utilizzo di un Gurney flap mobile, rispetto alle prestazioni esprimibili da un profilo normale, si è ritenuto accettabile effettuare il confronto tra delle simulazioni che, pur non arrivando a soddisfare i criteri di convergenza espressi nella forma usuale $O(5)$, presentino se non altro un analogo livello di confidenza sui risultati.

Le curve di isteresi dinamica così prodotte, relative ad un profilo supercritico RAE2822 avente corda pari a $1m$ operante a Mach 0.729 , sono riportate nelle Figure 4.15, 4.16 e 4.17.

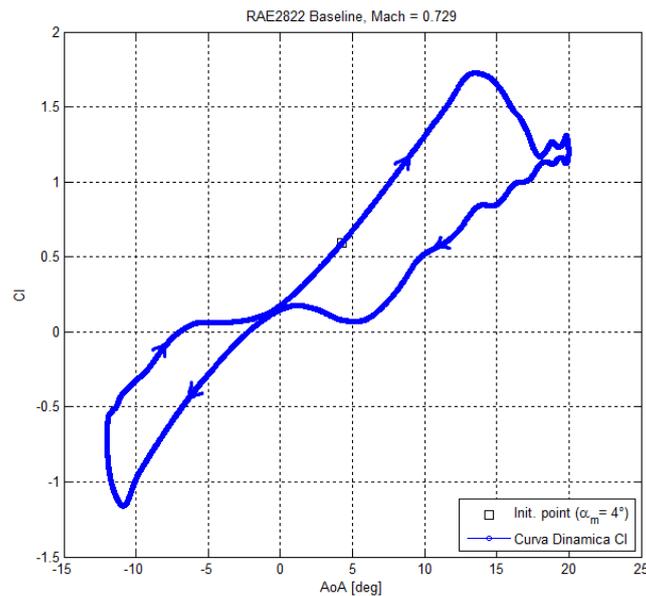


Figura 4.15: Curva dinamica di C_l relativa ad un profilo RAE2822 Baseline oscillante secondo $\alpha(t) = 4^\circ + 16^\circ \sin(\omega t)$, con $k = 0.0518$ e $M = 0.729$.

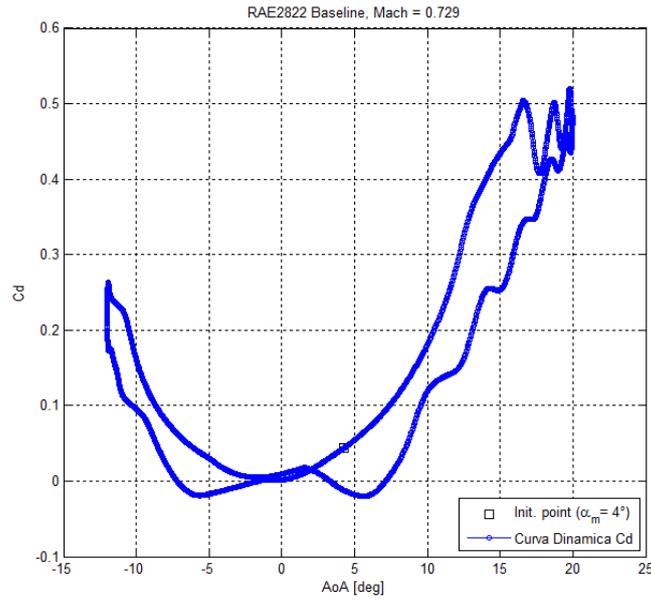


Figura 4.16: Curva dinamica di C_D relativa ad un profilo RAE2822 Baseline oscillante secondo $\alpha(t) = 4^\circ + 16^\circ \sin(\omega t)$, con $k = 0.0518$ e $M = 0.729$.

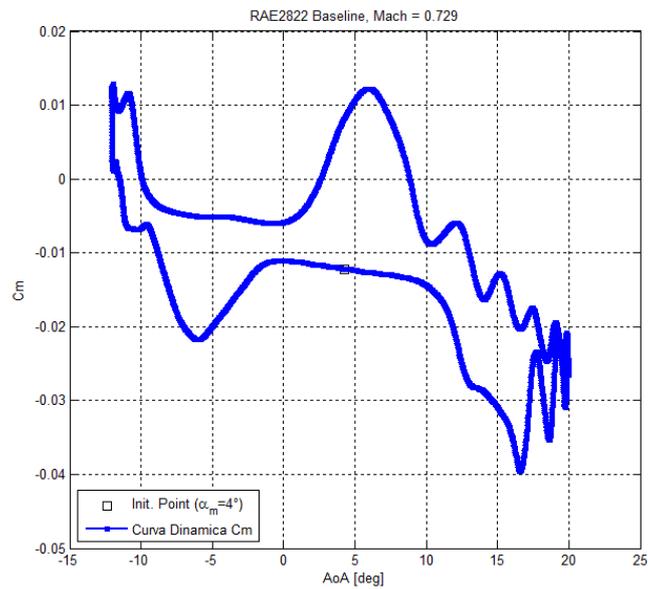


Figura 4.17: Curva dinamica di C_m relativa ad un profilo RAE2822 Baseline oscillante secondo $\alpha(t) = 4^\circ + 16^\circ \sin(\omega t)$, con $k = 0.0518$ e $M = 0.729$.

La curva polare del profilo corrispondente al moto di beccheggio considerato, riportata in Figura 4.18, stabilisce la diretta correlazione che sussiste tra il coefficiente di portanza e il coefficiente di resistenza. Per semplificarne la leggibilità, la curva è stata rappresentata distinguendo in blu la parte relativa alla regione di angolo d'attacco superiore a 4° , ossia il primo semiperiodo, e in verde quella riferita agli angoli d'attacco inferiori ai 4° e dunque alla seconda metà del periodo necessario al compimento del ciclo completo. La prima parte è stata ulteriormente distinta in un primo ramo (linea continua) in cui l'angolo di incidenza aumenta fino al valore massimo ($\alpha = 20^\circ$), e un secondo ramo nel quale questo decresce fino a tornare al valore medio (linea tratteggiata).

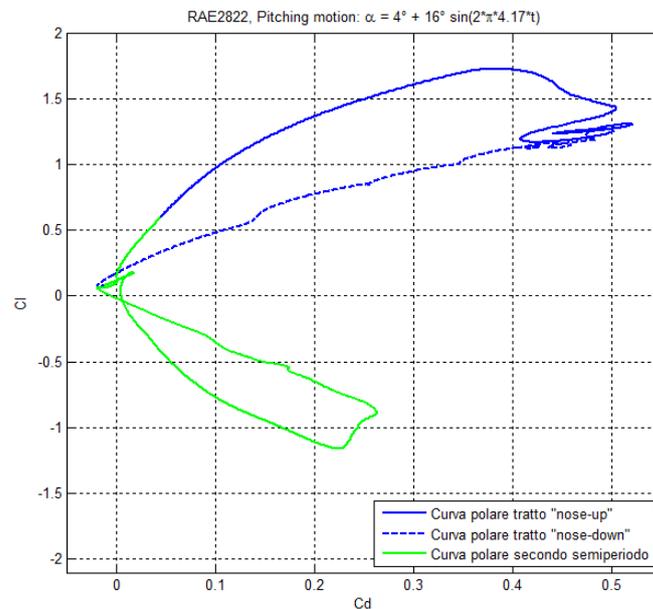
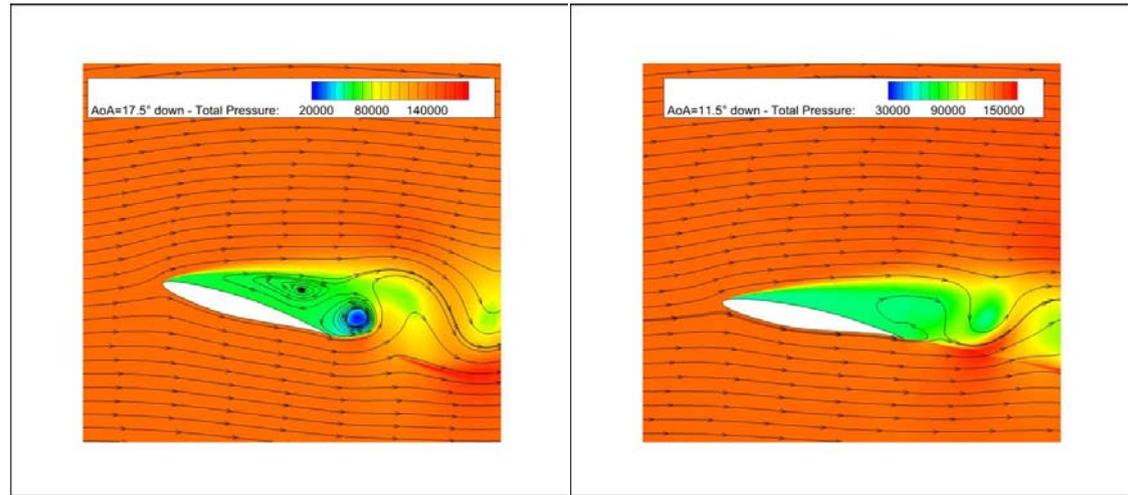
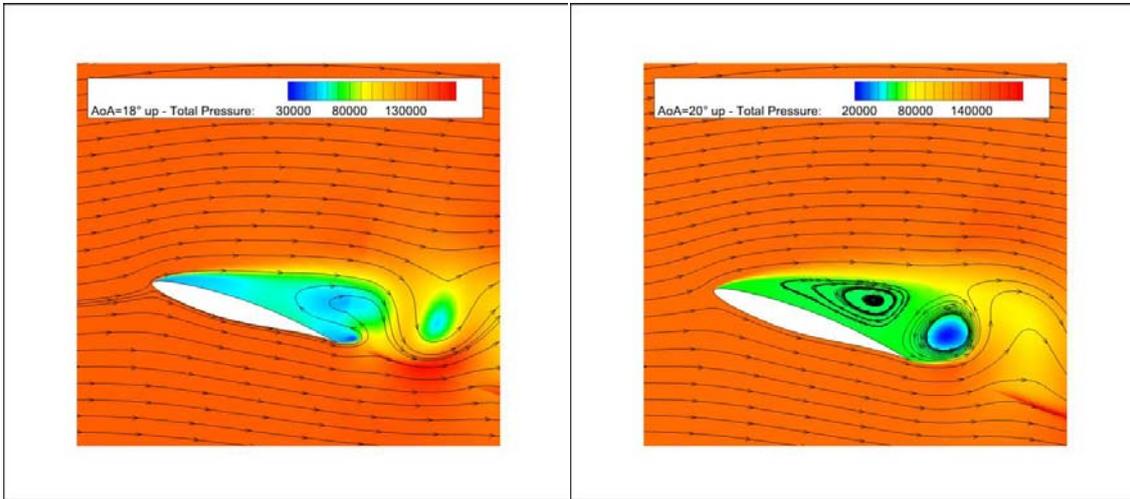
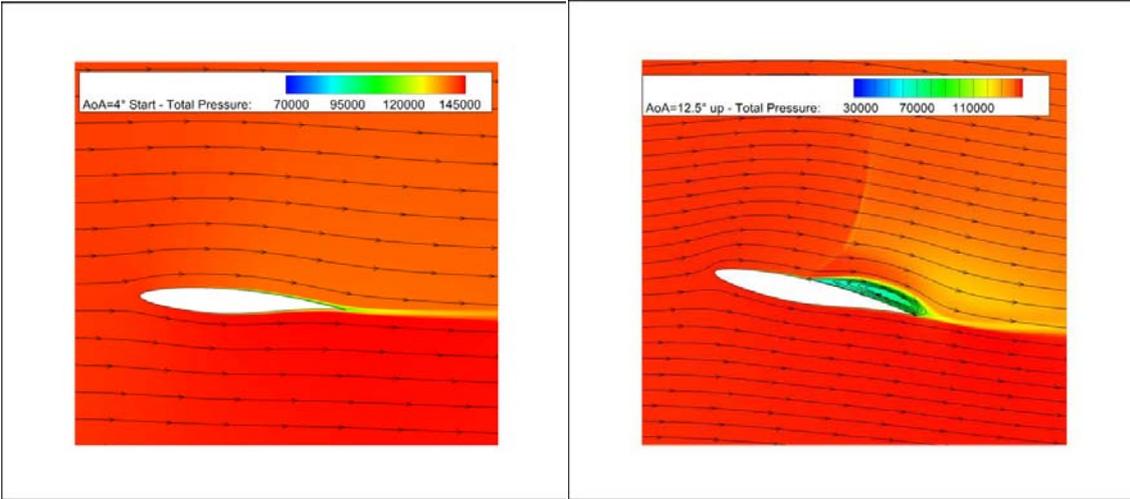


Figura 4.18: Curva polare (diagramma C_L-C_D) ottenuta per il moto di beccheggio in esame ($\alpha(t) = 4^\circ + 16^\circ \sin(\omega t)$, $k = 0.0518$ e $M = 0.729$). La prima metà del ciclo è rappresentata in blu, la seconda in verde.

Nella seguente Figura 4.19 si riportano degli screenshot relativi al moto oscillatorio in questione, nei quali si può osservare la distribuzione della pressione totale in prossimità del profilo e il distacco del vortice di estremità.



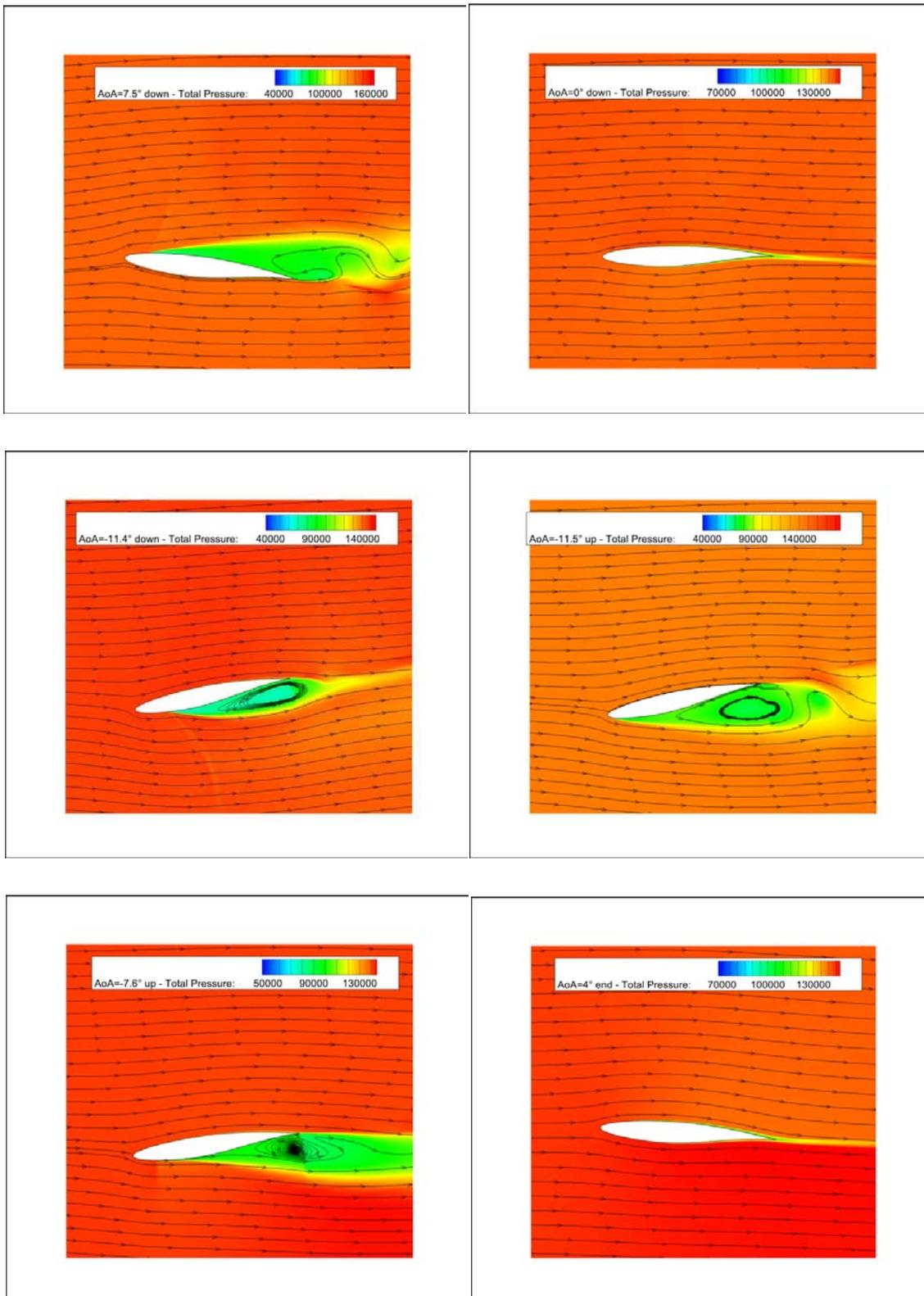


Figura 4.19: Contour di pressione totale e linee di corrente per moto di pitching secondo la legge $\alpha(t) = 4^\circ + 16^\circ \sin(\omega t)$, con $k = 0.0518$ e $M = 0.729$.

