



UNIVERSITÀ POLITECNICA DELLE MARCHE
SCUOLA DI DOTTORATO DI RICERCA IN INGEGNERIA INDUSTRIALE
CURRICULUM IN ENERGETICA

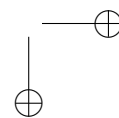
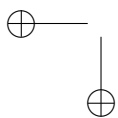
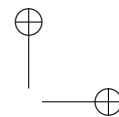
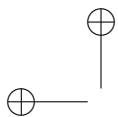
Analisi Termofluidodinamica di Sistemi Complessi per lo Sviluppo di Nuovi Aerogeneratori

Tesi di Dottorato di:
Andrea Zoppi

Tutor:
Prof. Ing. Renato Ricci

Coordinatore del Curriculum:
Prof. Ferruccio Mandorli

XV ciclo - nuova serie





UNIVERSITÀ POLITECNICA DELLE MARCHE
SCUOLA DI DOTTORATO DI RICERCA IN INGEGNERIA INDUSTRIALE
CURRICULUM IN ENERGETICA

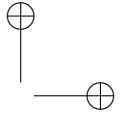
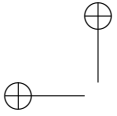
Analisi Termofluidodinamica di Sistemi Complessi per lo Sviluppo di Nuovi Aerogeneratori

Tesi di Dottorato di:
Andrea Zoppi

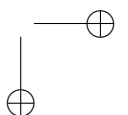
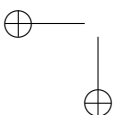
Tutor:
Prof. Ing. Renato Ricci

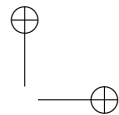
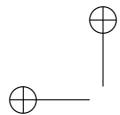
Coordinatore del Curriculum:
Prof. Ferruccio Mandorli

XV ciclo - nuova serie

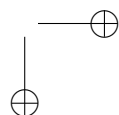
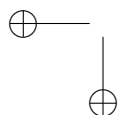


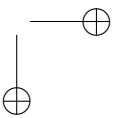
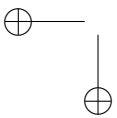
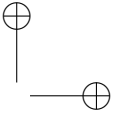
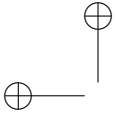
UNIVERSITÀ POLITECNICA DELLE MARCHE
SCUOLA DI DOTTORATO DI RICERCA IN INGEGNERIA INDUSTRIALE
FACOLTÀ DI INGEGNERIA
Via Brezze Bianche – 60131 Ancona (AN), Italy





*Alla mia famiglia,
a Sara,
a Clara*



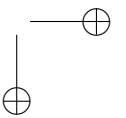
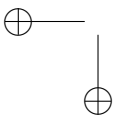
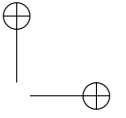
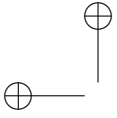


Ringraziamenti

Il primo ringraziamento è indirizzato al Chiarissimo Prof. Renato Ricci per l’entusiasmo e la passione che mi ha trasmesso, per avermi dato la possibilità di lavorare con lui e con il suo gruppo, e per avermi messo a disposizione i mezzi per realizzare questo lavoro di tesi. Ringrazio inoltre il Prof. Sergio Montelpare e l’Ing. Valerio D’Alessandro per l’estrema disponibilità e fiducia dimostrata nei miei confronti, ed infine l’Ing. Lorenzo Binci, con il quale ho condiviso questi anni di Dottorato. Un ringraziamento speciale è rivolto a Gaetano N. Borrelli che in più riprese ha contribuito a fornirmi aiuto e utili indicazioni. Un grazie, senza alcun dubbio, va ai miei Maestri che contribuiscono a rendermi una persona migliore. In conclusione ringrazio i miei genitori per tutto quello che hanno fatto e finisco con un enorme grazie a Sara e Clara.

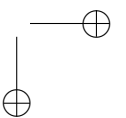
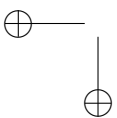
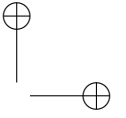
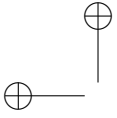
Ancona, Novembre 2016

Andrea Zoppi



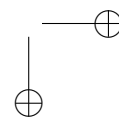
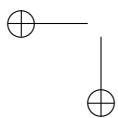
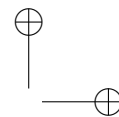
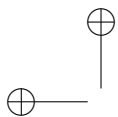
Sommario

La progettazione e la costruzione di aerogeneratori si sta spostando verso macchine con diametri di grandi dimensioni con produzione di elevate potenze, con il risultato evidente che la aerodinamica della pala ricopre un ruolo fondamentale nel processo di conversione dell’energia. Allo stesso modo, la Computational Fluid–Dynamics (CFD) si trova sempre maggiormente coinvolta nello studio di sistemi innovativi in ambito sia ingegneristico sia industriale. A questo punto è logico pensare a filoni di ricerca in cui si sviluppano metodi numerici efficienti, affidabili ed accurati per la soluzione di tali problemi. In questa tesi viene presentato un modello di turbolenza basato su correlazioni empiriche per risolvere la transizione dello strato limite da laminare a turbolento: $SA - \gamma - \overline{Re_{\theta t}}$. Tale modello è stato implementato in OpenFOAM, aggiungendo le due equazioni per la transizione $-\gamma$ e $Re_{\theta t}$ – al modello di turbolenza già esistente Spalart–Allmaras (SA). Quindi il modello di turbolenza è stato testato, sulla transizione dello strato limite da laminare a turbolento su lastra piana, e sulla transizione indotta da separazione (*Bolla di Separazione Laminare*) su profili alari. Inoltre, sono stati eseguiti test, valutando le diverse correlazioni empiriche presenti nella letteratura scientifica, a bassi ed alti numeri di Reynolds, su profili standard e su profili di utilizzo in ambito eolico. Successivamente è stato condotto uno studio numerico su un profilo per alianti a camber variabile, per comprenderne il comportamento fluidodinamico e valutare l’opportunità di trasferirlo, con i dovuti accorgimenti, su una pala per turbine eoliche di grandi dimensioni. Per ora è stato ipotizzato un rotore avente un profilo costante su tutta la pala, che ovviamente non sarà quello definitivo, per una ricostruzione, in prima approssimazione della curva di potenza. Ragionando su tipologie di macchine già esistenti, è stata condotta un’analisi del tutto qualitativa, ipotizzando di operare con un sistema a giri variabili con l’obiettivo di cercare di sostituire al passo variabile degli attuali aerogeneratori, il profilo a camber variabile *morphing–wing*.



Abstract

The design and construction of wind turbines is moving towards machines with large diameters and high power production, and it’s clear that the blades’ aerodynamics plays a fundamental role in the energy conversion process. Similarly, the study of innovative energy systems often involves complex fluid flows problems and the Computational Fluid-Dynamics (CFD) is one of the main tool of analysis. It is very easy to understand as developing new high-accuracy solution techniques for the fluid flow governing equations is of an extreme interesting research area. In this work, is presented a correlation-based transition model using local variables $SA - \gamma - \overline{Re_{\theta t}}$. This turbulence model was implemented in OpenFOAM, adding the two equations that control the transition process – γ and $Re_{\theta t}$ – to the existing turbulence model Spalart–Allmaras (SA). Hence the turbulence model was tested on a flat plate test case and on airfoils to test the prediction of the separation-induced boundary layer transition (*Laminar Separation Bubble*). In addition, tests were carried out evaluating different empirical correlations, at low and high Reynolds numbers, on normal airfoils and on wind turbine airfoils. Subsequently, a study has been conducted on a changing-camber glider airfoil to understand the fluid-dynamics behaviour and evaluate the opportunity to transfer it, with the necessary modifications, on a blade for large wind turbines. At this time it is assumed a wind turbine rotor with a constant airfoil for the whole blade, to detect an approximation of the power curve. Take existing machines as an example, it has been conducted a qualitative analysis, suppose to work with a variable-speed control system with the aim to try to change variable pitch control with *morphing-wing* technique.