Facendo riferimento ai grafici delle curve di isteresi dei coefficienti aerodinamici, si vede come il profilo, nelle date condizioni operative, raggiunga il massimo valore della portanza in corrispondenza di un angolo d'attacco di circa 13° , in corrispondenza del quale si registra un $C_{L,max} = 1.72$. A tale valore corrisponde un $C_{D,13^\circ} = 0.38$. Il secondo screenshot di Figura 4.19 è relativo ad una condizione di poco precedente, nella quale la separazione sull'estradosso ha luogo subito a valle dell'onda d'urto. All'aumentare dell'angolo d'attacco, si è osservata una migrazione della stessa verso il leading-edge. La Figura 4.20 permette una visualizzazione dell'interazione onda d'urto - strato limite: al crescere dell'angolo d'incidenza si assiste ad un progressivo aumento dell'intensità dell'onda d'urto man mano che questa avanza, a valle della quale la zona di separazione interessa una regione di estensione crescente.

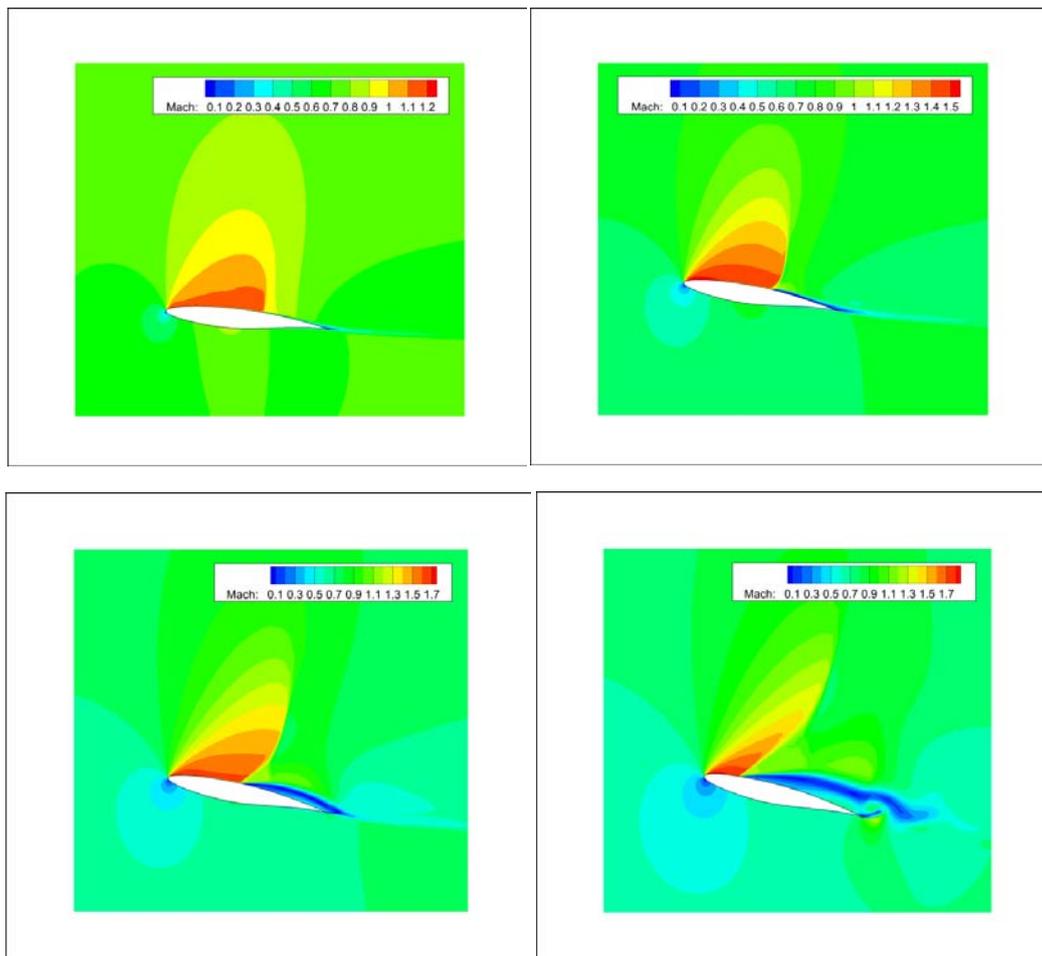


Figura 4.20: Migrazione verso il leading edge dell'onda d'urto al crescere dell'angolo d'incidenza del profilo (nell'ordine, per $\alpha = 6.7^\circ$, $\alpha = 10.7^\circ$, $\alpha = 12.5^\circ$ e $\alpha = 14.2^\circ$).

Il coefficiente di resistenza vede un aumento del suo valore a seguito del rilascio del vortice di estremità, fino al raggiungimento del massimo in corrispondenza del valore più alto dell'angolo d'incidenza assunto dal profilo, ove $C_{D,20^\circ} = 0.52$. Nel corso di tutte le simulazioni condotte in regime transonico con il profilo RAE2822, comprese quelle con Gurney flap mobile che verranno presentate nel prossimo Capitolo, si è riscontrato un comportamento abbastanza anomalo in merito al coefficiente di resistenza, il quale ha infatti assunto dei valori negativi per due intervalli di valori dell'angolo d'attacco. Nel caso della simulazione in esame con profilo convenzionale, tali intervalli sono indicativamente identificabili in $-7.5^\circ < \alpha < -2.5^\circ$ e in $2.5^\circ < \alpha < 7.5^\circ$, come si evince dal grafico riportato in Figura 4.16. Entrambi risultano inerenti la parte di ciclo nella quale l'angolo d'incidenza assume valori via via decrescenti, la quale in effetti è apparsa già in sede di validazione del modello dinamico come quella maggiormente critica, in quanto è proprio in questa zona che si sono riscontrate le maggiori discrepanze tra modello CFD e misurazioni sperimentali. Per cercare di approfondire la natura di questa anomalia, il coefficiente di portanza è stato dapprima ricalcolato manualmente in riferimento ad un caso rappresentativo, secondo la formula usuale (vedi Paragrafo 2.3), per escludere la possibilità di una differenza di risultati rispetto a quanto fornito da Fluent. Tale verifica ha dato esito negativo. Si è quindi analizzata, attraverso il report delle forze presente in Fluent, la ripartizione della forza totale lungo la direzione orizzontale (e quindi della corrente) tra i due contributi netti di pressione e viscoso. In particolare, la componente viscosa è risultata di segno positivo, come è naturale che sia. L'integrale delle pressioni invece ha fornito un contributo maggiore e di segno inverso, tale da produrre una forza complessiva rivolta contrariamente all'asse di riferimento orizzontale, con un effetto di spinta anziché di resistenza. Alla luce di quanto finora esposto, un comportamento di questo genere potrebbe essere classificato come un limite insito nel modello CFD, del quale peraltro si è già dato riscontro della difficoltà di riprodurre fedelmente i risultati sperimentali nella parte di ciclo con angoli d'attacco decrescenti. In alternativa, non si hanno elementi sufficienti ad escludere completamente la possibilità che un C_D negativo possa essere invece il risultato di una particolare struttura assunta dal flusso nei due

intervalli sopra menzionati. Da una visualizzazione grafica delle distribuzioni delle principali grandezze fisiche in detti intervalli, quali la pressione totale, la pressione statica e la velocità, non sono in effetti emerse incongruenze con quanto atteso relativamente alla fisica del problema simulato. Ciò potrebbe anche essere imputabile ad una non completa convergenza dell'algoritmo, la quale è senz'altro penalizzata dal compromesso tra il livello di discretizzazione temporale adottato e i conseguenti tempi di calcolo.

Capitolo 5

Profilo RAE2822 Oscillante dotato di Gurney Flap Attivo

5.1 Modellazione del Gurney flap di altezza variabile

Quanto visto dall'analisi fluidodinamica sul profilo RAE2822 soggetto ad un moto di *pitching* armonico, condotta in chiusura al Capitolo 4, costituisce il punto di partenza per una valutazione, a carattere preliminare, dei benefici apportabili dall'applicazione di un Gurney flap attivo al medesimo profilo sottoposto allo stesso tipo di oscillazione in beccheggio. In particolare, la disponibilità delle curve di isteresi relative ai coefficienti di portanza e di resistenza, riferite al profilo classico, consente di effettuare delle comparazioni con dei set di curve similari ottenibili introducendo nel modello il MiTE estensibile.

Trattandosi di uno studio volto a indagare la bontà del concetto da un punto di vista unicamente aerodinamico e non certo di un lavoro di effettiva progettazione ingegneristica, è possibile affrontare il problema in termini ragionevolmente semplificati. Ciò si traduce in prima analisi nella modellazione del Gurney flap mediante un semplice segmento di lunghezza definita, trascurandone quindi lo spessore. Questo approccio è lo stesso che è stato adottato anche da alcuni degli autori dei quali si è dato riscontro inizialmente. Il conferimento di uno spessore al MiTE è senz'altro possibile (vedi [13]), al prezzo però di un sensibile accrescimento delle

difficoltà in fase di realizzazione del modello e in particolare della mesh. Inoltre, per semplicità il dispositivo è stato applicato in corrispondenza del trailing edge, al 100% della corda, rappresentando quindi una sorta di continuazione verso il basso del segmento corrispondente alla troncatura del profilo, così come fatto peraltro nel Capitolo 3 per il profilo NACA0012. Da un punto di vista reale invece, un Gurney flap attivo andrebbe collocato quanto meno in una posizione tale da permetterne l'intera retrazione all'interno del profilo e dunque ad una coordinata tale per cui la distanza tra estradosso e intradosso fosse almeno pari all'altezza del dispositivo stesso.

In questo modo si sono studiate delle configurazioni con Gurney flap mobile di differente altezza massima, nello specifico pari all'1%, al 2% e al 3% della lunghezza della corda del profilo. Successivamente, si sono condotte due analisi nelle quali il dispositivo è stato invece spostato in avanti, mantenendone inalterata la legge di estrazione e retrazione di tipo sinusoidale già simulata con altezza massima del 2%C. In particolare, il Gurney flap è stato collocato ad un'ascissa del 95% e del 90% della corda.

L'approccio seguito per modellare il MiTE attivo si è basato essenzialmente nell'attribuzione di differenti condizioni al contorno a degli stessi tratti di mesh, passando da una condizione di "interior" ad una di "wall" e viceversa a seconda della particolare fase di estrazione o di ritiro. Dal momento quindi che la lunghezza istantanea del Gurney flap è stata gestita attraverso l'assegnazione della condizione di parete ad una serie di elementi consecutivi, per assicurare un buon livello di discretizzazione la mesh è stata suddivisa secondo tutti i suoi nodi. Ogni edge così costruito, della lunghezza indicativa di $0.5mm$ e caratterizzato da un proprio identificativo, è stato dunque trattato come un'entità a sé stante all'interno del modello. In Figura 5.1 è riportato un dettaglio della mesh relativa al caso con Gurney flap collocato al 90% della corda.

L'assegnazione della corretta condizione al contorno a ciascuno degli edge così creati, variabile in funzione del tempo, è stata automatizzata costruendo un file di comando (file journal) mediante il quale l'intera simulazione è stata suddivisa in tanti piccoli intervalli temporali all'interno di ciascuno dei quali tutte le condizioni al contorno sono

state mantenuta fisse. Nel passaggio da una sotto-simulazione alla successiva, la condizione di “interior” di un singolo edge è stata modificata in “wall” (con MiTE in fase di estensione) o viceversa (MiTE in fase di retrazione). In parallelo, sempre tramite file journal si è provveduto all’aggiornamento della selezione delle zone di interesse per il calcolo dei vari coefficienti aerodinamici all’interno del menù “Monitors”. L’avvio automatico del calcolo per una simulazione di tipo Transient richiede l’esecuzione del comando “solve/dti N M”, dove N permette di specificare il numero di time step da compiere e M il numero (massimo) di iterazioni per ciascuno.

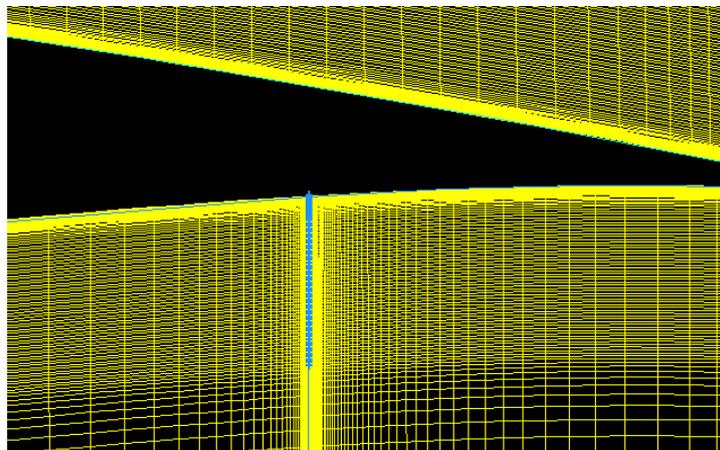


Figura 5.1: *Dettaglio della mesh con Gurney flap mobile collocato al 90% della corda.*

5.2 Analisi CFD sui Gurney Flap Attivi

5.2.1 Risultati delle simulazioni

Nel complesso, si sono analizzate sei differenti configurazioni di Gurney flap attivo. In tutti i casi, il dispositivo è stato impiegato esclusivamente nella prima metà del ciclo di beccheggio, caratterizzata da un angolo d’incidenza del profilo superiore a 4° . La legge matematica utilizzata per regolare l’altezza istantanea del MiTE è di tipo sinusoidale (funzione seno), similmente a quanto fatto per descrivere l’oscillazione di *pitching* del profilo RAE2822. Nel seguito, i risultati relativi a ciascuna configurazione studiata sono

stati riportati in grafici unitamente a quelli riferiti al profilo alare convenzionale, già presentati nel paragrafo 4.5, così da permettere un immediato confronto rispetto a quest'ultimo.

CASO 1:

La prima delle configurazioni analizzate ha visto l'applicazione del Gurney flap ad un'ascissa pari alla lunghezza della corda ($s = 1$), ossia in corrispondenza del trailing edge del profilo. L'estensione del dispositivo in funzione del tempo è stata regolata sulla base della legge:

$$h(t) = h_{max} \sin(2\pi ft)$$

avendo preso $h_{max} = 30mm$, corrispondente ad un'altezza massima del MiTE pari al 3% della corda. L'estrazione, perfettamente in fase con il moto di beccheggio, è stata caratterizzata anch'essa da una frequenza $f = 4.17Hz$ (vedi Figura 5.2).

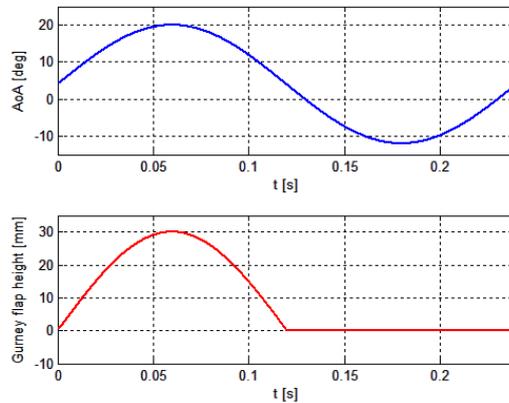


Figura 5.2: Rappresentazione in funzione del tempo della legge di estrazione del Gurney flap nel Caso 1 ($h_{max} = 3\%c$, $x_{GF} = 100\%c$).

Le immagini seguenti (Figure 5.3, 5.4, 5.5, 5.6) riportano le curve dinamiche relative ai tre coefficienti aerodinamici e la curva polare del profilo nelle date condizioni operative, sovrapposte alle medesime curve riferite al profilo Baseline.

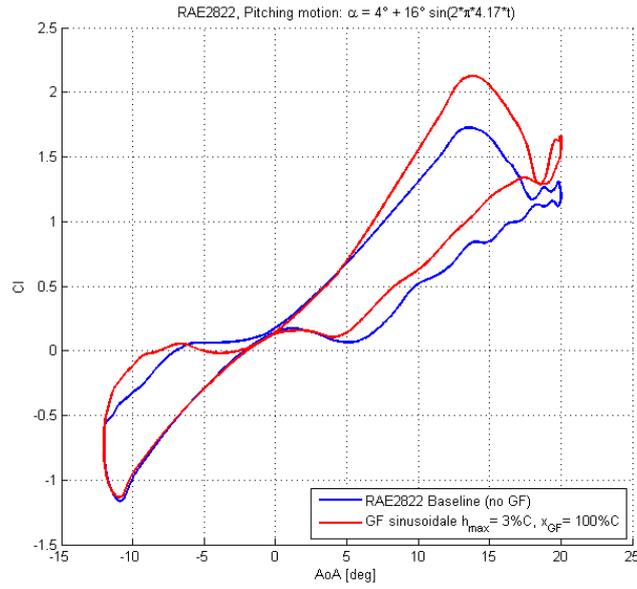


Figura 5.3: Curva dinamica del C_L relativa al Caso 1, con $h_{max} = 3\%c$, $x_{GF} = 100\%c$.

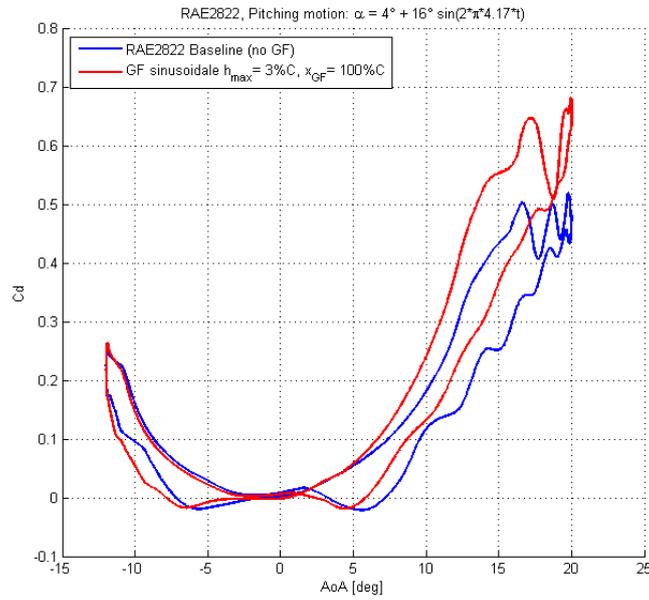


Figura 5.4: Curva dinamica del C_D relativa al Caso 1, con $h_{max} = 3\%c$, $x_{GF} = 100\%c$.

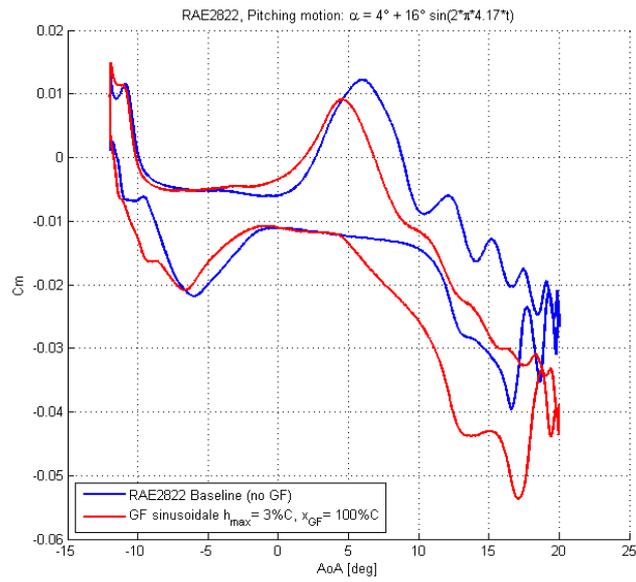


Figura 5.5: Curva dinamica del C_m relativa al Caso 1, con $h_{max} = 3\%c$, $x_{GF} = 100\%c$.

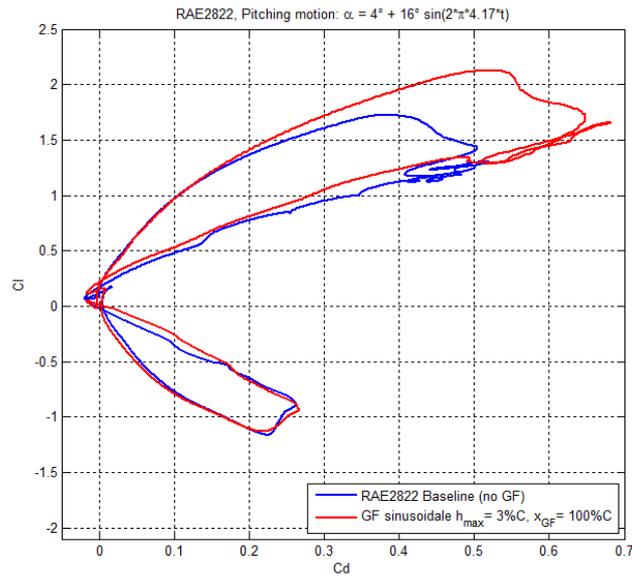


Figura 5.6: Curva polare relativa al Caso 1, con $h_{max} = 3\%c$, $x_{GF} = 100\%c$.

CASO 2:

La seconda configurazione studiata ha ricalcato in larga parte la legge $h(t)$ simulata nel Caso 1, differenziandosi da quest'ultimo nell'entità dell'altezza massima del Gurney flap, ora posta pari a 20mm ossia al 2% della corda (vedi Figura 5.7). Il MiTE è stato mantenuto in corrispondenza del bordo d'uscita del profilo. Le curve dinamiche di isteresi dei coefficienti C_L , C_D , C_m e la curva polare sono riportati nelle seguenti Figure 5.8, 5.9, 5.10 e 5.11.

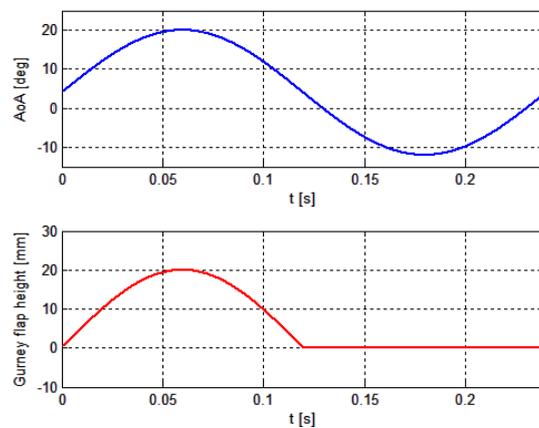


Figura 5.7: Rappresentazione in funzione del tempo della legge di estrazione del Gurney flap nel Caso 2 ($h_{max} = 2\%c$, $x_{GF} = 100\%c$).

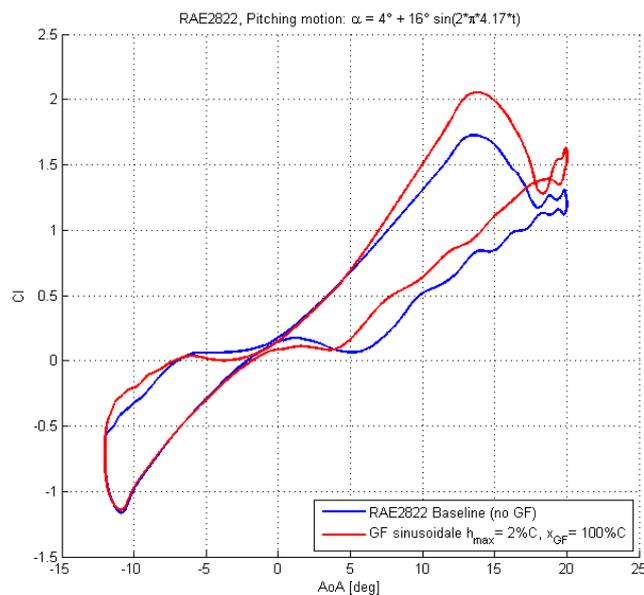


Figura 5.8: Curva dinamica del C_L relativa al Caso 2, con $h_{max} = 2\%c$, $x_{GF} = 100\%c$.

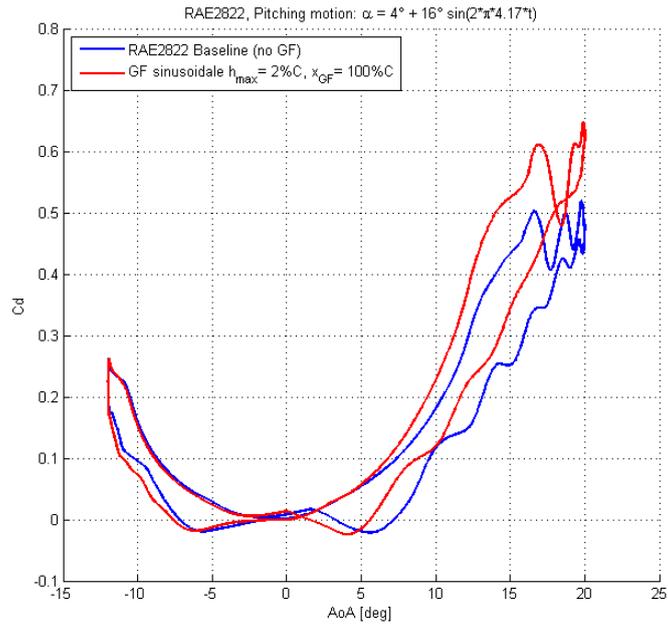


Figura 5.9: Curva dinamica del C_D relativa al Caso 2, con $h_{max} = 2\%c$, $x_{GF} = 100\%c$.

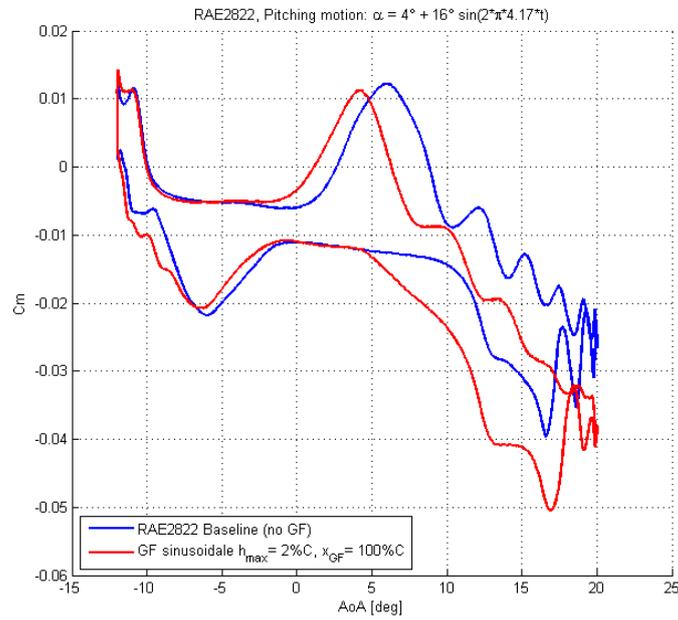


Figura 5.10: Curva dinamica del C_m relativa al Caso 2, con $h_{max} = 2\%c$, $x_{GF} = 100\%c$.

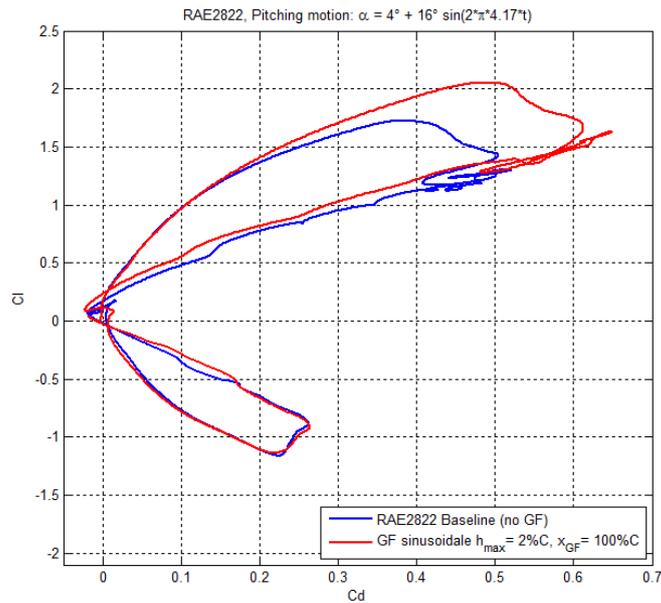


Figura 5.11: Curva polare relativa al Caso 2, con $h_{max} = 2\%c$, $x_{GF} = 100\%c$.

CASO 3:

La terza legge di estrazione e retrazione del Gurney flap che è stata analizzata rappresenta in un certo senso una modifica della precedente.

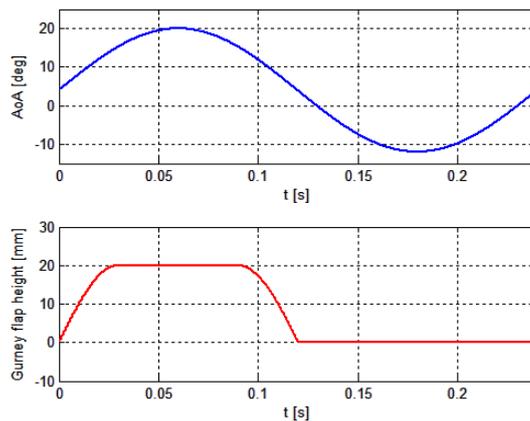


Figura 5.12: Rappresentazione in funzione del tempo della legge di estrazione del Gurney flap nel Caso 3 ($h_{max} = 2\%c$, $x_{GF} = 100\%c$).

Se infatti si è mantenuta un'altezza massima del MiTE pari al 2% della lunghezza della corda, tale estensione è stata raggiunta in un tempo dimezzato, pari a 0.03s anziché

0.06s, imponendo alle fasi di dispiegamento e di ritiro una frequenza doppia rispetto alla precedente. Tra queste due fasi, il Gurney flap è stato mantenuto completamente estratto per un tempo complessivo pari ad un quarto del ciclo di beccheggio, come si vede dalla Figura 5.12. Nelle Figure 5.13, 5.14, 5.15 e 5.16 si possono osservare gli andamenti delle varie curve dinamiche ottenute per il caso in esame.