Indice

1	Introduzione	1
2	Generalità sull’energia eolica	5
2.1	Brevi cenni storici	5
2.2	Perché usare l’energia eolica?	6
2.3	La risorsa Vento	8
2.4	Scenari e prospettive per l’energia eolica in Europa e in Italia	10
3	Aerodinamica degli aerogeneratori ad asse orizzontale	13
3.1	Teoria di Betz o Teoria impulsiva assiale	14
3.2	Teoria impulsiva vorticosa	20
3.3	Teoria degli elementi di pala (BEM) per rotori liberi	23
3.4	Aerodinamica dei profili alari	26
4	Il modello di turbolenza $SA - \gamma - \overline{Re_{\theta t}}$	33
4.1	Lo strato limite cinematico	34
4.2	Transizione da laminare a turbolento	37
4.3	Bolla di separazione laminare	39
4.4	Equazioni del modello $SA - \gamma - \overline{Re_{\theta t}}$	41
4.4.1	Correlazioni empiriche	44
4.5	Metodo numerico	46
4.6	Risultati	47
4.6.1	Lastra piana	48
4.6.2	Eppler 387	49
4.6.3	Selig–Donovan (SD) 7003	54
4.6.4	WT2	58
4.6.5	S809 e S827	61
4.6.6	FFA–W3–211	63
4.6.7	Appendice	65
5	Profilo a camber variabile: <i>Morphing Wing</i>	67
5.1	Il profilo KL002-128/17	68
5.2	Ricostruzione ed elaborazione del profilo	69

Indice

5.3	Setup di misura sperimentale	71
5.3.1	Misure dei carichi aerodinamici con bilancia estensimetrica	73
5.3.2	Misure del profilo di velocità in scia	75
5.4	Risultati del KL002	77
5.4.1	Modellazione del KL002 <i>morphing</i>	78
5.5	Progettazione del profilo per aerogeneratori: KL002WT-199 . .	82
6	Analisi numerica di un FFA-W3-211 in regime di moto transonico	89
6.1	Filosofia di progettazione dei profili di tipo FFA	90
6.1.1	Il profilo alare FFA-W3-211	90
6.2	Profili alari in regime di moto transonico e supersonico	92
6.3	Caratteristiche aerodinamiche di un profilo alare in regime transonico	96
6.4	Analisi numerica e risultati	102
7	Conclusioni	105

Elenco delle figure

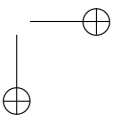
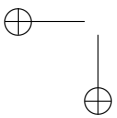
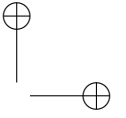
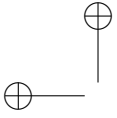
2.1	Turbina Gedser – metà anni '50	6
2.2	Classificazione delle turbine in base all'asse di rotazione	9
2.3	Potenza installata annualmente	11
2.4	Potenza complessiva installata	11
3.1	Tubo di flusso (streamtube) e disco attuatore	14
3.2	Andamento della pressione statica e della velocità assiale nel tubo di flusso	15
3.3	Andamento del c_p e di η in funzione di a – Limite di Betz	19
3.4	Limitazioni della teoria di Betz	20
3.5	Triangoli di velocità sull'elemento di pala	20
3.6	Forze aerodinamiche sull'elemento di pala	21
3.7	Componenti della velocità relativa sull'elemento di pala	24
3.8	Vortici 3D su una pala eolica	26
3.9	Caratteristiche geometriche di un profilo alare	27
3.10	Azioni aerodinamiche su un profilo alare	28
3.11	Forze e momenti aerodinamici su un profilo alare	28
3.12	Riferimenti equivalenti del sistema di forze	29
3.13	Coefficienti aerodinamici – c_l , c_d , $c_{m,c/4}$	30
3.14	Coefficiente di pressione – c_p	31
4.1	Sviluppo dello strato limite su lastra piana ad incidenza nulla	35
4.2	Displacement thickness δ_1	36
4.3	Separazione dello strato limite su lastra piana	38
4.4	Vista in sezione e vista tridimensionale della Bolla di Separazione Laminare	39
4.5	Formazione della bolla di separazione laminare	40
4.6	Andamento del c_p in presenza di bolla di separazione laminare	40
4.7	Coefficiente di attrito, test T3A.	49
4.8	Eppler 387 – $Re = 2 \cdot 10^5$	50
4.9	Coefficiente di pressione c_p	50
4.10	Coefficienti aerodinamici – Eppler 387	51
4.11	Eppler 387 – $Re = 3.0 \cdot 10^5$	52
4.12	Eppler 387 – $Re = 3.0 \cdot 10^5$	53

Elenco delle figure

4.13	Selig–Donovan (SD) 7003 – $\alpha = 8^\circ$ – $Re = 6 \cdot 10^4$	54
4.14	Coefficienti aerodinamici – SD 7003 – $Re = 6 \cdot 10^4$	55
4.15	Visualizzazione della bolla di separazione laminare con stream- lines – SD 7003 – $Re = 6 \cdot 10^4$	56
4.16	Coefficiente di pressione e di attrito – SD 7003 – $Re = 6 \cdot 10^4$.	57
4.17	Coefficienti aerodinamici – WT2 – $Re = 2.0 \cdot 10^5$	58
4.18	WT2 – $Re = 2.0 \cdot 10^5$	59
4.19	WT2 – $Re = 2.0 \cdot 10^5$	60
4.20	Coefficienti aerodinamici – S809 e S827	62
4.21	FFA–W3-211 – Griglia di calcolo	63
4.22	Coefficienti aerodinamici – FFA–W3-211 – $Re = 1.8 \cdot 10^6$. . .	64
4.23	Profili alari analizzati	65
5.1	Il profilo alare KL002-128/17	69
5.2	Analisi della curvatura del profilo alare KL002	71
5.3	Profilo 3D per test in galleria del vento aerodinamica	72
5.4	Galleria del vento aerodinamica	73
5.5	Curva di calibrazione della galleria del vento aerodinamica . . .	73
5.6	Particolari della bilancia estensimetrica	75
5.7	Wake–rake per la misura di velocità in scia	76
5.8	Profilo 3D in galleria del vento	76
5.9	Griglia di calcolo del KL002	78
5.10	Coefficienti aerodinamici – KL002	79
5.11	campi di moto – KL002 – $Re = 3.2 \cdot 10^5$	80
5.12	Schema costruttivo dell’ala morphing sul profilo KL002	81
5.13	Configurazioni del KL002–Morphing	82
5.14	KL002-17_28 – $\alpha=3^\circ$ – $Re = 1.68 \cdot 10^5$	82
5.15	Profilo di velocità all’interno della bolla di separazione laminare – KL002-17_28 – $Re 1.68 \cdot 10^5$	83
5.16	Coefficienti aerodinamici – KL002-17_28 – $Re 1.68 \cdot 10^5$	83
5.17	Profilo per aerogeneratori su base KL002	84
5.18	Confronto delle prestazioni aerodinamiche – $Re = 2 \cdot 10^6$	84
5.19	Configurazioni del KL002WT–Morphing	85
5.20	Coefficienti aerodinamici del KL002WT_ <i>morphing</i> – $Re = 2 \cdot 10^6$.	85
5.21	Curve caratteristiche di un aerogeneratore	87
6.1	FFA-W3-211	90
6.2	Polari del profilo FFA-W3-211 ottenute con XFOIL	91
6.3	Regione supersonica	94
6.4	Andamento del C_p in regime di moto transonico e supersonico .	95
6.5	Visualizzazioni di onde d’urto	96
6.6	Stallo d’urto	97

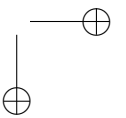
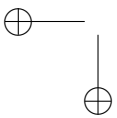
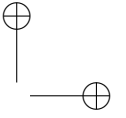
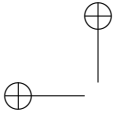
Elenco delle figure

6.7	Andamento dei coefficienti aerodinamici al variare del M_∞ . . .	98
6.8	Posizione del centro di pressione al variare del M_∞	99
6.9	Visualizzazioni del comportamento di un profilo alare al variare del numero di Mach (<i>Mechanics of Fluids</i>)	100
6.10	Visualizzazioni del comportamento di un profilo alare al variare del numero di Mach (<i>Mechanics of Fluids</i>)	101
6.11	Particolari della griglia di calcolo	102
6.12	Contour di velocità	103
6.13	104



Elenco delle tabelle

4.1	Test effettuati per la validazione del $SA - \gamma - \overline{Re_{\theta t}}$	47
4.2	Griglie di calcolo per lastra piana	48
4.3	Specifiche e vincoli progettuali	61
4.4	Caratteristiche geometriche dei profili alari analizzati	65
5.1	Sintesi delle specifiche degli estensimetri	74
5.2	Numeri di Reynolds testati in galleria del vento	77
5.3	Caratteristiche geometriche dei profili per aerogeneratori studiati	84
5.4	Specifiche di turbine di grandi dimensioni	86



Capitolo 1

Introduzione

L’energia eolica ha sempre fornito la forza propulsiva alle navi a vela ed è stata usata per azionare i mulini a vento. L’utilizzo di questo tipo di energia è caduto successivamente in disuso con la diffusione dell’energia elettrica e con l’estesa disponibilità a basso costo di motori alimentati da combustibili fossili. Tuttavia la recente attenzione rivolta ai cambiamenti climatici, l’esigenza di incrementare la quota di energia pulita ed i timori di una diminuzione futura della disponibilità di petrolio hanno promosso un rinnovato interesse per la produzione di energia elettrica da fonti rinnovabili e quindi anche dall’eolico. Questo tipo di energia, in confronto ad altre energie rinnovabili, richiede investimenti inferiori ed utilizza una risorsa naturale generalmente disponibile ovunque e particolarmente fruibile nelle zone temperate, dove si trova la maggior parte delle nazioni industrialmente sviluppate.