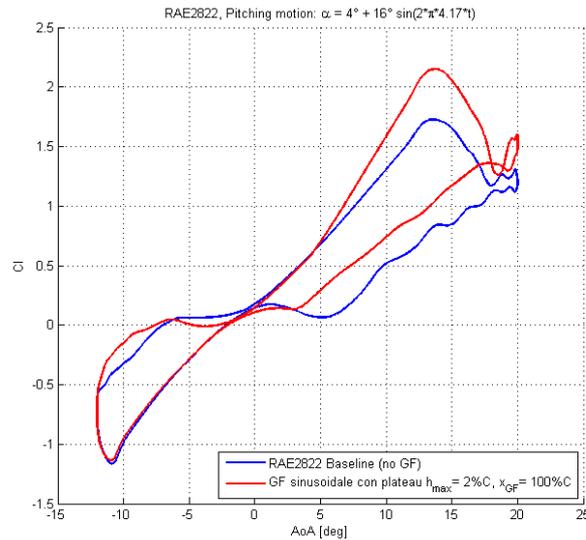


Figura 5.13: Curva dinamica del C_L relativa al Caso 3, caratterizzato da un plateau in corrispondenza di $h_{max} = 2\%c$, $x_{GF} = 100\%c$.

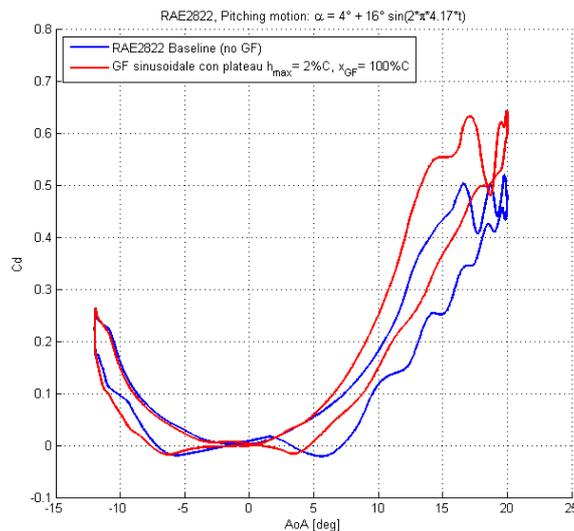


Figura 5.14: Curva dinamica del C_D relativa al Caso 3, caratterizzato da un plateau in corrispondenza di $h_{max} = 2\%c$, $x_{GF} = 100\%c$.

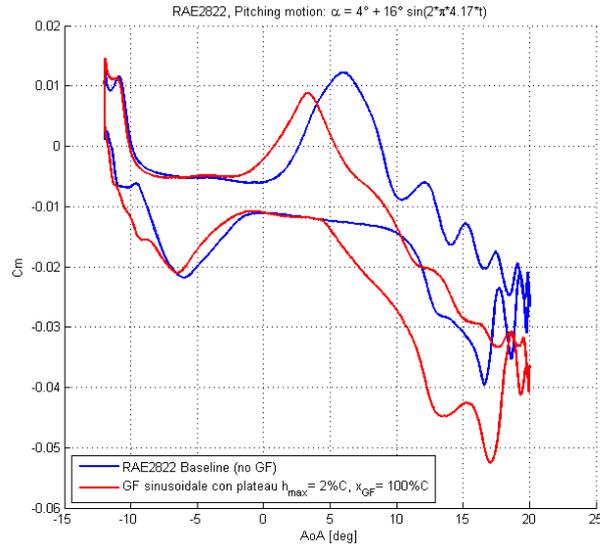


Figura 5.15: Curva dinamica del C_m relativa al Caso 3, caratterizzato da un plateau in corrispondenza di $h_{max} = 2\%c, x_{GF} = 100\%c$.

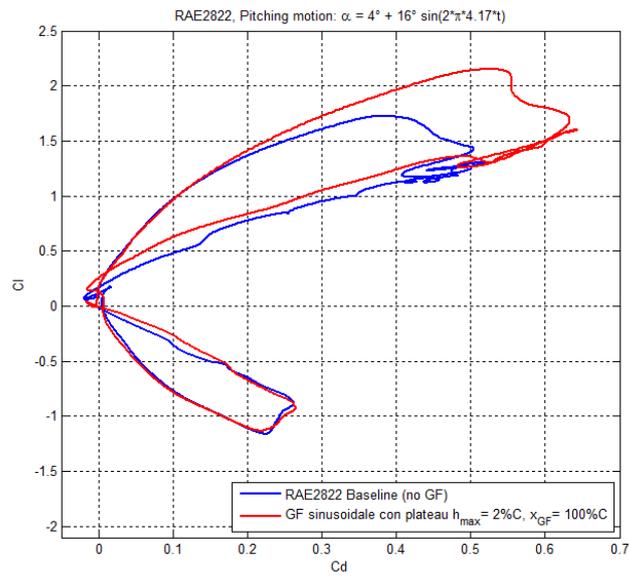


Figura 5.16: Curva polare relativa al Caso 3, caratterizzato da un plateau in corrispondenza di $h_{max} = 2\%c, x_{GF} = 100\%c$.

CASO 4:

L'ultima simulazione effettuata con Gurney flap collocato in corrispondenza del trailing edge ha visto l'applicazione di una legge $h(t)$ di tipo sinusoidale puro, analogamente a quanto fatto nei Casi 1 e 2, limitando tuttavia la massima estensione del dispositivo all'1% della corda (vedi Figura 5.17).

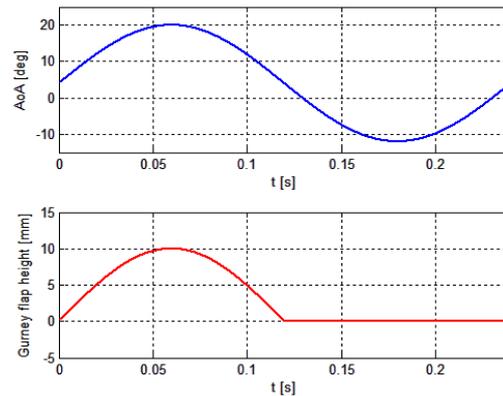


Figura 5.17: Rappresentazione in funzione del tempo della legge di estrazione del Gurney flap nel Caso 4 ($h_{max} = 1\%c$, $x_{GF} = 100\%c$).

Al solito, si riportano di seguito le curve di isteresi relative al C_L (Figura 5.18), al C_D (Figura 5.19), al C_m (Figura 5.20) e la curva polare (Figura 5.21).

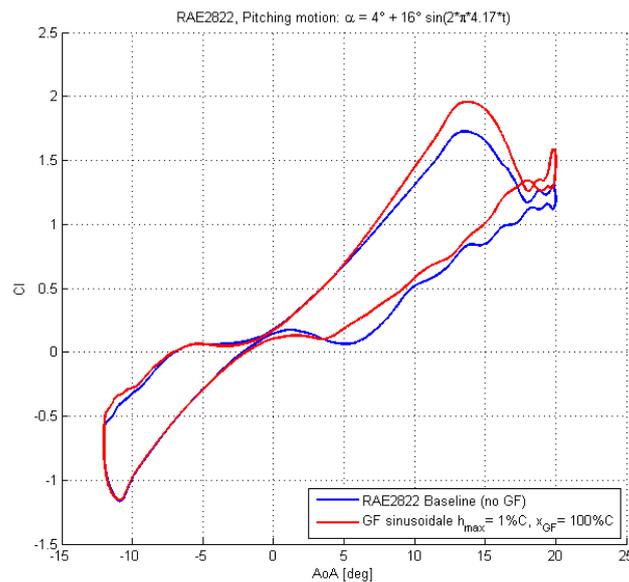


Figura 5.18: Curva dinamica del C_L relativa al Caso 4, con $h_{max} = 1\%c$, $x_{GF} = 100\%c$.

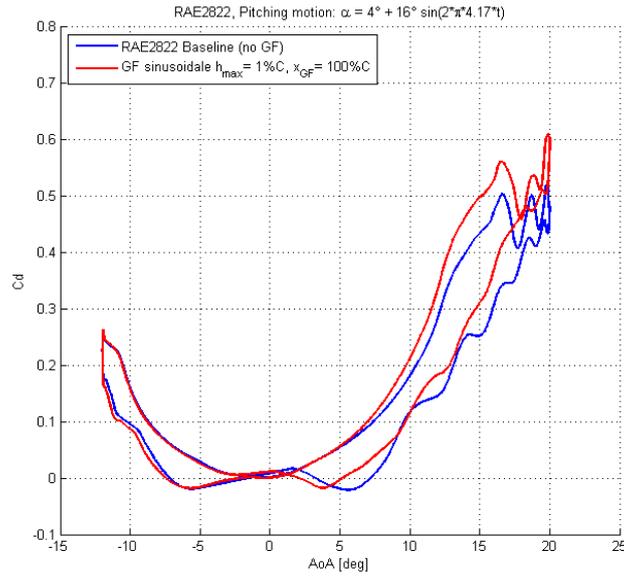


Figura 5.19: Curva dinamica del C_D relativa al Caso 4, con $h_{max} = 1\%c$, $x_{GF} = 100\%c$.

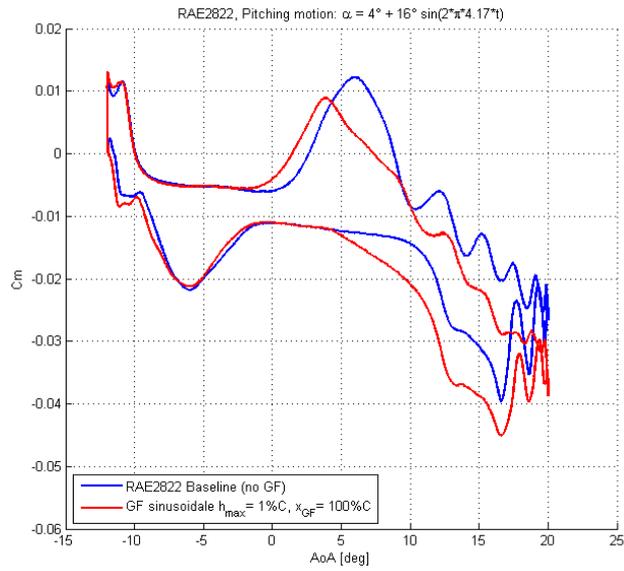


Figura 5.20: Curva dinamica del C_m relativa al Caso 4, con $h_{max} = 1\%c$, $x_{GF} = 100\%c$.

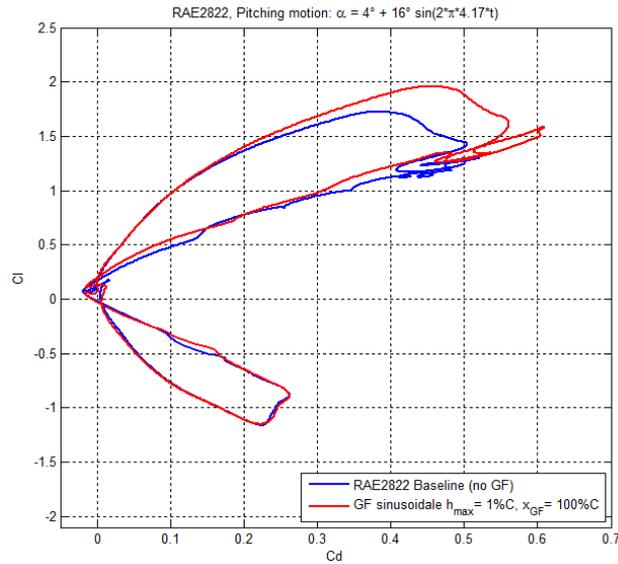


Figura 5.21: Curva polare relativa al Caso 4, con $h_{max} = 1\%c$, $x_{GF} = 100\%c$.

CASO 5:

Mantenendo invariata la legge sinusoidale utilizzata per il Caso 2, ossia quella caratterizzata da $h_{max} = 2\%c$, si è voluto analizzare il comportamento aerodinamico del profilo ottenibile spostando in avanti il Gurney flap, collocandolo in particolare ad un'ascissa corrispondente al 95% della corda. Naturalmente, per condurre questa simulazione (e anche per il successivo Caso 6) è stato necessario modificare leggermente la mesh, definendo nella corretta posizione i segmenti con i quali si è modellato il Gurney flap. Conseguentemente, prima di acquisire i dati riportati nel seguito, si è dovuto portare a termine una prima simulazione statica con la griglia di calcolo ruotata di un angolo pari all'angolo d'attacco medio (4°), seguita da una successiva simulazione dinamica per caratterizzare correttamente il campo fluido.

Di seguito si riportano i risultati ottenuti per questa configurazione: in Figura 5.22 la curva di isteresi del C_L , in Figura 5.23 quella relativa al C_D , in Figura 5.24 quella del C_m e infine in Figura 5.25 la curva polare.

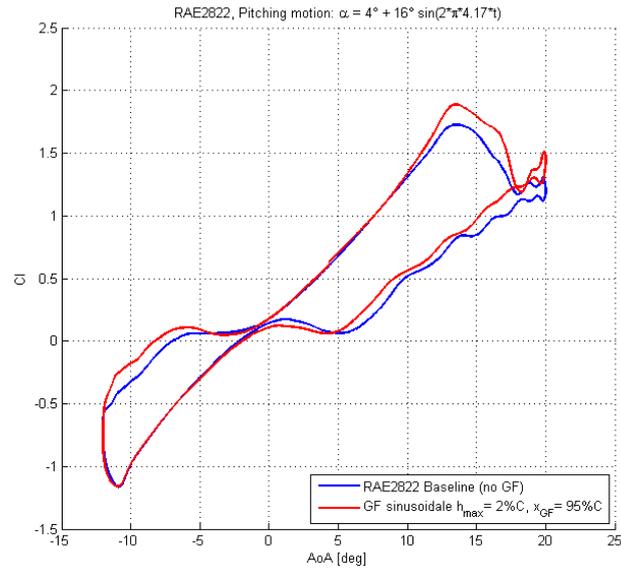


Figura 5.22: Curva dinamica del C_L relativa al Caso 5, con $h_{max} = 2\%c$, $x_{GF} = 95\%c$.

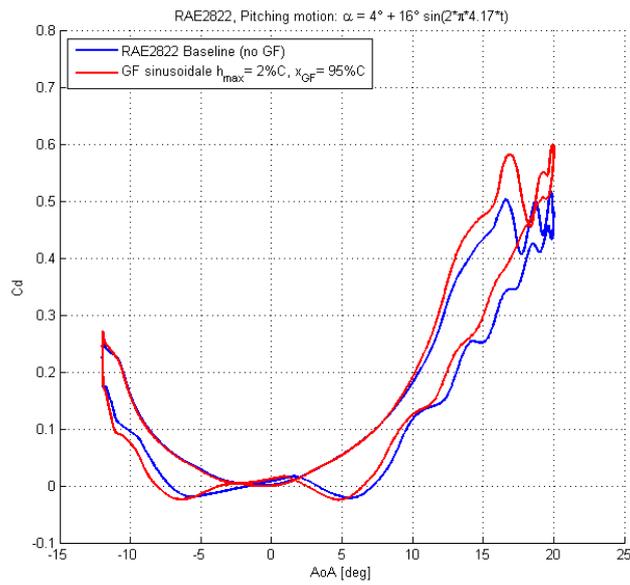


Figura 5.23: Curva dinamica del C_D relativa al Caso 5, con $h_{max} = 2\%c$, $x_{GF} = 95\%c$.

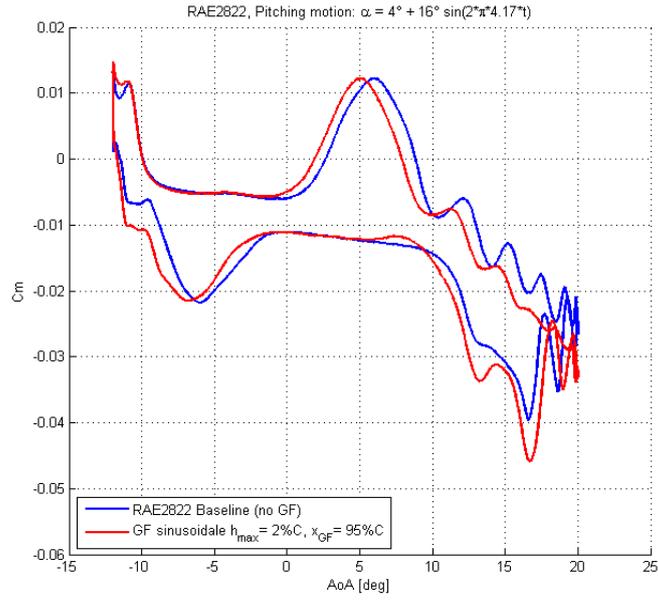


Figura 5.24: Curva dinamica del C_m relativa al Caso 5, con $h_{max} = 2\%c$, $x_{GF} = 95\%c$.

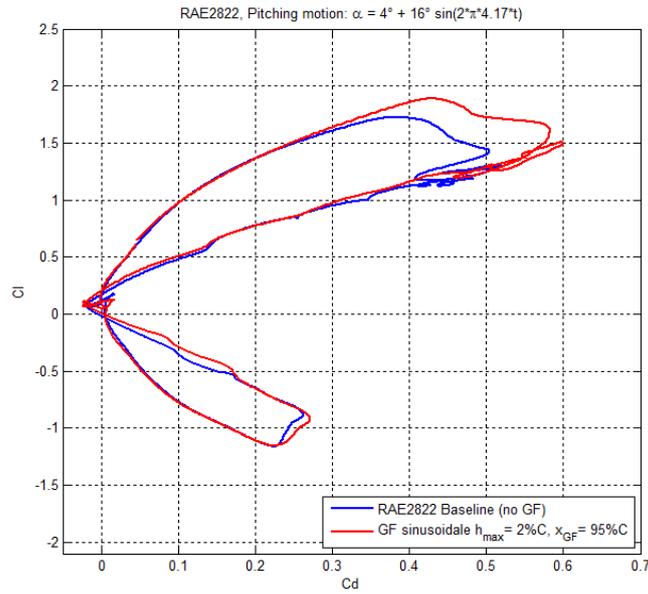


Figura 5.25: Curva polare relativa al Caso 5, con $h_{max} = 2\%c$, $x_{GF} = 95\%c$.

CASO 6:

Così come fatto nel caso precedente, in quest'ultima configurazione studiata si è mantenuta inalterata la medesima legge $h(t)$ già adottata nei Casi 2 e 5, portando ora il Gurney flap in una posizione ulteriormente avanzata applicandolo al profilo in corrispondenza del 90% della corda. Nelle Figure 5.26, 5.27 e 5.28 sono riportate le classiche curve dinamiche dei coefficienti aerodinamici, mentre in Figura 5.29 si riporta la curva polare.

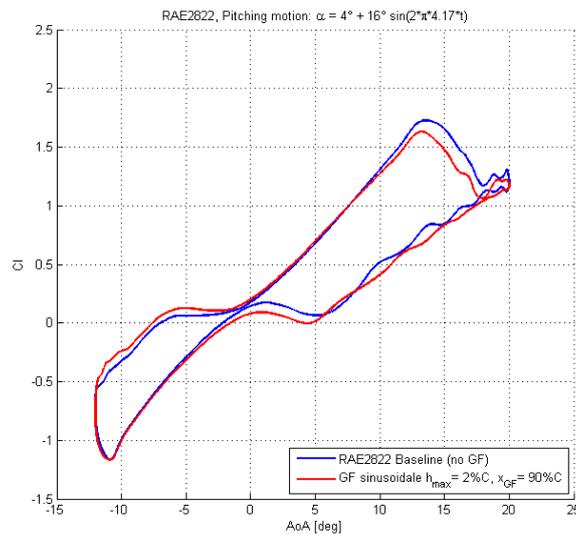


Figura 5.26: Curva dinamica del C_L relativa al Caso 6, con $h_{max} = 2\%c, x_{GF} = 90\%c$.

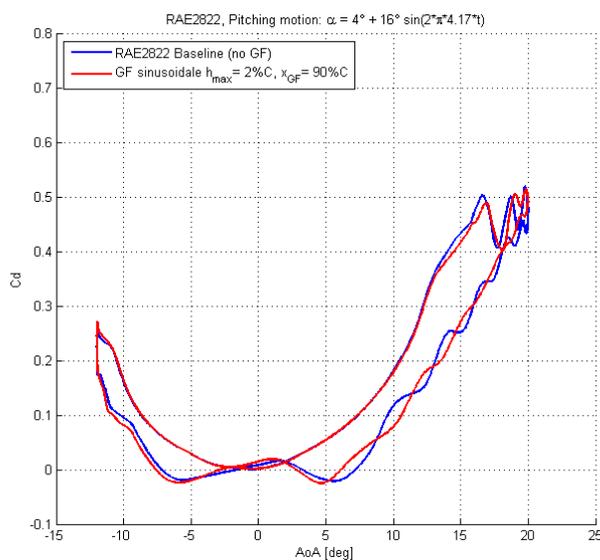


Figura 5.27: Curva dinamica del C_D relativa al Caso 6, con $h_{max} = 2\%c, x_{GF} = 90\%c$.

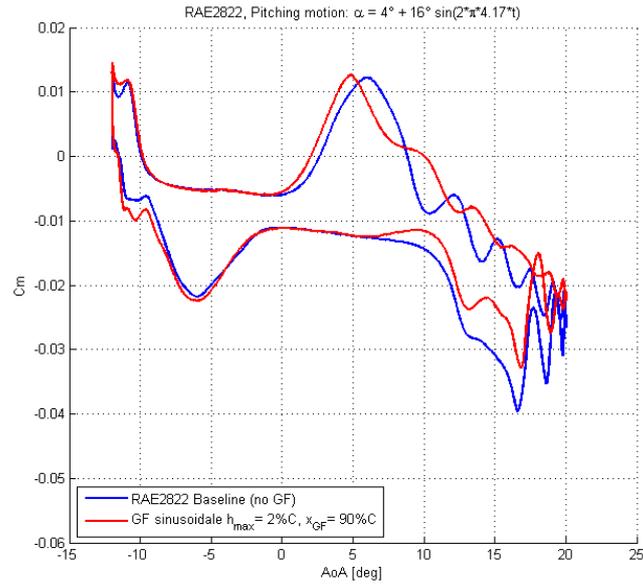


Figura 5.28: Curva dinamica del C_m relativa al Caso 6, con $h_{max} = 2\%c, x_{GF} = 90\%c$.

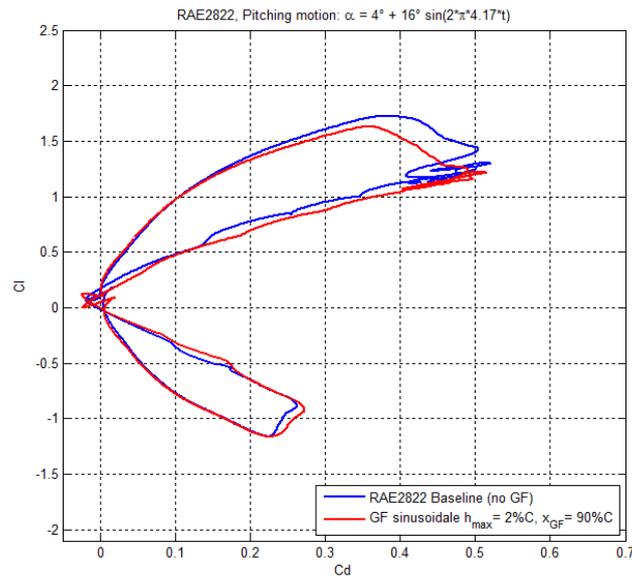


Figura 5.29: Curva polare relativa al Caso 6, con $h_{max} = 2\%c, x_{GF} = 90\%c$.

5.2.2 Confronti tra le diverse configurazioni

Nel seguito i risultati ottenuti dalle simulazioni CFD presentate nel Paragrafo 5.2.1 sono stati raffrontati tra di loro al fine di permettere un'interpretazione dei vari dati, per individuare le configurazioni di Gurney flap che consentono i migliori benefici e di quantificare l'entità degli stessi rispetto alle performance esprimibili da un profilo RAE2822 convenzionale sprovvisto del MiTE.

Le Figure 5.30, 5.31 e 5.32 riassumono in grafici unitari le varie curve dei coefficienti aerodinamici ottenute con Gurney flap di differenti altezze massime, collocati al 100% della corda ossia in esatta corrispondenza del bordo d'uscita, focalizzando l'attenzione sulla parte di ciclo caratterizzata dai valori positivi dell'angolo d'attacco. Si rimarca il fatto che il Gurney flap agisce unicamente in quest'ultima, la quale peraltro comprende il tratto lineare pre-stallo che è quello in cui si è verificata una superiore attendibilità dei risultati ottenuti con il modello CFD.

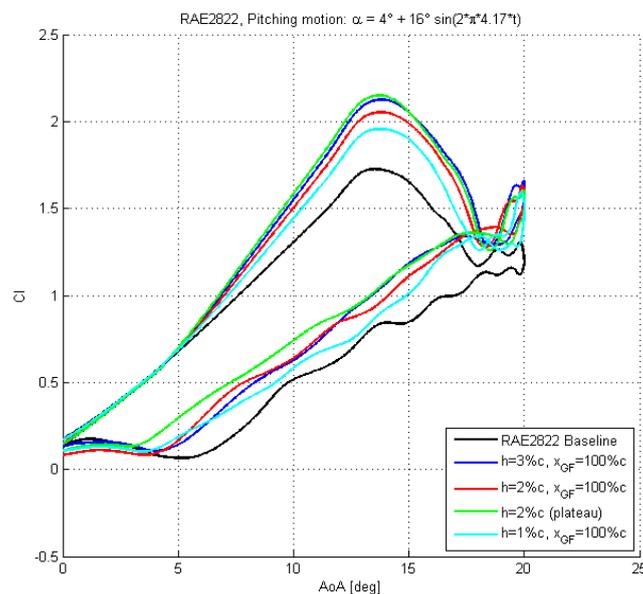


Figura 5.30: *Variazione del coefficiente di portanza in funzione dell'altezza massima del Gurney flap con dispositivo localizzato al 100% della corda.*

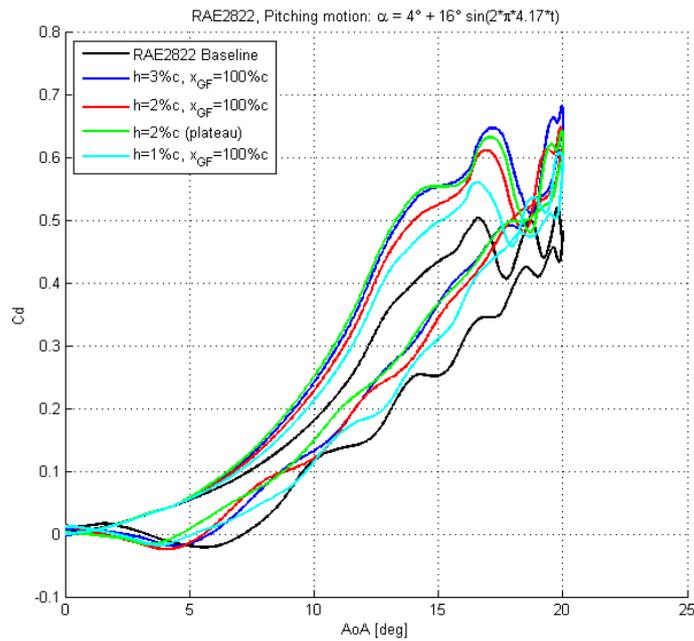


Figura 5.31: *Variazione del coefficiente di resistenza in funzione dell'altezza massima del Gurney flap con dispositivo localizzato al 100% della corda.*

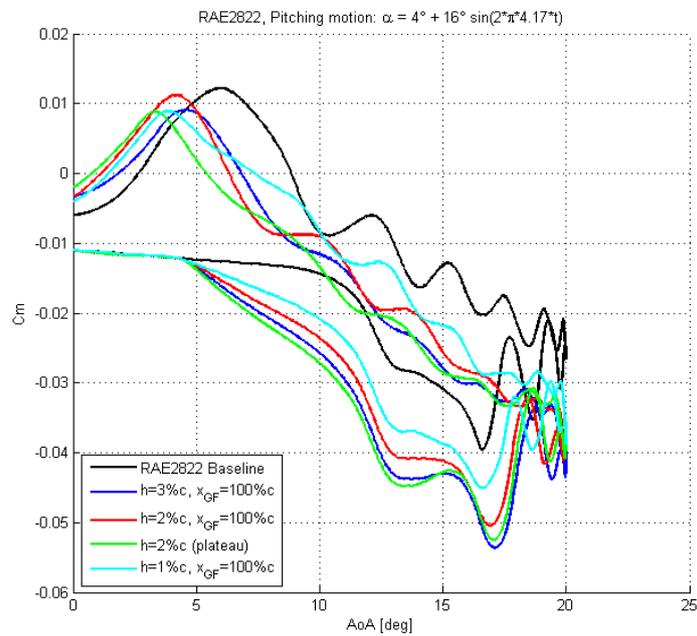


Figura 5.32: *Variazione del coefficiente di momento in funzione dell'altezza massima del Gurney flap con dispositivo localizzato al 100% della corda.*

Come si vede, in linea generale il C_L assume valori superiori all'aumentare della lunghezza del MiTE; ciò è osservabile prendendo in considerazione le curve riportate in Figura 5.30, corrispondenti a Gurney flap di lunghezza massima del 3%, 2% e 1% della corda collocati al trailing edge. Le simulazioni CFD dimostrano che la progressiva estrazione del Gurney flap, secondo una legge di tipo armonico analoga e in fase con quella imposta quale moto di beccheggio, produce un aumento della pendenza nel tratto lineare della curva di portanza. Questo porta a un sensibile innalzamento del $C_{L,max}$ e un lieve aumento dell'angolo d'attacco corrispondente (vedi Tabella 5.1). Un generale incremento del coefficiente di portanza è riscontrabile anche nel corso della fase di ritiro del MiTE.

Tabella 5.1: *Coefficienti di portanza massimi.*

RAE2822 Airfoil	AoA Stall [°]	$C_{L,max}$	$\Delta C_{L,max}$ [%]
Baseline	13.5	1.7249	-
GF 3%c @100%c	13.8	2.1257	+23.24
GF 2%c @100%c	13.74	2.0525	+19
GF 2%c plateau	13.74	2.1498	+24.63
GF 1%c @100%c	13.67	1.9562	+13.41
GF 2%c @95%c	13.5	1.8882	+9.47
GF 2%c @90%c	13.2	1.6308	-5.45

Si è osservata una certa similitudine tra le curve dinamiche riferite al Gurney flap esteso armonicamente fino al 3%c e quelle ottenute con il Gurney flap estratto completamente al 2%c in un tempo dimezzato e mantenuto ad altezza costante massima per un quarto del periodo di rotazione del rotore (curve in verde).

In merito al coefficiente di resistenza, anch'esso vede un progressivo incremento all'aumentare della lunghezza del MiTE, com'è lecito attendersi in quanto altezze del Gurney flap maggiori corrispondono ad ostacoli più significativi per il moto del flusso. Allo stesso modo, con l'aumentare dell'altezza del dispositivo il coefficiente di momento decresce in maniera apprezzabile.