Durante l’ultimo decennio del XX secolo sono stati costruiti e testati diversi modelli di turbine eoliche: con rotori ad asse verticale e orizzontale, con numero variabile di pale, con rotore posizionato sopravento o sottovento alla torre, etc. La turbina ad asse orizzontale con rotore a tre pale sopravento si è dimostrata la tipologia usualmente più idonea e ha avuto di conseguenza un notevole sviluppo, segnato sia da una rapida crescita in dimensione e potenza, sia da un’ampia diffusione. Attualmente la potenza nominale per gli aerogeneratori commerciali va da 1.5 a 3 MW con diametri rotorici sino a 110 m e le più importanti imprese costruttrici hanno sviluppato le prime macchine da 5-6 MW (sino a 130 m di diametro rotorico) anche destinate al mercato offshore. Le attuali ricerche si stanno orientando verso macchine sempre più grandi ed il prossimo obiettivo è la realizzazione di aerogeneratori da 10 MW, per abbattere ulteriormente i costi dell’energia prodotta. A causa di queste dimensioni, la pala dell’aerogeneratore viene realizzata con materiali compositi a base di resine epossidiche e resine poliestere rinforzate con fibra di vetro; in genere sono cave allo scopo di ridurre il peso e le sollecitazioni centrifughe. La progettazione della pala, comunque, deve tener conto dell’esigenza di assicurare ad essa una adeguata resistenza a fatica, che consenta di prevedere una vita economicamente accettabile (circa 20 anni) ed una buona efficienza. Con l’utilizzo sempre

Capitolo 1. Introduzione

più frequente di materiali compositi provenienti dall’aviazione generale, grazie ad alcuni vantaggi come ad esempio: maggior leggerezza, maggiore rigidità, alta resistenza, etc., è possibile ottenere anche una precisione di realizzazione e livelli di finitura superficiale tali che, l’uso di un profilo laminare, possa portare ad un significativo aumento delle prestazioni degli apparati aerodinamici.

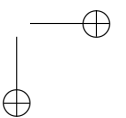
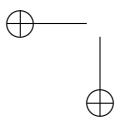
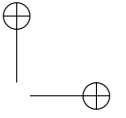
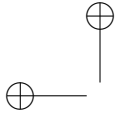
Durante una tipica missione aerea si verificano diversi regimi di volo, ed è praticamente impossibile definire un’unica configurazione in grado di massimizzare l’efficienza aerodinamica, la manovrabilità, la stabilità ed il consumo di carburante in ogni circostanza. Per soddisfare queste richieste, un aereo dovrebbe essere in grado di adattarsi alle differenti condizioni di volo, e quindi dovrà essere costruito con delle parti che siano in grado di cambiare la propria forma e geometria. Questo concetto, che prende la completa ispirazione dai comportamenti osservabili in natura, prende il nome di *morphing*. Una parte di un aereomobile, che sia un’ala o qualsiasi altre parte strutturale, può essere definita come *morphing* quando può cambiare forma e dimensioni durante il volo. Strutture di tipo *morphing* possono eliminare i flap e ridurre conseguentemente la resistenza aerodinamica.

L’obiettivo di questo lavoro è quello di eseguire uno studio teorico–numerico della termofluidodinamica di fenomeni complessi, presenti nel campo aerodinamico, in modo da poter essere trasferiti nella progettazione di sistemi aerodinamici in campo eolico. Riveste importanza fondamentale per il progettista di turbine eoliche poter prevedere le prestazioni della macchina prima ancora che di questa venga costruito il prototipo, per cui, tanto più sarà accurata la caratterizzazione dei profili alari che andranno a comporre la pala, tanto più sarà rispettata la resa reale della macchina.

Nelle analisi numeriche dei profili laminari, un aspetto cruciale è quello di risolvere la transizione dello strato limite da laminare a turbolento. Nelle applicazioni a bassi numeri di Reynolds, come ad esempio Unmanned Aerial Vehicles (UAVs), turbine eoliche, e veicoli che si muovono nei liquidi, le grandi regioni di flussi laminari sono spesso presenti sulla superficie aerodinamica e pertanto la previsione della transizione da laminare a turbolento è essenziale per una accurata stima della resistenza e dell’insorgenza dello stallo. Con simulazioni CFD – *Computational Fluid Dynamics* – di tipo DNS – *Direct Numerical Simulation* – si ottiene la soluzione numerica delle equazioni di Navier–Stokes a patto di avere una griglia di calcolo abbastanza fine da poter catturare la più piccola scala di turbolenza. Questo sta ad indicare che il dominio di calcolo e il numero di elementi che compongono la griglia dipendono dal numero di Reynolds, per mezzo della teoria di Kolmogorov. Queste caratteristiche appena descritte rendono irrealizzabile un approccio numerico di tipo DNS su problemi di interesse ingegneristico.

L’approccio numerico di tipo RANS – *Reynolds Averaged Navier–Stokes Equations* – invece è stato sviluppato con l’idea di scomporre le 3 componenti della velocità, la pressione e la densità (se il flusso è considerato comprimibile) nella loro parte media e nella loro parte fluttuante. Con questo tipo di approccio i tempi di calcolo vengono fortemente ridotti, così come l’onere computazionale richiesto, pertanto è possibile realizzare simulazioni numeriche di problemi ingegneristici. Nelle simulazioni RANS, la turbolenza viene risolta numericamente per mezzo di equazioni che la modellano. I modelli di turbolenza convenzionali, non sono adatti a risolvere strati limite con transizione da laminare a turbolento dal momento che sono stati sviluppati e calibrati per flussi completamente turbolenti ad alti numeri di Reynolds. È facile verificare che la maggior parte dei modelli di turbolenza prevedono la transizione quasi immediatamente a valle della zona di ristagno generando una eccessiva turbolenza con una conseguente eccessiva previsione di resistenza viscosa e trasferimento di calore.

Pertanto, la seguente tesi è incentrata sullo studio, con conseguente implementazione e validazione, di un modello di turbolenza per la previsione della transizione dello strato limite, basato su correlazioni empiriche per applicazioni di flussi esterni in regime di moto subsonico. Tale modello di turbolenza verrà utilizzato per uno studio numerico di un profilo alare per alianti a camber variabile, per una stima preliminare di una potenziale pala per turbine eoliche a geometria variabile.



Capitolo 2

Generalità sull’energia eolica

Prima di affrontare gli aspetti più tecnici delle turbine eoliche, si vuole dare una breve introduzione generale sull’energia eolica. Questo comprende dei brevissimi cenni storici che spiegano lo sviluppo dell’energia eolica, così come una parte riguardante gli aspetti economici e progettuali di un aerogeneratore. L’intenzione non è quella di fornire una revisione storica completa sulle turbine eoliche, ma solo quello di citare alcuni traguardi importanti nel loro sviluppo e per fornire esempi sul come è stata sfruttata la potenza del vento nel corso degli anni.

2.1 Brevi cenni storici

La forza del vento può essere molto forte, come si può notare dopo il passaggio di un uragano o un tifone. Storicamente le persone hanno sfruttato questa forza pacificamente; l’uso più importante probabilmente è stato quello per la propulsione delle navi a vela prima dell’invenzione della macchina a vapore e del motore a combustione interna. Il vento è stato utilizzato anche con i mulini a vento per macinare il grano o per il pompaggio delle acque per l’irrigazione o, come nei Paesi Bassi, per evitare che l’oceano inondasse le terre sotto il livello del mare.

All’inizio del XX secolo si iniziò ad usare l’energia elettrica e i mulini a vento, a poco a poco, sono diventati delle turbine eoliche con il rotore collegato ad un generatore elettrico. La prima rete elettrica consisteva in cavi per il passaggio di corrente continua a basso voltaggio con elevate perdite, pertanto sembrò ovvio pensare che l’energia elettrica doveva essere prodotta in prossimità del luogo di utilizzo. Sopra le fattorie, venivano installate piccole turbine eoliche, che erano ideali per questo scopo, e in Danimarca, Poul la Cour, fu tra i primi a collegare un mulino a vento ad un generatore elettrico segnando il corso per l’elettricità in ambito agricolo [1]. Un altro esempio delle ampie vedute di La Cour fu quello di installare nella sua scuola, una delle prime gallerie del vento al mondo, al fine di studiare l’aerodinamica del rotore.

Gradualmente, i motori diesel e le turbine a vapore hanno assunto la completa

Capitolo 2. Generalità sull'energia eolica

produzione di energia elettrica e solo durante le due Guerre Mondiali, quando la fornitura di combustibile era scarsa, è riorita la produzione di energia dal vento. Tuttavia, solo dopo la seconda Guerra Mondiale veniva perseguito lo sviluppo di turbine eoliche efficienti in diversi paesi come Germania, Stati Uniti, Francia, Regno Unito, e Danimarca.

In Danimarca questo lavoro è stato intrapreso da Johannes Juul, che era un dipendente della Società di servizi *SEAS* e un ex studente di La Cour. A metà degli anni '50, Juul introdusse quello che più tardi prese il nome di *Concetto Danese* costruendo la famosa *Gedser*, Figura 2.1: una turbina eolica a 3 pale, regolata a stallo, connessa con un generatore asincrono AC con funzionamento a velocità pressoché costante.

Con la crisi petrolifera del 1973, ritornò improvvisamente l'interesse per gli aerogeneratori, da parte di quei paesi che volevano essere meno dipendenti dall'importazione di petrolio; molti programmi di ricerca nazionali sono stati avviati per studiare le possibilità di utilizzare l'energia eolica. Sono stati costruiti grandi prototipi non commerciali, per valutare la resa economica dell'energia elettrica prodotta e per misurare i carichi aerodinamici che venivano a crearsi su queste grandi turbine eoliche. Dalla crisi petrolifera in poi, il mercato legato alle turbine eoliche è diventato sempre più un settore importante, fino a superare il fatturato annuo di un milione di dollari americani nel 1990. Da allora, in questo settore si è verificato un aumento annuale di circa il 20%.