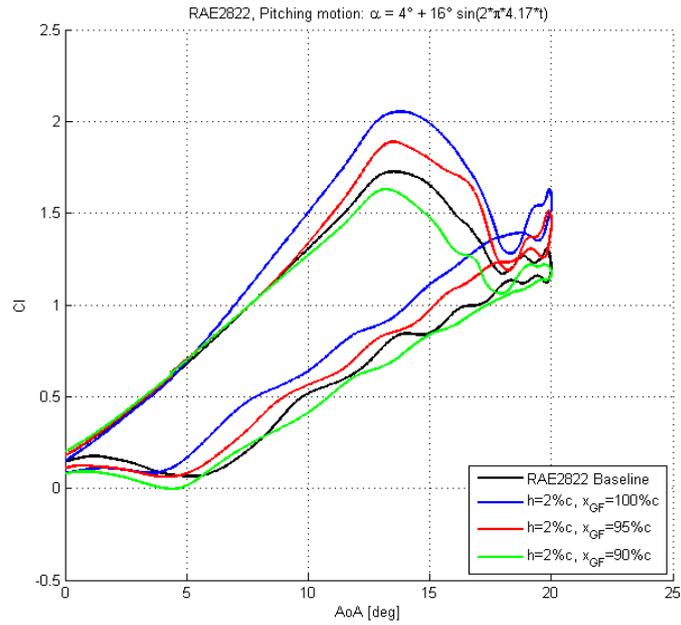


Figura 5.33: *Variazione del coefficiente di portanza in funzione della posizione del Gurney flap.*

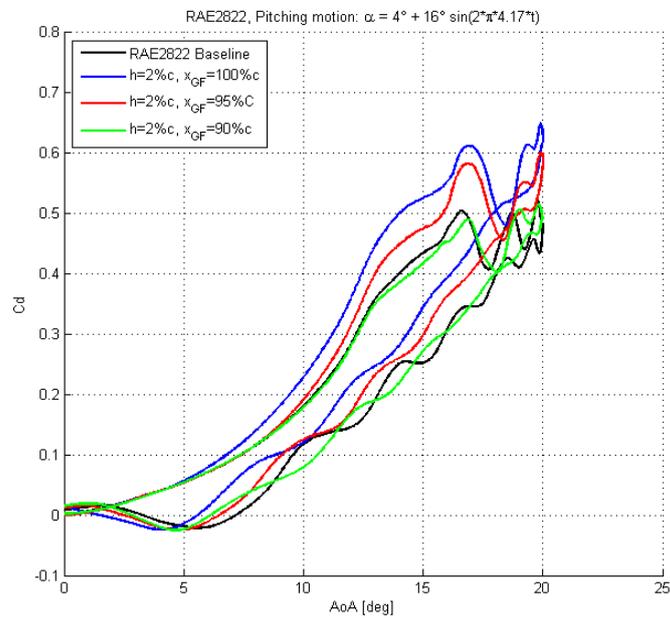


Figura 5.34: *Variazione del coefficiente di portanza in funzione della posizione del Gurney flap.*

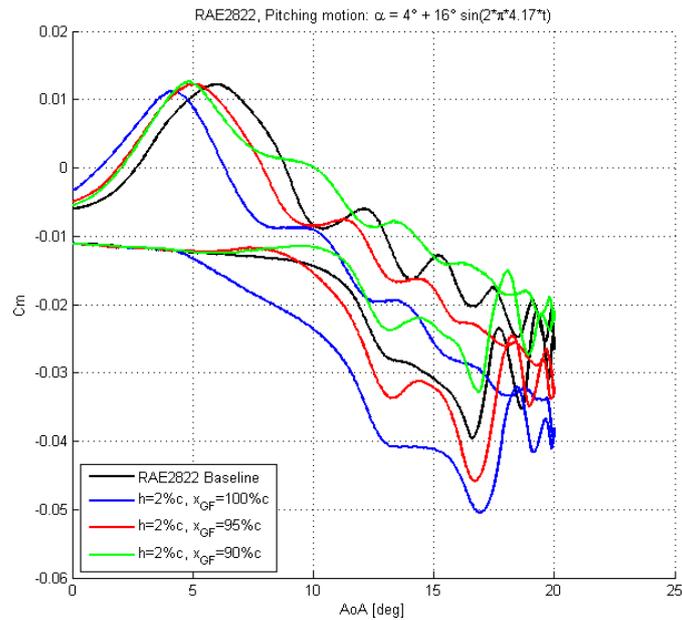


Figura 5.35: *Variazione del coefficiente di portanza in funzione della posizione del Gurney flap.*

Il secondo parametro analizzato, ossia la posizione del Gurney flap in riferimento alla corda del profilo, evidenzia l'effetto peggiorativo dato dallo spostamento in avanti del dispositivo. In particolare si sono confrontati tre Gurney flap di medesima altezza (pari al 2% c), collocati al 100% della corda (curva blu di Figura 5.33), al 95% (curva rossa) e al 90% (curva verde). Nei tre casi si è registrato un $C_{L,max}$ pari a 2.0525, 1.8882 e 1.6308 rispettivamente. In quest'ultimo caso il risultato è apparso addirittura inferiore a quello ottenuto con il semplice profilo Baseline (1.7249). Tale comportamento trova giustificazione nella formazione di un vortice tra il Gurney flap e il trailing edge (Figura 5.36). Questo vortice dà luogo ad una zona di bassa pressione lungo l'intradosso, la quale si oppone alla generazione di portanza in quanto localmente viene meno l'effetto di spinta verso l'alto. Si tratta di un comportamento simile – ma di effetto contrario – al vortice lungo l'estradosso che genera l'extra portanza nello stallo dinamico.

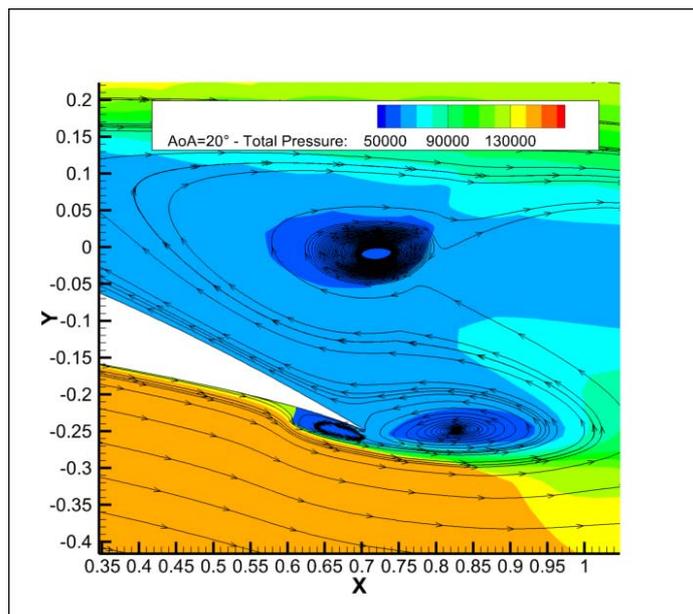


Figura 5.36: Contour di pressione totale per angolo d'attacco $\alpha = 20^\circ$ e $h_{GF} = h_{max}$, relativo al Caso 6 ($h_{max} = 2\%c$, $x_{GF} = 90\%c$).

In Figura 5.37 è possibile osservare l'andamento delle curve di efficienza per tutti e sei i casi simulati. Come si vede, l'installazione del Gurney flap penalizza l'efficienza rispetto al caso Baseline, con l'eccezione dei due MiTE montati in posizione avanzata per i quali si è registrato invece un leggero aumento di E ai più bassi angoli d'attacco.

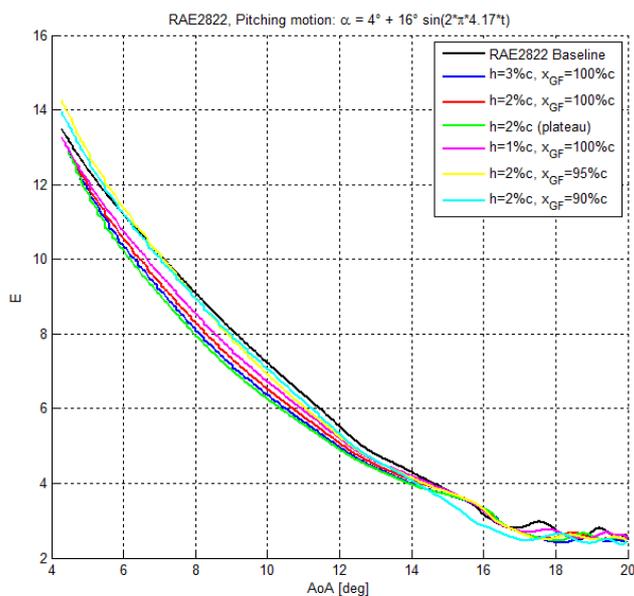


Figura 5.37: Andamento dell'efficienza nei vari casi studiati.

Già nel corso della validazione statica sul profilo NACA0012 si era in effetti visto che il Gurney flap non costituisce in assoluto una soluzione migliorativa in termini di efficienza aerodinamica. Rimandando alla Figura 3.14 infatti, si vede come installando il MiTE sul NACA0012 il valore di E risulti migliorato o peggiorato rispetto al profilo normale a seconda dell'angolo d'incidenza, e che la perdita di efficienza appare anticipata per Gurney flap più estesi rispetto a quanto avviene con dispositivi più corti. Nel complesso, la risposta dinamica appare dunque coerente con quanto visto in condizioni statiche, pur trattandosi di analisi condotte con profili e condizioni operative diverse.

Per poter confrontare tra loro differenti rotori di elicottero tuttavia l'efficienza non è il parametro che solitamente viene preso in considerazione; piuttosto, ci si riferisce alla Cifra di Merito (FM) (vedi [33]), la quale esprime il rapporto tra la minima potenza indotta teoricamente possibile e la potenza effettiva per il dato valore della spinta. A valori più alti di FM corrispondono migliori caratteristiche del rotore. Detta T la spinta agente sul disco (di area A), la Cifra di Merito è funzione del *disk loading* T/A e del *power loading* T/P . Essa permette di effettuare confronti diretti tra rotori caratterizzati dallo stesso *disk loading*. Un'espressione per FM è la seguente:

$$FM = \frac{\frac{1}{6^{3/2}\sqrt{2}} \frac{\bar{C}_L^{3/2}}{\bar{C}_D}}{\frac{1}{8\sigma^{1/2}} + \frac{k}{6^{3/2}\sqrt{2}} \frac{\bar{C}_L^{3/2}}{\bar{C}_D}}$$

dove si è indicata con σ la solidità media del rotore, mentre k è un fattore che serve a pesare la potenza indotta del rotore in base alla distribuzione di calettamento (per distribuzioni lineari si ha $k \approx 1.13 \div 1.15$). Tale espressione è stata qui impiegata per caratterizzare i vari profili con Gurney flap studiati, ben sapendo tuttavia che essa andrebbe riferita ad una pala intera tridimensionale con la sua particolare distribuzione di portanza, funzione della distanza radiale. Per giustificarne l'utilizzo in riferimento ad un semplice profilo 2D quindi, ci si è messi nell'ipotesi semplificativa di pala costituita dallo stesso profilo per tutta la sua estensione, con C_L e C_D uniformi su tutta la pala. Per come è stato realizzato il modello, si può assumere che la spinta T sia

semplicemente pari alla portanza L , dal momento che il flusso mantiene inalterata la sua direzione completamente orizzontale. Post processando quindi i risultati secondo la formula sopra riportata, è stato possibile tracciare una serie di grafici di FM in funzione dell'angolo d'attacco, quali quelli riportati in Figura 5.38.

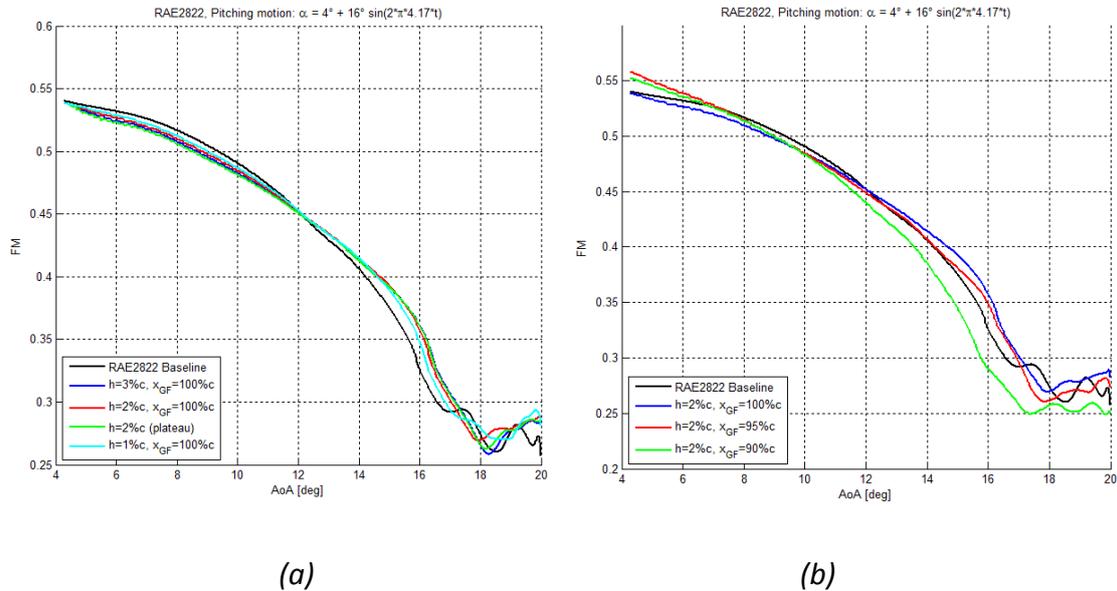


Figura 5.38: Cifra di Merito in funzione dell'angolo d'attacco, per $\sigma = 0.12$ e $k = 1.13$. Confronto per Gurney flap di diversa lunghezza installati al trailing edge (a) e confronto per Gurney flap 2%c collocato in diverse posizioni (b).

Grafici del tutto analoghi sono stati costruiti provando altri valori della solidità media nel range $0.03 \div 0.15$. Questi ulteriori grafici non vengono qui riportati in quanto gli andamenti si mantengono sostanzialmente invariati, presentando solo un innalzamento delle curve al crescere di σ , come si può vedere dalla Figura 5.39 la quale confronta coppie di curve costruite con profilo Baseline e con profilo equipaggiato di Gurney flap 2%c, posizionato in corrispondenza del bordo d'uscita, per diversi valori della solidità.

Indipendentemente dal tipo di Gurney flap considerato, si nota un comportamento generale che premia il profilo dotato di MiTE attivo solamente per i valori più alti dell'angolo d'incidenza, in particolare oltre i 12° , mentre per valori più bassi risultano migliori le performance del profilo Baseline. Così come avviene in merito al coefficiente

di portanza, lo spostamento in avanti del Gurney flap appare penalizzante in termini di prestazioni. Nel caso in cui questo venga posto al 90% della corda, la relativa curva della Cifra di Merito si colloca sotto a quella del profilo di base anche nella zona degli alti angoli d'attacco. In riferimento alla Figura 5.38a, considerando un angolo d'incidenza di 14° , la Cifra di Merito passa da 0.406 per profilo Baseline a circa 0.414 nei casi con Gurney flap (+2%). Quando $\alpha = 16^\circ$, si passa invece da 0.33 a 0.36 con Gurney flap 2%c (+9% circa).

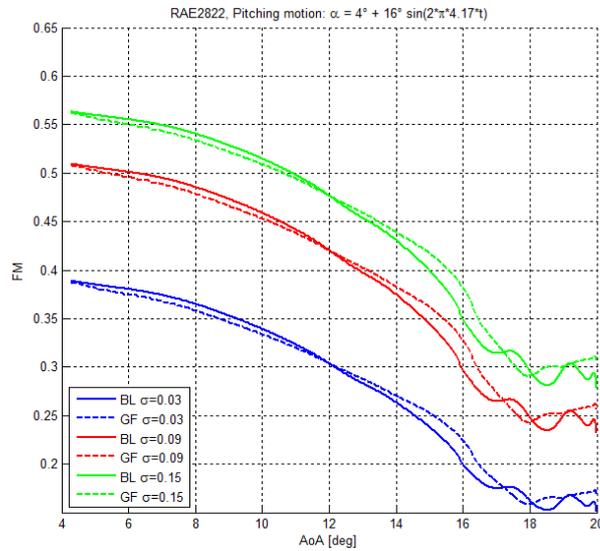


Figura 5.39: Confronto tra profilo Baseline e con Gurney flap 2%c al trailing edge per diversi valori della solidità media.

Capitolo 6

Conclusioni

6.1 Discussione dei risultati ottenuti

La costruzione del modello RANS bidimensionale realizzato per studiare i Gurney flap mobili, applicati ad un profilo transonico oscillante ha richiesto, in prima battuta, una validazione della griglia di calcolo necessaria a riprodurre adeguatamente il comportamento di un profilo alare investito da una corrente. Tale validazione, descritta nel Capitolo 3, è stata basata sul classico profilo simmetrico NACA0012, per il quale vi è un'ampia disponibilità di dati a carattere sperimentale sui quali basare il confronto con i risultati delle analisi fluidodinamiche. In questa prima fase si sono condotte una serie di prove finalizzate a trovare il miglior compromesso tra le caratteristiche della mesh e le impostazioni del solutore Fluent. Le simulazioni, condotte in regime di flusso subsonico caratterizzato da un numero $Re = 2.1 \cdot 10^6$, hanno visto l'impiego di una mesh strutturata a "C" sulla quale si è condotta un'analisi di sensibilità per assicurare l'indipendenza dei risultati dalla dimensione delle celle. Sono stati testati diversi modelli di turbolenza al fine di individuare quello più idoneo a riprodurre i dati sperimentali di riferimento, selezionando quindi il modello a due equazioni $k-\omega$ SST. Coerentemente con questa scelta, la mesh è stata caratterizzata da un $y^+ < 1$, con un maggiore infittimento della griglia stessa in prossimità del bordo d'attacco e del bordo d'uscita del profilo, nonché lungo la zona di scia. La buona accuratezza con cui il modello CFD è stato in grado di aderire ai risultati sperimentali è

stata accertata attraverso un confronto tra i relativi grafici dei coefficienti aerodinamici e del coefficiente di pressione, ricostruendo le curve statiche sia per il profilo NACA0012 Baseline, sia per lo stesso profilo provvisto di Gurney flap di differenti altezze. In particolare, il Gurney flap ha prodotto un significativo incremento del coefficiente di portanza rispetto al profilo convenzionale, al prezzo di un parallelo aumento anche del coefficiente di resistenza. Ciò è imputabile all'effetto di aumento della curvatura del profilo a seguito dell'installazione del dispositivo, nonché alla formazione di due vortici controrotanti a valle del MiTE (Figura 3.19), i quali sono causa di un locale calo di pressione totale che ritarda il distacco di vena e lo stallo.

A seguire, lo stesso modello è stato validato per l'analisi di flussi transonici, mediante l'impiego di un profilo supercritico del tipo RAE2822 per il quale sono disponibili alcuni rilievi sperimentali statici effettuati a Mach 0.73 e $Re = 6.5 \cdot 10^6$. L'accuratezza del modello è stata verificata ricostruendo l'andamento del coefficiente di pressione lungo la superficie del profilo (Figura 4.3) e riscontrando valori dei coefficienti aerodinamici molto vicini a quelli misurati in galleria del vento nelle medesime condizioni operative.

Il passo successivo ha visto l'ulteriore accertamento delle capacità del modello CFD di simulare un moto di beccheggio armonico, disponendo in questo caso di misurazioni sperimentali effettuate sul profilo NACA0012 con $Re = 1.35 \cdot 10^5$. L'oscillazione del profilo è stata resa possibile attraverso l'implementazione in Fluent di una UDF compilata, mediante la quale si è imposto all'intero dominio fluido un moto rigido secondo la legge matematica voluta, mantenendo fissa orizzontalmente la direzione della corrente. In questo contesto, sono emersi alcuni limiti sulle capacità del modello di riprodurre adeguatamente fenomeni altamente non stazionari e di natura prettamente tridimensionale quali lo stallo dinamico. Nello specifico, si è registrata una corrispondenza parziale tra dati numerici e sperimentali: a fronte di una buona accuratezza riscontrata nella zona in cui il comportamento è lineare e quindi per valori crescenti dell'angolo d'attacco, si è vista un'apprezzabile differenza lungo i rami discendenti delle curve di isteresi dinamica dei vari coefficienti aerodinamici (si veda la Figura 4.11).

Considerato il modello sufficientemente idoneo nel complesso a studiare un profilo oscillante investito da una corrente transonica, si è passati ad un'analisi dinamica condotta sul profilo RAE2822 Baseline. In questo contesto è emersa la significativa dipendenza dei risultati rispetto all'entità della discretizzazione temporale adottata quale passo per le simulazioni di tipo Transient. È stato necessario individuare un compromesso accettabile tra la dimensione del time step e i tempi di calcolo necessari al compimento dell'intero ciclo di beccheggio. Con la consapevolezza di una certa penalizzazione in merito al soddisfacimento dei criteri di convergenza, e tenendo conto delle successive simulazioni da condurre sul Gurney flap, si è scelto un time step di $10^{-4}s$, corrispondente ad un tempo di calcolo per ciascuna simulazione intorno agli otto giorni. In questo modo si sono ricavate le curve dei coefficienti aerodinamici (Figure 4.15, 4.16, 4.17) e la relativa curva polare (Figura 4.18). All'aumentare dell'angolo d'incidenza, si è osservata una migrazione verso il leading edge e un contemporaneo aumento dell'intensità dell'onda d'urto lungo l'estradosso, a valle della quale la zona di separazione ha interessato una regione via via crescente (Figura 4.20).

I risultati così ottenuti sono serviti come base per lo studio di diversi Gurney flap applicati al profilo RAE2822; si sono presi in considerazione gli effetti dovuti alle differenti altezze dei dispositivi e al diverso posizionamento dello stesso rispetto alla corda. In particolare, si sono confrontati tra loro Gurney flap di estensione pari al 1%, al 2% e al 3% della corda, localizzati in corrispondenza del bordo d'uscita (100%c) oppure in posizione più avanzata, precisamente al 95% e al 90% della corda. Dal punto di vista della modellazione, il MiTE è stato trattato come un segmento privo di spessore, la cui altezza istantanea è stata gestita attraverso l'assegnazione di un'opportuna condizione al contorno ("wall" oppure "interior") al variare del tempo. Si è avuto riscontro, anche in condizioni dinamiche, di un significativo aumento del coefficiente di portanza al variare dell'altezza del Gurney flap, registrando incrementi rispetto alla configurazione Baseline del 13% con dispositivi di altezza 1%c, del 19% con altezza del 2%c e di ben il 23% con altezza del 3%c. Naturalmente, in parallelo si ha anche un incremento del coefficiente di resistenza, dovuto alla presenza di un ostacolo

fisico al moto del flusso, e un abbassamento del coefficiente di momento. L'avanzamento della posizione di installazione del MiTE risulta penalizzante per tutti i coefficienti, portando a valori del C_L anche inferiori rispetto a quelli relativi al profilo Baseline, con corrispondenti valori del C_D comunque superiori. Questo comportamento si spiega con la formazione di un vortice tra il Gurney flap e il bordo d'uscita, il quale genera una zona di bassa pressione lungo l'intradosso facendo venire meno il locale contributo alla portanza. Dal punto di vista dell'efficienza aerodinamica, il bilancio complessivo riguardo l'utilizzo del Gurney flap è negativo, in quanto la curva riferita al profilo Baseline si mantiene più alta di quelle relative ai vari Gurney flap testati. Questa risposta è comunque compatibile con quanto emerso dalla validazione stazionaria effettuata sul NACA0012 dotato di MiTE in condizioni di flusso subsonico. Un parametro maggiormente significativo nella valutazione delle prestazioni di un rotore è la Cifra di Merito, ossia il rapporto tra la minima potenza indotta teoricamente possibile e la potenza effettiva per il dato valore della spinta. A rigore questa grandezza dovrebbe essere espressa in riferimento ad una pala intera, tridimensionalmente estesa, caratterizzata da una data distribuzione della portanza in funzione della distanza radiale. Nell'ambito della presente tesi, essa è stata comunque riferita ad un semplice profilo bidimensionale allo scopo di avere un'indicazione a livello qualitativo, nell'ipotesi semplificativa di considerare una pala regolare costruita impiegando il medesimo profilo per tutta la sua lunghezza, lungo la quale si abbia uniformità dei coefficienti aerodinamici. I confronti effettuati sull'andamento della Cifra di Merito in funzione dell'angolo d'attacco per il profilo convenzionale e per il profilo dotato dei vari Gurney flap esaminati, hanno fatto emergere la globale convenienza nell'utilizzo del MiTE per angoli d'attacco superiori ai 12° , indipendentemente dalla lunghezza massima del dispositivo e purché questo sia localizzato in posizione sufficientemente arretrata rispetto alla corda (Figura 5.38). Queste ultime considerazioni tuttavia non possono che avere un valore puramente indicativo, in quanto come già specificato la Cifra di Merito costituisce un parametro di valutazione globale che per essere correttamente calcolato deve essere riferito ad una geometria tridimensionale.

6.2 Possibili sviluppi

Quanto emerso dal lavoro svolto con la presente tesi rappresenta più un punto di partenza che un traguardo di arrivo. Gli affinamenti apportabili al modello qui sviluppato sono molteplici, così come i possibili differenti approcci al problema dello studio dei Gurney flap attivi. In prima battuta, si deve senza dubbio rimarcare la maggiore adeguatezza di un modello 3D nella simulazione di fenomeni di natura intrinsecamente tridimensionale e non stazionaria quali lo stallo dinamico e gli effetti delle strutture vorticosi che si sviluppano anche a seguito dell'estensione di un Gurney flap mobile. Inoltre, un solutore di tipo LES potrebbe rivelarsi maggiormente adatto rispetto a quello RANS utilizzato in questa tesi. Anche limitando le considerazioni ad un modello bidimensionale, sarebbe possibile utilizzare una UDF aggiuntiva per assegnare un'oscillazione temporale anche al modulo della velocità del flusso all'inlet. In questo modo si potrebbe riprodurre il valore istantaneo della velocità relativa dell'aria sulla pala in funzione della posizione azimutale della pala stessa, dato dalla sovrapposizione del moto traslatorio dell'elicottero e del moto rotatorio del rotore. Uno studio maggiormente approfondito potrebbe inoltre prevedere l'implementazione di una procedura di ottimizzazione, ad esempio basata su algoritmi genetici multi-obiettivo. In tal modo sarebbe possibile ad esempio trovare le migliori configurazioni proponibili ponendo quali variabili di decisione la lunghezza istantanea del Gurney flap e la sua posizione rispetto alla corda.

Bibliografia

- [1] Commissione Europea, *Council Regulation (EC) No 71/2008 setting up the Clean Sky Joint Undertaking*, OJ L 30, 2008.
- [2] Bertolini E., Eury S., Hecker P., Huguet M., Sanna Randaccio F., *Clean Sky 2 Impact Assessment. Final report of the expert group*, 29 Settembre 2012.
- [3] Dautriat E., *An introduction to Clean Sky 2*, Consultation session, Dicembre 2012.
- [4] Liebeck R.H., *Design of subsonic airfoils for high lift*, Journal of Aircraft, 1978.
- [5] Kuchemann D., *Inviscid shear flow near the trailing edge of an airfoil*, Z. Flugwiss, 1967.
- [6] Neuhart D.H., Pendergraft O.C., *A water tunnel study of Gurney flaps*, NASA, TM4071, Novembre 1988.
- [7] Sewell W.G., McPhee R.J., Ferris J.C., *Wind tunnel test results of airfoil modifications for the EA-6B*, AIAA, Paper 87-2359, Agosto 1987.
- [8] Greenblatt D., Vey S., Paschereit O.C., Meyer R., *Flap vortex management using active Gurney flaps*, AIAA Journal, Vol. 47 No. 12, Dicembre 2009.
- [9] Kentfield J.A.C., *The potential of Gurney flaps for improving the aerodynamic performance of helicopter rotors*, AIAA International Powered Lift Conference, AIAA Paper 93-4883, 1993.
- [10] Yee K., Joo W., Lee D., *Aerodynamic performance analysis of a Gurney flap for rotorcraft applications*, Journal of Aircraft, Vol. 44 No. 3, Maggio-Giugno 2007.
- [11] Chandrasekhara M.S., Martin P.B., Tung C., *Compressible dynamic stall performance of a variable droop leading edge airfoil with a Gurney flap*, 22nd Applied Aerodynamics Conference and Exhibit, AIAA Paper 2004-0041, 2004.
- [12] Diodati G., Ciminello M., Concilio A., *Piezoelectric and electromagnetic solutions aimed at realizing an active Gurney flap*, Journal of Intelligent Material Systems and Structures, 24(8) 924-935, 2012.

- [13] Kinzel M.P., Maughmer M.D., Duque E.P.N., *Numerical investigation on the aerodynamics of oscillating airfoils with deployable Gurney flaps*, AIAA Journal Vol. 48 No. 7, Luglio 2010.
- [14] Nueng-Soo Yoo, *Effect of the Gurney flap on a NACA23012 airfoil*, KSME International Journal, Vol. 14 No. 9, 1013-1019, 2000.
- [15] Wang J.J., Li Y.C., Choi K.S., *Gurney flap - Lift enhancement, mechanisms and applications*, Progress in Aerospace Sciences, 44 (2008) 22-47, 2008.
- [16] Li Y.C., Wang J.J., Zhang P., *Effects of Gurney flaps on a NACA0012 airfoil*, Kluwer Academic Publishers, Flow, Turbulence and Combustion 68, 27-39, 2002.
- [17] Li Y.C., Wang J.J., Hua J., *Experimental investigations on the effects of divergent trailing edge and Gurney flaps on a supercritical airfoil*, Aerospace Science and Technology 11 (2007) 91-99, 2007.
- [18] Jang C.S., Ross J.C., Cummings R.M., *Numerical investigation of an airfoil with a Gurney flap*, NASA Cooperative Agreement NCC-2-536.
- [19] Anderson J.D., *Computational Fluid Dynamics*, McGraw-Hill, 1995.
- [20] Houghton E.L., Carpenter P.W., Collicott S.H., Valentine D.T., *Aerodynamics for Engineering Students*, Butterworth-Heinemann (Elsevier), 6th Edition, 2012.
- [21] Trainelli L., *Lezioni di Meccanica del Volo*, dispense del corso di Meccanica del Volo, Politecnico di Milano, 2011.
- [22] Bonacina C., Cavallini A., Mattarolo L., *Trasmissione del calore*, Cleup, 3^a edizione, 1985.
- [23] Eleni D.C., Athanasios T.I., Dionissios M.P., *Evaluation of the turbulence models for the simulation of the flow over a NACA0012 airfoil*, Journal of Mechanical Engineering Research, Vol. 4(3) 100-111, 2012.
- [24] Yu T., Wang J.J., Zhang P.F., *Numerical simulation of Gurney flap on RAE-2822 supercritical airfoil*, Journal of Aircraft, Vol. 48 No. 5, 2011.
- [25] Coakley T.J., *Numerical simulation of viscous transonic airfoil flows*, AIAA 25th Aerospace Sciences Meeting, AIAA Paper 1987-0416, 1987.
- [26] Marongiu C., *Stallo dinamico*, seminario nell'ambito del corso di "Aerodinamica del Rotore", Università Federico II di Napoli, CIRA, 2009.