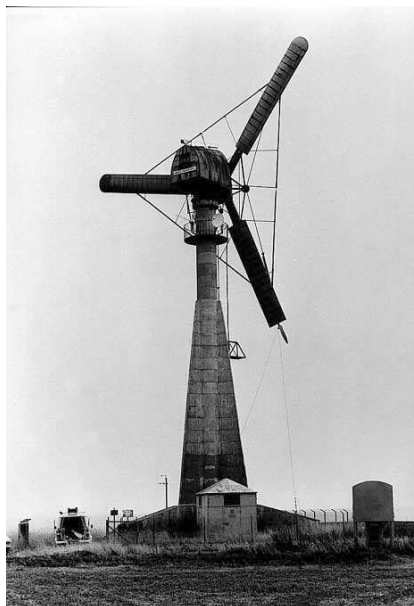


Figura 2.1: Turbina Gedser – metà anni '50

2.2 Perché usare l'energia eolica?

Come già accennato, un paese o regione che si basa sull'importazione di carbone o petrolio per la produzione di energia elettrica, diventerà più autosufficiente utilizzando fonti di produzione alternative come, ad esempio, l'energia eolica. L'energia elettrica prodotta dal vento non produce emissioni di CO_2 e quindi non contribuisce all'effetto serra. Nelle zone remote o in quelle con una debole rete di distribuzione elettrica, l'energia eolica può essere utilizzata per la ricarica delle batterie, o essere combinata ad un motore diesel e risparmiare

2.2. Perché usare l'energia eolica?

carburante quando il vento è disponibile. Inoltre, le turbine eoliche possono essere utilizzate per la dissalazione dell'acqua in quelle zone costiere in cui c'è scarsità di acqua dolce, per esempio il Medio Oriente.

Nei siti ventosi, il prezzo dell'energia elettrica, misurata in \$/kWh, è competitivo con il prezzo di produzione con metodi convenzionali (centrali elettriche a carbone). Per ridurre ulteriormente il prezzo e per rendere l'energia eolica più competitiva rispetto ad altri metodi di produzione, i produttori di turbine eoliche si stanno concentrando sulla riduzione del prezzo delle turbine stesse. Altri fattori come i tassi di interesse, il costo del terreno e, non ultimo, la quantità del vento disponibile in un determinato sito, influenzano il prezzo di produzione dell'energia elettrica. Il prezzo di produzione viene calcolato come il costo totale dell'investimento più i costi di manutenzione diviso per la produzione misurata in kWh per un periodo di 20 anni. Per stimare invece, la produzione annuale di energia di uno specifico sito, dobbiamo conoscere la curva di potenza della turbina da installare e la distribuzione del vento annuale.

Ovviamente la produzione di energia eolica ha anche degli svantaggi, in particolare l'inquinamento acustico e l'impatto visivo.

Le turbine eoliche generano una certa quantità di rumore quando producono energia elettrica. Nei moderni aerogeneratori, i produttori sono riusciti a ridurre quasi tutti i rumori di tipo meccanico ed ora stanno lavorando per ridurre il rumore aerodinamico prodotto dall'interazione delle pale con l'aria. Il rumore emesso dagli aerogeneratori è un importante fattore di concorrenza, soprattutto per quelle macchine che saranno destinate all'installazione in aree densamente popolate.

Alcune persone pensano che la vista di un paesaggio con delle turbine eoliche sia sgradevole, per questo il trend è di utilizzare macchine sempre più grandi che andranno a sostituire gradualmente quelle più vecchie e più piccole, in modo da ridurre il numero pur aumentando la produzione. In futuro, comunque, sia il rumore che l'impatto visivo saranno meno importanti perché sempre più turbine saranno situate in mare aperto.

Un problema dell'energia eolica è che può essere prodotta solo quando la natura fornisce vento sufficiente. Questo non è un problema per la maggior parte dei paesi che sono collegati a importanti griglie di distribuzione dell'energia elettrica e quindi possono acquistare elettricità in assenza di vento. È tuttavia un vantaggio sapere in anticipo quali risorse saranno disponibili nel prossimo futuro in modo che gli impianti di produzione più convenzionali possano adattare la loro modalità di produzione di energia. In questo caso sono richieste delle previsioni meteorologiche il più affidabili possibile dal momento che la conversione di un impianto di produzione a carbone richiede dei tempi abbastanza lunghi.

Una tra le migliori combinazioni è tra la produzione di energia eolica con l'e-

Capitolo 2. Generalità sull’energia eolica

nergia idroelettrica, dal momento che l’azionamento della turbina idroelettrica, per mezzo dell’apertura di una valvola, richiede poco tempo e l’acqua potrebbe essere raccolta nei serbatoi in presenza di vento sufficientemente forte.

2.3 La risorsa Vento

Una turbina eolica trasforma l’energia cinetica del vento in energia meccanica all’albero del rotore e infine in energia elettrica attraverso il generatore. La massima potenza estraibile dal vento, P_{max} è ottenibile se teoricamente la velocità del vento fosse ridotta a zero dal rotore dell’aerogeneratore, e vale $P_{max} = 1/2 \dot{m} V_{\infty}^2 = 1/2 \rho A V_{\infty}^3$ dove \dot{m} è la portata massica, V_{∞} è la velocità indisturbata del vento, ρ è la densità dell’aria e A è l’area che ha generato la riduzione di velocità dell’aria. Questa equazione per il calcolo della massima potenza disponibile è molto importante in quanto ci dice che la potenza aumenta con il cubo della velocità indisturbata del vento e solo linearmente con la densità e con l’area. La velocità del vento disponibile in un determinato sito deve essere quindi sempre misurata su un lungo periodo di tempo prima di iniziare il progetto. Nella pratica, è impossibile ridurre la velocità del vento a zero, così viene introdotto un coefficiente C_p definito come il rapporto tra la potenza effettivamente estratta e la potenza massima disponibile dal vento. Esiste un $C_{p,max}$ che deriva dalla Teoria di Betz e vale 0.593. Le turbine di ultima generazione lavorano in prossimità di questo valore limite con un C_p almeno di 0.5 e tuttavia vengono ancora ottimizzate. I marinai, scoprirono fin da subito che l’uso della portanza come principale forza per la propulsione, era di gran lunga più efficiente piuttosto che sfruttare la semplice resistenza aerodinamica. Portanza e resistenza sono le componenti della forza aerodinamica dirette rispettivamente perpendicolarmente e parallelamente alla direzione del vento relativo. É semplice dimostrare matematicamente che è di maggior efficienza l’uso della portanza, piuttosto che della resistenza, per estrarre potenza dal vento.

I moderni aerogeneratori sono formati da un certo numero di pale rotanti: se le pale sono connesse ad un albero posto verticalmente, la turbina è detta ad *asse verticale* – *VAWT*, mentre se l’albero è posto orizzontalmente la turbina viene detta ad *asse orizzontale* – *HAWT*.

La maggior parte delle turbine in commercio sono ad asse orizzontale e solitamente vengono descritte in termini di diametro del rotore, numero di pale, altezza della torre, potenza nominale del generatore, e modalità di controllo. L’altezza della torre è importante in quanto la velocità del vento aumenta con l’altezza dal suolo, la grandezza del diametro del rotore ci da informazioni riguardo all’area A nella formula per ricavare la massima potenza disponibile. Il rapporto tra il diametro del rotore D e l’altezza dell’hub H è sempre un

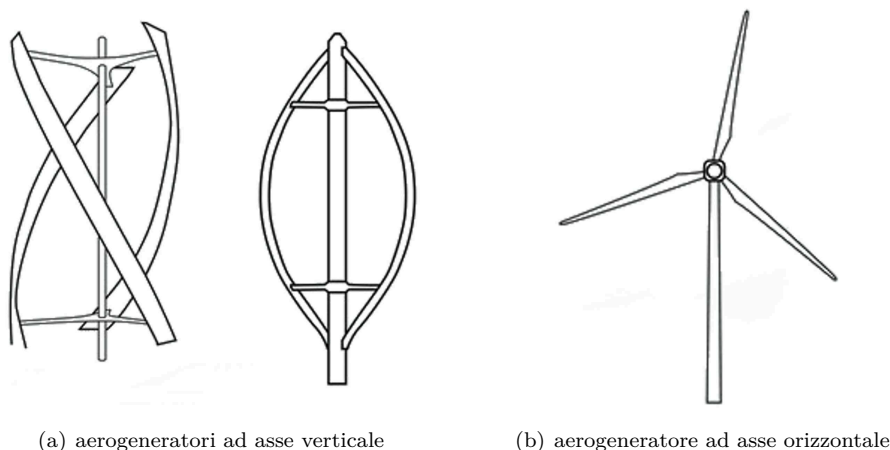


Figura 2.2: Classificazione delle turbine in base all’asse di rotazione

valore nell’intorno dell’unità. La potenza nominale è la massima potenza che il generatore elettrico installato sulla macchina è in grado di erogare; i sistemi di controllo servono a far sì che questa potenza non venga superata in presenza di vento forte. Il numero delle pale è tipicamente due o tre. Le turbine bi-pala sono più economiche in quanto hanno una pala in meno, ma girano più velocemente e possono risultare più fastidiose da un punto di vista visivo, mentre le turbine tri-pala appaiono meno invasive nel panorama. Una turbina eolica a due pale è spesso, ma non sempre, una macchina che lavora con il rotore sottovento, inoltre il collegamento all’albero è flessibile in quanto il rotore è fissato all’albero mediante una cerniera. Questo meccanismo di tipo basculante non trasferisce i momenti di tipo flettente dal rotore all’albero. Tale tipologia di costruzione risulta essere più flessibile di quella a tre pale e alcuni componenti possono essere costruiti più leggeri e più piccoli: in questo modo si riduce il costo della turbina eolica. In ogni caso, deve essere garantita la stabilità del rotore, anche di quelli flessibili. Le turbine che operano in condizioni di sottovento, sono più rumorose delle più tradizionali sopravvento, poiché, il passaggio della pala davanti alla torre ad ogni giro, viene sentito come un rumore a bassa frequenza. La velocità di rotazione di un rotore di una turbina eolica è decisamente inferiore di quella dell’albero del generatore. Risulta ovvio pensare che un moltiplicatore di giri debba essere frapposto tra l’albero del rotore a bassa velocità e l’albero del generatore ad alta velocità. Questa disposizione, non è affatto l’unica opzione; per esempio, alcune turbine sono equipaggiate con generatori multipolari, che ruotano così lentamente da poter permettere l’accoppiamento diretto con l’albero del rotore. Idealmente il rotore di un aerogeneratore deve essere sempre orientato perpendicolarmente al vento.

Capitolo 2. Generalità sull’energia eolica

Sulla maggior parte delle turbine eoliche, viene installata una banderuola per misurare la direzione del vento; questo strumento è accoppiato ad un motore di imbardata che orienta la navicella in modo tale da mantenerla sempre allineata con la direzione del vento. Negli ultimi anni, il rotore è la parte della turbina eolica che ha subito il maggior sviluppo. I profili alari utilizzati per le turbine eoliche di nuova generazione, provengono dall’aviazione e non sono ottimizzati per lavorare ad elevati angoli di attacco, che invece sono spesso utilizzati nelle turbine eoliche. Anche se di vecchia concezione, i NACA63-4XX ad esempio, sono stati utilizzati nella progettazione di nuove pale eoliche, alla luce dell’esperienza acquisita dalle prime; successivamente i produttori di pale eoliche hanno iniziato ad utilizzare profili aerodinamicamente ottimizzati per gli aerogeneratori. Nella costruzione delle pale sono stati provati diversi materiali in modo da poter garantire una sufficiente robustezza, un adeguato limite di resistenza a fatica ed con il prezzo più economico possibile. Oggi la maggior parte delle pale sono costruite in fibra di vetro rinforzata, vengono utilizzati anche materiali plastici e legno lamellare. A questa breve trattazione storica iniziale seguiranno argomenti di carattere tecnico a partire dal paragrafo successivo.

2.4 Scenari e prospettive per l’energia eolica in Europa e in Italia

Gli scenari energetici globali elaborati dall’IEA – *International Energy Agency* – [2] prevedono un significativo aumento dei consumi mondiali di energia fino al 2035. I differenti percorsi energetici delineati si contraddistinguono per un elemento di similitudine, dato dal crescente peso delle fonti energetiche rinnovabili (FER) nel soddisfacimento della domanda elettrica mondiale; in particolare, la risorsa che promette i maggiori margini di crescita nel lungo periodo è proprio quella eolica, insieme all’energia fotovoltaica.

L’evoluzione della produzione elettrica in Europa negli ultimi 15 anni non sfugge a questa caratterizzazione, con una progressiva dismissione di impianti alimentati da fonti fossili convenzionali ed un parallelo incremento dell’incidenza delle FER. Prendendo in considerazione il comparto dell’eolico, il suo contributo alla copertura dei consumi elettrici europei è passato dal 2.4% nel 2000 al 15.6% nel 2015. Nel 2013 l’incremento di capacità eolica installata ha mostrato una flessione negativa dell’8% rispetto al 2012, principalmente per ragioni legate ad incertezze normative ed instabilità politiche in differenti paesi europei; nonostante ciò, quella eolica è la tecnologia che ha segnato la maggior quota percentuale di nuove installazioni nell’ultimo anno. In quest’ultimo anno si è verificato ancora un aumento di energia prodotta da fonti rinnovabili, rispetto all’energia totale prodotta in Europa. Dal 1995 si è verificata una

2.4. Scenari e prospettive per l'energia eolica in Europa e in Italia

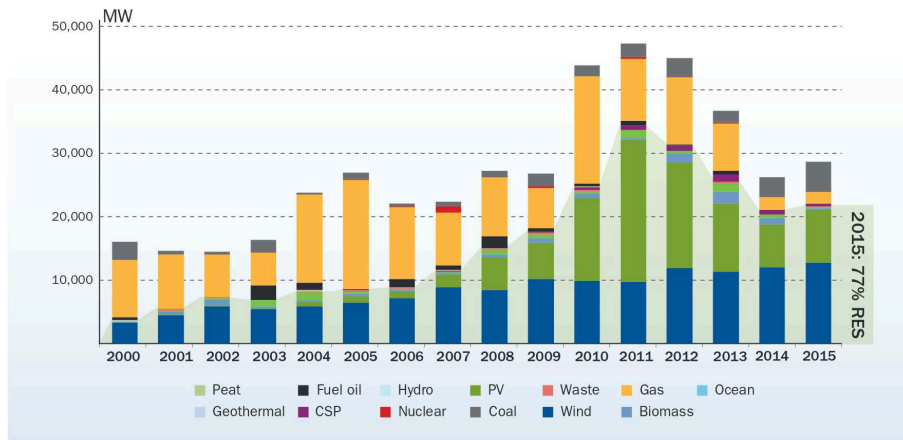


Figura 2.3: Potenza installata annualmente

crescita netta di energia eolica (137 GW), gas (120 GW), solare fotovoltaico (93 GW), coincidono con la riduzione netta del petrolio (-2 GW), carbone (-32 GW) e nucleare (-2 GW). Le altre energie da fonti rinnovabili (biomasse, idroelettrico, geotermico, etc...) hanno incrementato la loro capacità negli ultimi 10 anni, ma molto più lentamente rispetto all'eolico e al solare fotovoltaico. La generazione di energia, in ambito europeo, continua ad allontanarsi dalle fonti derivanti dal petrolio, carbone, gas e nucleare spostandosi verso l'eolico, il solare fotovoltaico e le altre fonti rinnovabili.

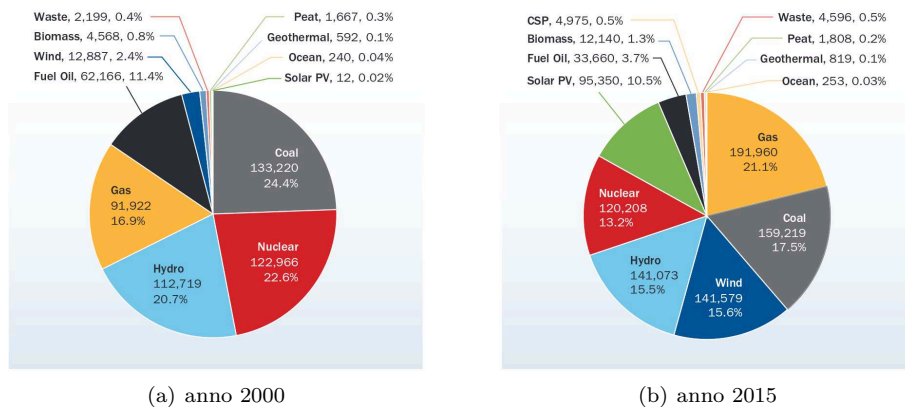


Figura 2.4: Potenza complessiva installata

Il contesto italiano, relativamente al soddisfacimento dei consumi energetici nazionali, si presenta sostanzialmente allineato a quello europeo, sebbene sussi-

Capitolo 2. Generalità sull’energia eolica

stano al suo interno specifiche criticità che lo distinguono da esso in modo particolarmente marcato. Il principale elemento di differenziazione è dato dall’elevatissima dipendenza energetica dall’estero: 83%, contro una media europea del 54%, con un’incidenza percentuale delle fonti fossili (olio e gas) superiore a quella di molti altri paesi UE. Alla luce di questa situazione, è chiara l’importanza strategica per l’Italia di una corretta pianificazione energetica basata sulle rinnovabili: infatti, al di là degli impegni sottoscritti in ragione dei contenuti della direttiva europea 2009/28/CE, un adeguato e più capillare impiego delle FER consentirebbe di ridurre in modo sensibile la dipendenza elettrica nazionale dall’estero, compensando così la scarsa disponibilità italiana di fonti primarie. Gli obiettivi di incremento di produzione di energia elettrica da fonti rinnovabili, fissati a livello internazionale con la ratifica del Protocollo di Kyoto, sono stati recepiti dalla normativa italiana con il Decreto Legge n. 387 del 2003. Per l’energia eolica, la quota obiettivo di produzione nel periodo 2008–2012 venne stabilita a 5 TWh/anno, corrispondenti a circa 2.5 GW di potenza installata. In realtà già nel 2007 la potenza obiettivo era stata superata, con una prospettiva per il 2010 di arrivare ai 5 GW installati. Pur essendo l’energia totale proveniente dall’eolico pari a qualche punto percentuale dell’energia globale prodotta in Italia, solo tra il 2006 e il 2007 la potenza installata crebbe del 28%, con nuovi parchi eolici che includono macchine di potenza compresa tra gli 800 kW e i 3 MW. Il sistema di incentivi favorì una crescita esponenziale delle installazioni negli anni seguenti, frenata solo da problemi di accesso ai siti con maggior incidenza ventosa, situati nelle aree montane. Secondo il rapporto dell’ANEV – *Associazione Nazionale Energia del Vento* – nel 2015 la potenza eolica installata in Italia è attestata sui 9000 MW, per una produzione di energia pulita di circa 15 TWh. Sulla base degli impegni presi dall’Italia in sede comunitaria, le previsioni di TERNA–ANEV per il 2020 piazzano ad oltre 12000 MW la potenza installata e circa a 22 TWh la producibilità da eolico come mostrato in figura.