- [27] Ekaterinaris J.A., Platzer M.F., *Computational prediction of airfoil dynamic stall*, Prog. Aerospace Sci., Vol. 33, 759-846, Elsevier Science Ltd, 1997.
- [28] Lorber P.F., Covino A.F., Carta F.O., *Dynamic stall experiments on a swept three-dimensional wing in compressible flow*, AIAA Paper 91-1795, 22nd Fluid Dynamics, Plasma Dynamics and Laser Conference, Honolulu, HI, 1991.
- [29] Gharali K., Johnson D.A., *Dynamic stall simulation of a pitching airfoil under unsteady freestream velocity*, Journal of Fluids and Structures, 2013.
- [30] Amiralaei M.R., Alighanbari H., Hashemi S.M., *An investigation into the effects of unsteady parameters on the aerodynamics of a low Reynolds number pitching airfoil*, Journal of Fluids and Structures, Vol. 26, 979-993, 2010.
- [31] Lu K., Xie Y.H., Zhang D., Lan J.B., *Numerical investigations into the asymmetric effects on the aerodynamic response of a pitching airfoil*, Journal of Fluids and Structures, Vol. 39, 76-86, 2013.
- [32] Gerontakos P., *An experimental investigation of flow over an oscillating airfoil*, Department of Mechanical Engineering, McGill University, Montreal, Canada, 2004.
- [33] Tognaccini R., *Lezioni di aerodinamica dell'ala rotante*, Dipartimento di Ingegneria Aerospaziale, Università degli Studi di Napoli Federico II, 2001.

Appendice A

Profilo NACA0012

A partire dagli anni '30 la NACA (*National Advisory Committee for Aeronautics*, oggi NASA) iniziò a definire e a studiare un gran numero di profili aerodinamici, assegnandogli nomenclature sotto forma di codici identificativi delle caratteristiche geometriche. Appartenente alla categoria dei profili NACA "a 4 cifre", il NACA0012 è uno dei profili di uso più comune. La prima cifra definisce il valore dell'ordinata massima della linea media (espressa in percentuali di corda), mentre la seconda il valore dell'ascissa nel punto di ordinata massima della corda (espressa in decimi di lunghezza della corda). Essendo nulli entrambi i valori, il NACA0012 si configura come un profilo simmetrico. Le ultime due cifre individuano lo spessore massimo del profilo (in percentuali di corda). Trattandosi di profilo simmetrico, l'angolo di incidenza nulla si ha per $\alpha = 0^\circ$.

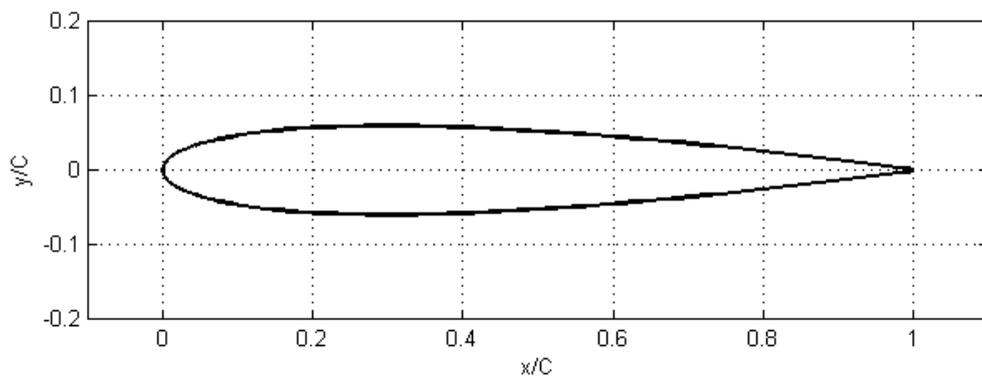


Figura A.1 : *Profilo NACA0012.*

In Tabella A.1 sono riportate le coordinate normalizzate rispetto alla corda (unitaria) dei punti che definiscono il profilo. Il Leading Edge è preso in corrispondenza dell'origine degli assi di riferimento, mentre il Trailing Edge corrisponde al punto di ascissa unitaria.

Tabella A.1: *Coordinate normalizzate profilo NACA0012.*

x/C	y/C	x/C	y/C
1.000000	0.001260	0.000036	-0.001014
0.992704	0.002274	0.000322	-0.003059
0.979641	0.004079	0.000894	-0.005155
0.964244	0.006169	0.001777	-0.007318
0.947231	0.008434	0.003007	-0.009544
0.929323	0.010765	0.004621	-0.011797
0.910956	0.013101	0.006653	-0.014058
0.892372	0.015420	0.009117	-0.016316
0.873723	0.017700	0.012012	-0.018579
0.855041	0.019931	0.015371	-0.020871
0.836311	0.022119	0.019310	-0.023217
0.817558	0.024266	0.023982	-0.025653
0.798819	0.026366	0.029567	-0.028218
0.780088	0.028414	0.036254	-0.030913
0.761336	0.030413	0.044211	-0.033717
0.742560	0.032370	0.053594	-0.036612
0.723780	0.034284	0.064541	-0.039548
0.705012	0.036149	0.077039	-0.042449
0.686255	0.037964	0.090903	-0.045220
0.667502	0.039728	0.105827	-0.047784
0.648751	0.041440	0.121548	-0.050098
0.630004	0.043098	0.137852	-0.052138
0.611266	0.044701	0.154596	-0.053909
0.592538	0.046245	0.171676	-0.055421
0.573821	0.047728	0.189011	-0.056692
0.555117	0.049149	0.206544	-0.057733
0.536430	0.050503	0.224236	-0.058562
0.517763	0.051786	0.242060	-0.059191
0.499117	0.052996	0.259997	-0.059634

0.480488	0.054127	0.278033	-0.059903
0.461875	0.055178	0.296159	-0.060009
0.443287	0.056144	0.314366	-0.059965
0.424740	0.057019	0.332648	-0.059779
0.406241	0.057796	0.350989	-0.059462
0.387789	0.058466	0.369372	-0.059023
0.369372	0.059023	0.387789	-0.058466
0.350989	0.059462	0.406241	-0.057796
0.332648	0.059779	0.424740	-0.057019
0.314366	0.059965	0.443287	-0.056144
0.296159	0.060009	0.461875	-0.055178
0.278033	0.059903	0.480488	-0.054127
0.259997	0.059634	0.499117	-0.052996
0.242060	0.059191	0.517763	-0.051786
0.224236	0.058562	0.536430	-0.050503
0.206544	0.057733	0.555117	-0.049149
0.189011	0.056692	0.573821	-0.047728
0.171676	0.055421	0.592538	-0.046245
0.154596	0.053909	0.611266	-0.044701
0.137852	0.052138	0.630004	-0.043098
0.121548	0.050098	0.648751	-0.041440
0.105827	0.047785	0.667502	-0.039728
0.090903	0.045220	0.686255	-0.037964
0.077039	0.042449	0.705012	-0.036149
0.064541	0.039548	0.723780	-0.034284
0.053594	0.036612	0.742560	-0.032370
0.044211	0.033717	0.761336	-0.030413
0.036254	0.030913	0.780088	-0.028414
0.029567	0.028218	0.798819	-0.026366
0.023982	0.025653	0.817558	-0.024266
0.019310	0.023217	0.836311	-0.022119
0.015371	0.020871	0.855041	-0.019931
0.012012	0.018579	0.873723	-0.017700
0.009117	0.016316	0.892372	-0.015420
0.006653	0.014058	0.910956	-0.013101
0.004621	0.011797	0.929323	-0.010765
0.003007	0.009544	0.947231	-0.008434
0.001777	0.007318	0.964244	-0.006169
0.000894	0.005155	0.979641	-0.004079
0.000322	0.003059	0.992704	-0.002274
0.000036	0.001014	1.000000	-0.001260

Appendice B

Profilo RAE2822

Il RAE (*Royal Aeronautical Establishment*) 2822 è un profilo supercritico utilizzato per applicazioni in regime transonico. Questo profilo è stato selezionato (in molti progetti EUROVAL di cooperazione europea e da AGARD) quale tipico caso per la validazione numerica di flussi bidimensionali in transizione turbolenta.

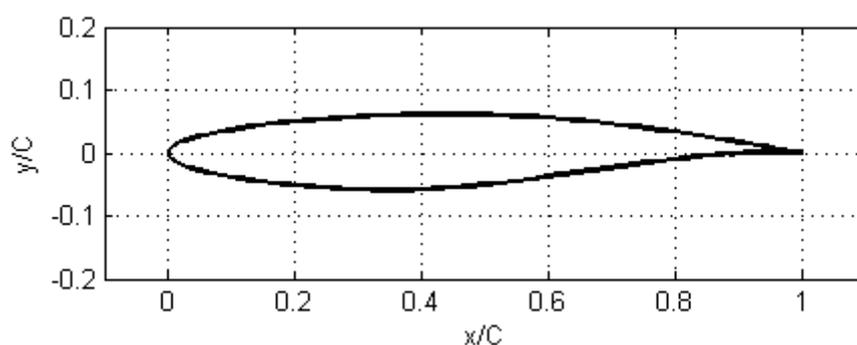


Figura B.1: *Profilo RAE2822.*

La Tabella B.1 riporta le coordinate normalizzate in riferimento alla corda del profilo, definita unitaria. Il bordo d'attacco è preso in corrispondenza dell'origine del sistema di riferimento.

Tabella B.1: *Coordinate normalizzate profilo RAE2822.*

x/C	y/C	x/C	y/C
1.000000	0.000000	0.000602	-0.003160
0.999398	0.000128	0.002408	-0.006308
0.997592	0.000510	0.005412	-0.009443
0.994588	0.001137	0.009607	-0.012559
0.990393	0.002001	0.014984	-0.015649
0.985016	0.003092	0.021530	-0.018707
0.978470	0.004401	0.029228	-0.021722
0.970772	0.005915	0.038060	-0.024685
0.961940	0.007622	0.048005	-0.027586
0.951995	0.009508	0.059039	-0.030416
0.940961	0.011562	0.071136	-0.033170
0.928864	0.013769	0.084265	-0.035843
0.915735	0.016113	0.098396	-0.038431
0.901604	0.018580	0.113495	-0.040929
0.886505	0.021153	0.129524	-0.043326
0.870476	0.023817	0.146447	-0.045610
0.853553	0.026554	0.164221	-0.047773
0.835779	0.029347	0.182803	-0.049805
0.817197	0.032176	0.202150	-0.051694
0.797850	0.035017	0.222215	-0.053427
0.777785	0.037847	0.242949	-0.054994
0.757051	0.040641	0.264302	-0.056376
0.735698	0.043377	0.286222	-0.057547
0.713778	0.046029	0.308658	-0.058459
0.691342	0.048575	0.331555	-0.059046
0.668445	0.050993	0.354858	-0.059236
0.645142	0.053258	0.378510	-0.058974
0.621490	0.055344	0.402455	-0.058224
0.597545	0.057218	0.426635	-0.056979
0.573365	0.058845	0.450991	-0.055257
0.549009	0.060194	0.475466	-0.053099
0.524534	0.061254	0.500000	-0.050563
0.500000	0.062029	0.524534	-0.047719
0.475466	0.062530	0.549009	-0.044642
0.450991	0.062774	0.573365	-0.041397
0.426635	0.062779	0.597545	-0.038043
0.402455	0.062562	0.621490	-0.034631
0.378510	0.062133	0.645142	-0.031207
0.354858	0.061497	0.668445	-0.027814

0.331555	0.060660	0.691342	-0.024495
0.308658	0.059629	0.713778	-0.021289
0.286222	0.058414	0.735698	-0.018232
0.264302	0.057026	0.757051	-0.015357
0.242949	0.055470	0.777785	-0.012690
0.222215	0.053753	0.797850	-0.010244
0.202150	0.051885	0.817197	-0.008027
0.182803	0.049874	0.835779	-0.006048
0.164221	0.047729	0.853553	-0.004314
0.146447	0.045457	0.870476	-0.002829
0.129524	0.043071	0.886505	-0.001592
0.113495	0.040585	0.901604	-0.000600
0.098396	0.038011	0.915735	0.000157
0.084265	0.035360	0.928864	0.000694
0.071136	0.032644	0.940961	0.001033
0.059039	0.029874	0.951995	0.001197
0.048005	0.027062	0.961940	0.001212
0.038060	0.024219	0.970772	0.001112
0.029228	0.021348	0.978470	0.000935
0.021530	0.018441	0.985016	0.000719
0.014984	0.015489	0.990393	0.000497
0.009607	0.012480	0.994588	0.000296
0.005412	0.009416	0.997592	0.000137
0.002408	0.006306	0.999398	0.000035
0.000602	0.003165	1.000000	0.000000
0.000000	0.000000		

Appendice C

Fluent User Defined Functions

Il primo script che si riporta di seguito è quello relativo alle UDF interpretate utilizzate per definire le componenti x e y della velocità in ingresso, basato sulla macro "DEFINE_PROFILE". Per accedere al valore del tempo corrente nel corso della simulazione, si è fatto uso della solver-macro diretta "CURRENT_TIME", assegnando così il valore del flow-time alla variabile t . In alternativa, sarebbe stato possibile accedervi indirettamente mediante la RP-variable-macro "RP_Get_Real("flow-time")". L'equivalenza pratica delle due metodologie è illustrata all'interno dell'Ansys Fluent UDF Manual.

```
/* COMPONENTE x DELLA VELOCITA' INLET */

#include "udf.h"
#define Am ... /* AoA medio [rad] */
#define d ... /* angolo di pitch [rad] */
#define k ... /* frequenza ridotta [] */

DEFINE_PROFILE(inlet_x_velocity, thread, index)
{

face_t f;
real A;
real t = CURRENT_TIME;

/* definizione AoA istantaneo ("A") */
```

```

A = Am + d*sin(2*k*t);

/* componente velocità lungo x */

begin_f_loop(f, thread)
{
F_PROFILE(f, thread, index) = cos(A);
}
end_f_loop(f, thread)

}

/* COMPONENTE y DELLA VELOCITA' INLET */

#include "udf.h"
#define Am ... /* AoA medio [rad] */
#define d ... /* angolo di pitch [rad] */
#define k ... /* frequenza ridotta [] */

DEFINE_PROFILE(inlet_y_velocity, thread, index)
{

face_t f;
real A;
real t = CURRENT_TIME;

/* definizione AoA istantaneo ("A") */

A = Am + d*sin(2*k*t);

/* componente velocità lungo y */

begin_f_loop(f, thread)
{
F_PROFILE(f, thread, index) = sin(A);
}
end_f_loop(f, thread)

}

```

Lo script successivo è quello del file sorgente per la UDF compilata, basata su macro "DEFINE_CG_MOTION", mediante la quale si mette in rotazione rigida l'intera griglia computazionale. L'acquisizione del current time della simulazione avviene in maniera diretta mediante la variabile interna *time*, che costituisce uno degli argomenti di input fissi per questa macro. L'unico argomento che deve essere specificato dall'utente è il primo, ossia quello corrispondente al nome della funzione (qui "airfoil_pitch") mediante il quale la UDF verrà identificata dal solutore. Le velocità lineari (*vel[.]*) e le velocità angolari (*omega[.]*) vengono specificate per ciascuna loro componente (0 = componente x, 1 = componente y, 2 = componente z).

```

/* UDF PER DEFINIRE L'OSCILLAZIONE ARMONICA DELL'INTERA GRIGLIA */

#include "udf.h"
#include "dynamesh_tools.h"
#include "stdio.h"

float AoAmean;
float pitchampl;
float pitchdispl;
float omg;
float pi;

DEFINE_CG_MOTION(airfoil_pitch, dt, vel, omega, time, dtime)
{

pi = 3.14159265;

/* motion */
AoAmean = 10 * pi / 180;           /* mean Angle Of Attack */
pitchampl = 15 * pi / 180;        /* angular pitch amplitude */
omg = 2 * pi * 2.971;             /* angular frequency */

pitchdispl = AoAmean + pitchampl * sin(omg * time); /* resultant displacement */

vel[0] = 0.0;
vel[1] = 0.0;
vel[2] = 0.0;

omega[0] = 0.0;
omega[1] = 0.0;

```

```
omega[2] = - pitchampl * omg * cos(omg * time);  
printf("\nTempo: %g, Angolo: %g\n", time, pitchdispl);  
}
```