Capitolo 3

Aerodinamica degli aerogeneratori ad asse orizzontale

L’energia estraibile dal vento è praticamente l’energia cinetica di grandi masse d’aria che si muovono sopra la superficie terrestre. Le pale delle turbine eoliche ricevono questa energia cinetica, che viene trasformata in energia meccanica o elettrica, a seconda della finalità di utilizzo. L’efficienza di conversione dell’energia disponibile nel vento, all’energia realmente prodotta dipende fortemente dall’interazione tra rotore eolico e il vento. L’analisi aerodinamica delle eliche comporta difficoltà non indifferenti; per uno studio completo occorrerebbe infatti considerare un campo di moto viscoso, non stazionario e comprimibile (anche per velocità asintotiche basse la rotazione della pala comporta velocità relative molto alte alle estremità) intorno a geometrie di forma complessa. È però possibile semplificare notevolmente il problema, in maniera perfettamente analoga alla teoria della linea portante per l’ala finita, se si rinuncia a conoscere il dettaglio del campo in prossimità dell’elica stessa. Una rigorosa giustificazione matematica di tale modello, non discussa in queste pagine, è possibile, così come per l’ala finita, mediante una teoria di perturbazioni asintotiche [3]. Trascurare il campo di moto in prossimità dell’elica significa considerare, nella nostra scala di lunghezze, l’elica di spessore infinitesimo con variazioni repentine delle grandezze fluidodinamiche attraverso di essa: l’elica viene cioè modellata come una superficie di discontinuità per il campo. In questo capitolo, verrà descritto, mediante modellazioni matematiche via via più complesse, l’interazione vento-aerogeneratore. Iniziando da una modellazione del solo effetto sul fluido con una teoria puramente monodimensionale a flusso assiale, viene introdotta prima la rotazione della scia a valle della macchina e in ultimo, la macchina stessa con la sua geometria paleare, al fine di descrivere anche l’effetto del rotore.

3.1 Teoria di Betz o Teoria impulsiva assiale

Le turbine eoliche sono macchine in grado di estrarre l'energia cinetica del vento convertendola in energia meccanica disponibile all'asse della macchina. Solamente la portata d'aria che attraversa la sezione della macchina sarà soggetta alla conversione dell'energia, è bene quindi separare l'aria che attraversa il rotore, dall'aria che non viene elaborata dalla macchina. Supponiamo di estendere nella direzione del vento, a monte e a valle della macchina, la sezione di confinamento sopra descritta; il volume di flusso racchiuso dalla superficie di così ottenuta viene comunemente chiamato tubo di flusso o stream tube, Figura 3.1.

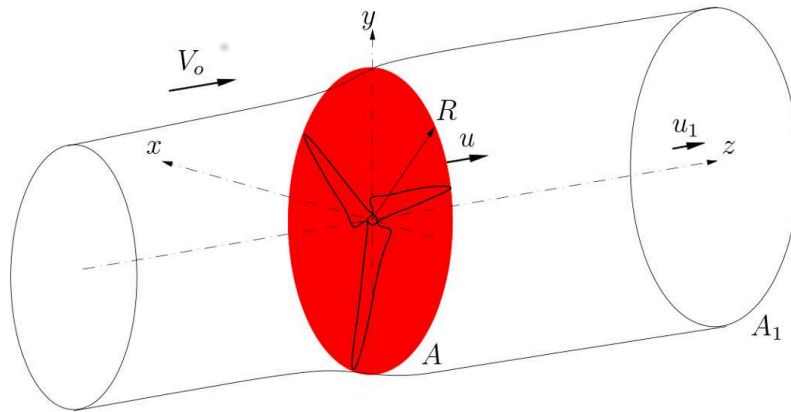


Figura 3.1: Tubo di flusso (streamtube) e disco attuatore

Nel 1920 Albert Betz, pensò di applicare la teoria di Rankine sviluppata per le eliche propulsive ad un'elica motrice con le seguenti ipotesi:

- flusso stazionario;
- flusso incomprimibile;
- flusso inviscido;
- flusso irrotazionale;
- rotore con un numero infinito di pale aventi corda infinitesima.

Le ultime due ipotesi valgono per un osservatore lontano, il quale non sarà in grado di vedere né la rotazione del flusso in scia alla macchina, né la geometria della turbina, ma solo l'effetto di quest'ultima sul flusso, pertanto in sostituzione del rotore viene introdotto un disco a porosità uniforme detto disco

3.1. Teoria di Betz o Teoria impulsiva assiale

attuatore. Ipotizzando il flusso irrotazionale, l'unico effetto della macchina sul flusso che ci si può aspettare, è una variazione di pressione statica e di quantità di moto assiale. Un osservatore lontano vedrà un incremento della pressione statica del fluido già a monte della macchina dovuto alla presenza della turbina e conseguentemente una riduzione della velocità. La turbina si comporterà come un ostacolo poroso producendo una caduta localizzata di pressione statica del fluido mentre la velocità non subirà variazioni discontinue. A valle della macchina la pressione aumenta nuovamente fino al valore del flusso indisturbato; di conseguenza la velocità continuerà a diminuire anche a valle del disco attuatore. Attraverso il tubo di flusso la portata dovrà essere costante quindi a fronte della riduzione di velocità, se ne avrà un aumento della sezione di passaggio, Figura 3.2.

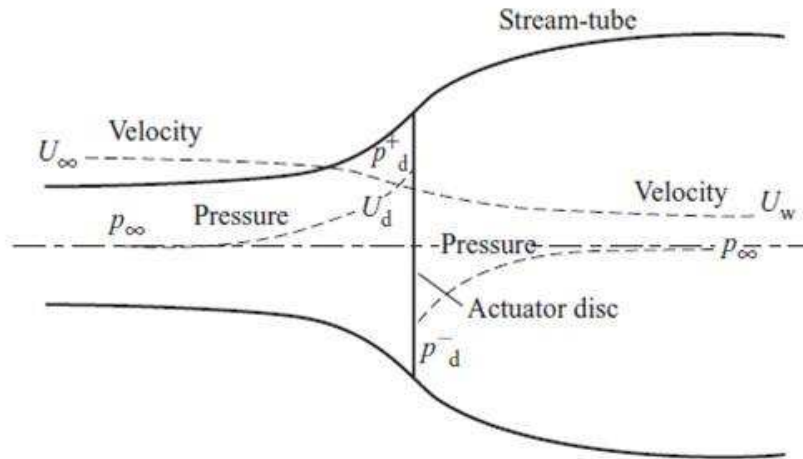


Figura 3.2: Andamento della pressione statica e della velocità assiale nel tubo di flusso

Attraverso il tubo di flusso, la portata dovrà essere costante quindi a fronte di una riduzione di velocità si avrà un aumento della sezione di passaggio. L'unica azione che possiamo valutare è la spinta in direzione assiale, resistenza del disco poroso, mediante il salto di pressione monte–valle del disco attuatore. Tale azione produrrà una riduzione della quantità di moto assiale in uscita dal tubo di flusso. Non considerando la sezione rotorica, ma solo quelle di monte e di valle, dunque in assenza di azioni esterne, per le ipotesi sopra elencate vale il teorema di Bernoulli. Come riportato dalla Figura 3.2, la pressione cresce dal valore indisturbato p_∞ fino al valore p_d^+ a monte del disco attuatore, scende fino a p_d^- a valle del disco per poi riportarsi al valore indisturbato p_∞ . Di contro la velocità scende costantemente dal valore U_∞ all'ingresso a U_d in

Capitolo 3. Aerodinamica degli aerogeneratori ad asse orizzontale

prossimità del disco fino alla velocità in uscita in scia alla macchina, U_w . Il flusso attraversando il tubo di flusso è soggetto ad una perdita di quantità di moto in direzione assiale, che si traduce in spinta sul disco attuatore detta *thrust* \mathbf{T} . Tale spinta può essere valutata o applicando Bernoulli a monte e a valle del disco poroso o valutando il bilancio della quantità di moto su tutto il tubo di flusso ottenendo le seguenti equazioni:

$$\begin{cases} p_\infty + \frac{1}{2}\rho_\infty U_\infty^2 = p_d^+ + \frac{1}{2}\rho_\infty U_d^2 \\ p_d^- + \frac{1}{2}\rho_\infty U_d^2 = p_\infty + \frac{1}{2}\rho_\infty U_w^2 \end{cases} \quad (3.1)$$

Dalla sottrazione delle due si ottiene la seguente relazione:

$$p_d^+ - p_d^- = \frac{1}{2}\rho_\infty (U_\infty^2 - U_w^2) \quad (3.2)$$

Per un osservatore lontano la spinta \mathbf{T} (*thrust*) sul disco sarà pari alla variazione di quantità di moto assiale fra l’ingresso e l’uscita dello stream tube. La stessa grandezza è possibile calcolarla anche come resistenza di forma del disco attuatore, pari cioè alla differenza di pressione monte–valle del tubo di flusso.

$$\begin{cases} T = U_\infty(\rho_\infty U_\infty A_{in}) - U_w(\rho_\infty U_w A_{out}) \\ T = A_d(p_d^+ - p_d^-) \end{cases} \quad (3.3)$$

Ricordando che la portata che attraversa il tubo di flusso è costante, potremo esprimere il flusso di quantità di moto in una generica sezione come il prodotto fra la portata calcolata nella sezione del rotore e la velocità del flusso nella generica sezione considerata.

$$\rho_\infty U_\infty A_{in} = \rho_\infty U_d A_d = \rho_\infty U_w A_{out} \quad (3.4)$$

Dalla (3.2), dalla (3.3) e dalla (3.4) si ottengono le seguenti uguaglianze:

$$\begin{aligned} T &= \rho_\infty U_d A_d (U_\infty - U_w) = A_d (p_d^+ - p_d^-) \\ T &= \rho_\infty U_d (U_\infty - U_w) = \frac{1}{2}\rho_\infty (U_\infty^2 - U_w^2) \end{aligned}$$

fino alla relazione che lega tra loro le tre velocità U_∞ , U_d e U_w

$$U_d = \frac{(U_\infty - U_w)}{2} \quad (3.5)$$

L’equazione (3.5) non è però sufficiente a modellare la fluidodinamica dell’intero tubo di flusso, essendo nota solo la velocità del flusso indisturbato al-

3.1. Teoria di Betz o Teoria impulsiva assiale

l'ingresso U_∞ . Per superare tale limitazione *Froude* introdusse due coefficienti, detti *coefficienti di induzione assiale*, che legano la velocità nelle varie sezioni a quella iniziale.

$$\begin{cases} U_d = U_\infty(1 - a) \\ U_w = U_\infty(1 - b) \end{cases} \quad (3.6)$$

Introducendo le (3.6) nella (3.5) si ottiene la relazione tra a e b , in particolare $b = 2a$. Inoltre, se consideriamo che il flusso all'uscita del tubo di flusso non potrà rientrarvi all'interno, è chiaro che al minimo la velocità U_w potrà annullarsi, e di conseguenza b al massimo potrà essere pari ad 1. Per il legame appena indicato a al massimo potrà valere $1/2$.

A questo punto, nota la forza che il fluido esercita su disco – *thrust* – e la velocità nella stessa sezione si potrà calcolare la potenza estratta dalla macchina:

$$P = TU_d = \rho_\infty U_d A_d \frac{(U_\infty^2 - U_w^2)}{2} \quad (3.7)$$

La potenza aumenterà al diminuire della velocità in uscita al tubo di flusso poiché diminuisce la frazione di energia cinetica persa allo scarico. Annullando la velocità allo scarico possiamo ottenere il massimo della potenza:

$$P_{max} = \rho_\infty U_d A_d \frac{U_\infty^2}{2} \quad (3.8)$$

La potenza messa a disposizione dal vento, su di una sezione pari a quella occupata dal disco attuatore, sarà data dal prodotto fra la portata attraverso il disco e l'energia cinetica ad essa associata.

$$P_{disp} = \rho_\infty A_d \frac{U_\infty^3}{2} \quad (3.9)$$

Si possono definire ora due differenti coefficienti adimensionali relativi alla potenza:

- efficienza: η
- coefficiente di potenza: c_p

Il primo ci dice quanta potenza abbiamo estratto rispetto alla massima estraibile; il secondo ci dice quanta potenza è stata estratta dal vento rispetto a quella che lo stesso ha messo a disposizione.

$$\eta = \frac{P}{P_{max}} = \left(1 - \frac{U_w^2}{U_\infty^2}\right) \quad (3.10)$$

Capitolo 3. Aerodinamica degli aerogeneratori ad asse orizzontale

$$c_p = \frac{P}{P_{disp}} = \frac{\rho_\infty U_d A_d \frac{(U_\infty^2 - U_w^2)}{2}}{\rho_\infty A_d \frac{U_\infty^3}{2}} = \frac{U_d}{U_\infty} \left(1 - \frac{U_w^2}{U_\infty^2} \right) \quad (3.11)$$

A questo punto è possibile esprimere sia il c_p , sia il rendimento η solo in funzione del coefficiente di induzione assiale a . Questo ci permette di ricavare il valore di a per cui si massimizzano e il valore massimo stesso.

$$\begin{aligned} c_p &= (1 - a)(1 - (1 - 2a)^2) = (1 - a)(4a - 4a^2) \\ c_p &= 4a(1 - a)^2 \\ \eta &= 4a(1 - a) \end{aligned}$$

$$\frac{dc_p}{da} = 4(1 - a)^2 - 8a(1 - a) = 0 \quad \rightarrow \quad a = 1/3$$

$$c_{p,max} = \frac{16}{27} = 0.5926 \quad (3.12)$$

L’efficienza massima si raggiunge quando a vale 0.5 e quindi η sarà uguale a 1. Tra i due coefficienti il più interessante è sicuramente il coefficiente di potenza, il quale pone un limite alla conversione dell’energia cinetica del vento in energia meccanica. Questo limite non è legato alle caratteristiche geometriche della macchina, ancora non sono state introdotte, ma bensì al rallentamento che il vento subisce già a monte della macchina.

Il *limite di Betz* è il limite teorico massimo di uno stream-tube ad espansione libera, come quello descritto precedentemente. Diversamente in flussi confinati artificialmente il limite di Betz può essere superato e questo è il caso dei rotori così detti intubati.

L’andamento non monotono del c_p è spiegabile tenendo in considerazione il legame tra la portata che attraversa il tubo di flusso e la capacità di prelevare energia dallo stesso. Il flusso vede l’estrazione di energia come un ostacolo, quindi maggiore sarà conferita alla macchina, minore sarà la portata. Visto in termini del coefficiente di induzione assiale avremo che a bassi valori di a estraiamo poca energia specifica dal flusso, quindi la portata attraverso il tubo di flusso sarà elevata ma la potenza meccanica all’asse bassa. Al crescere di a , aumenta l’energia specifica prelevata dalla corrente fluida così come le perdite nell’attraversamento dello stream-tube, ciò causerà una riduzione della portata d’aria. Se il valore di a è troppo alto, le perdite sono tali per cui, nonostante si abbia un aumento dell’energia specifica estratta, la riduzione della portata attraverso il tubo di flusso porta ad una diminuzione della potenza all’asse della macchina.

Un altro parametro adimensionale interessante è il *coefficiente di spinta* c_T , ot-

3.1. Teoria di Betz o Teoria impulsiva assiale

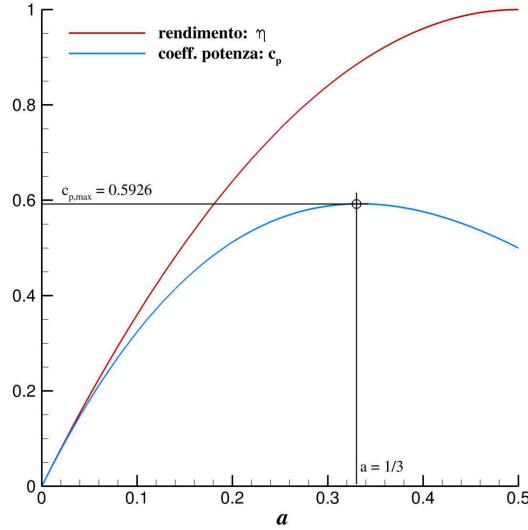


Figura 3.3: Andamento del c_p e di η in funzione di a – Limite di Betz

tenuto adimensionalizzando la spinta T con il prodotto della pressione dinamica per la sezione del rotore.

$$c_T = \frac{T}{\rho_\infty A_d \frac{U_\infty^2}{2}} = \frac{\rho_\infty A_d \frac{(U_\infty^2 - U_w^2)}{2}}{\rho_\infty A_d \frac{U_\infty^2}{2}} = 1 - \frac{U_w^2}{U_\infty^2} \quad (3.13)$$

$$c_T = 1 - (1 - 2a)^2 = 4a(1 - a) \quad (3.14)$$

Un aumento del c_T produrrà una maggiore espansione della scia, necessaria a garantire la conservazione della portata nel tubo di flusso anche a valle del rotore. Ciò è dovuto al legame fra il c_T e il coefficiente di induzione assiale, infatti alti valori di c_T si hanno con elevati valori di a , il che si traduce in un maggior rallentamento del flusso. Misure sperimentali dimostrano che la teoria di Betz è valida solo per bassi valori di a . Il motivo per cui decade la teoria per elevati valori del c_T è la distribuzione del tubo di flusso a valle del rotore, dovuta alla formazione di vortici ai bordi dello stream-tube. Questi inducono forti rimescolamenti fra la scia all'interno del tubo di flusso e la corrente esterna, il che impedisce la definizione di un confine netto fra le due regioni e quindi del tubo di flusso necessario allo sviluppo delle teorie finora viste. Come vedremo più avanti, per poter utilizzare ugualmente le teorie che si basano sui bilanci di quantità di moto si introdurranno degli opportuni coefficienti derivanti da relazioni empiriche.

Capitolo 3. Aerodinamica degli aerogeneratori ad asse orizzontale

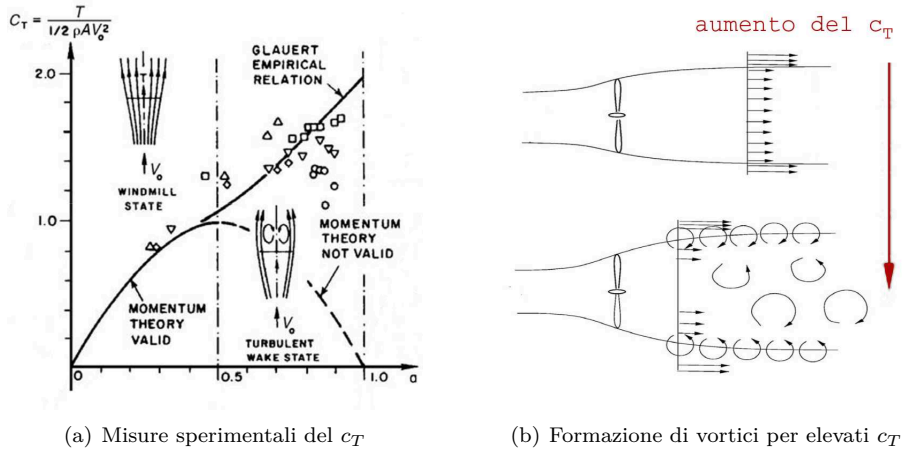


Figura 3.4: Limitazioni della teoria di Betz

3.2 Teoria impulsiva vorticoso

Nella teoria di Betz, o Teoria impulsiva assiale, tutto il flusso che attraversa il rotore non viene influenzato dalla rotazione delle pale, ciò comporta che tutta la variazione della quantità di moto è solo assiale; in realtà la rotazione del rotore porta alla formazione di una scia controrotante che, nell'ipotesi di flusso non viscoso, seguita ad espandersi in modo continuo dietro al rotore stesso. La componente tangenziale della velocità, che è nulla sul bordo di entrata della pala, diventa pari a ωr all'uscita della pala stessa; mediamente si può assumere che sulla pala, la velocità tangenziale media sia uniformemente distribuita e pari a $\omega r/2$.

A tal proposito si considera un tubo di flusso diviso in elementi anulari concentrici di spessore elementare dr , attraversati da un flusso elicoidale non viscoso e verrà indicata con Ω la velocità angolare del rotore. La velocità angolare ω

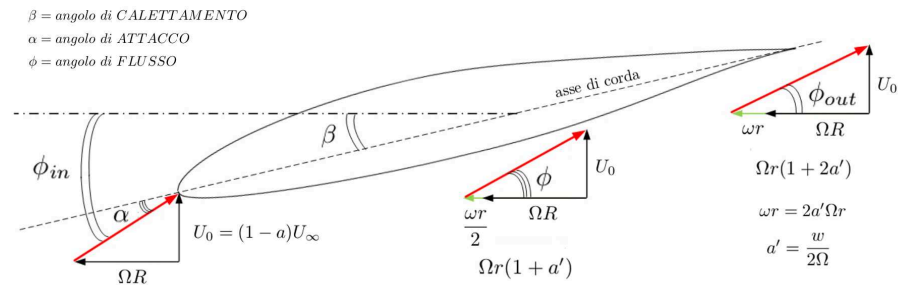


Figura 3.5: Triangoli di velocità sull'elemento di pala

3.2. Teoria impulsiva vorticoso

è invece una velocità indotta provocata dal profilo stesso e, come già anticipato, risulta essere nulla sul bordo di attacco e pari ad ω sul bordo di uscita. Per tale motivo si avranno due diverse velocità tangenziali, relative ai triangoli di velocità all’attacco e all’uscita. I filetti fluidi quindi non si muoveranno più di moto rettilineo come invece è stato ipotizzato nella Teoria impulsiva assiale e ciò porta ad una perdita di energia cinetica nel flusso principale con una conseguente riduzione della potenza estraibile dal rotore.

Prima di procedere introduciamo due coefficienti:

$$\text{tip speed ratio} \quad \lambda_T = \frac{\Omega R}{U_\infty} \quad (3.15)$$

$$\text{blade section speed ratio} \quad \lambda_r = \frac{\Omega r}{U_\infty} \quad (3.16)$$

Le azioni aerodinamiche su ognuna delle sezioni della pala, Figura 3.6, sono riassumibili nella *risultante R* posizionata nel *centro di pressione (C.P.)*. Rispetto al sistema di riferimento fluido, la Risultante può essere scomposta nelle componenti *portanza L'* e *resistenza D'*, diversamente nel sistema di riferimento rotore le componenti diventano *forza tangenziale F'_t* e *forza normale F'_n*. Ognuna di queste componenti ha le dimensioni di una forza per unità di lunghezza perché è relativa ad una sezione della pala e non alla pala intera.

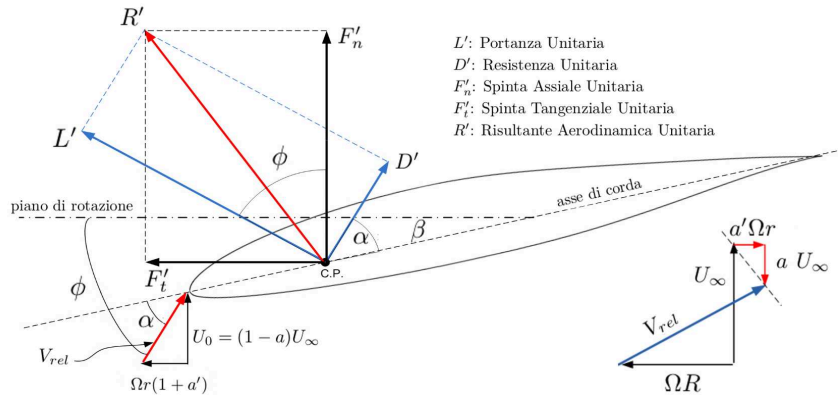


Figura 3.6: Forze aerodinamiche sull’elemento di pala

Dall’analisi dei triangoli di velocità sulle pale emerge che l’angolo di flusso può essere rappresentato secondo le formule sotto riportate, 3.17, che ci consentono di esprimere il *Blade Section Speed Ratio* in funzione dei coefficienti di induzione

Capitolo 3. Aerodinamica degli aerogeneratori ad asse orizzontale

assiale a e tangenziale a' , o viceversa.

$$\left. \begin{aligned} V_{rel} &= \frac{U_\infty \cdot (1 - a)}{\sin\phi} = \frac{\Omega r \cdot (1 + a')}{\cos\phi} \\ \operatorname{tg}(\phi) &= \frac{U_\infty \cdot (1 - a)}{\Omega r \cdot (1 + a')} = \frac{1}{\lambda_r} \cdot \frac{(1 - a)}{(1 + a')} \\ \operatorname{tg}(\phi) &= \frac{a' \cdot \Omega r}{a \cdot U_\infty} = \frac{a'}{a} \cdot \lambda_r \end{aligned} \right\} \implies \lambda_r^2 = \frac{a}{a'} \cdot \frac{1 - a}{1 + a'} \quad (3.17)$$

Applicando la conservazione dell'Entalpia Totale attraverso il rotore, nell'ipotesi di un flusso isoterma (posso trascurare la parte termica del contributo entalpico), non viscoso ed incomprimibile, posso determinare i seguenti contributi.

La spinta assiale sull'elemento radiale del rotore:

$$dT = (p_d^+ - p_d^-) \cdot dA_r = (2\rho a'(1 + a')\Omega^2 r^2) (2\pi r dr) \quad (3.18)$$

La spinta longitudinale sull'elemento radiale del rotore:

$$dS = d\dot{m} [(\Omega + \omega)r - \Omega r] = (2\pi r dr \rho U_\infty) \cdot [(1 - a)2a'\Omega r] \quad (3.19)$$

Il momento sull'elemento radiale del rotore:

$$dM = dS \cdot r = 8(1 - a)a'(A_r)\rho \frac{U_\infty^3}{2} \left(\frac{1}{\lambda_T^2} \right) \frac{\lambda_r^3 d\lambda_r}{\Omega} \quad (3.20)$$

La potenza sull'elemento radiale del rotore:

$$dP = dM \cdot \Omega = 8(1 - a)a'(A_r)\rho \frac{U_\infty^3}{2} \left(\frac{1}{\lambda_T^2} \right) \lambda_r^3 d\lambda_r \quad (3.21)$$

La potenza estratta dal rotore:

$$P = \int dP = 8(A_r)\rho \frac{U_\infty^3}{2} \left(\frac{1}{\lambda_T^2} \right) \int_0^{\lambda_{Tr}} (1 - a)a'\lambda_r^3 d\lambda_r \quad (3.22)$$

3.3. Teoria degli elementi di pala (BEM) per rotori liberi

Il coefficiente di potenza c_P :

$$c_P = \frac{P}{\rho A_r \frac{U_\infty^3}{2}} = \frac{8}{\lambda_T^2} \int_0^{\lambda_T} (1-a)a' \lambda_r^3 d\lambda_r \quad (3.23)$$

Le condizioni per le quali la potenza viene massimizzata sono:

$$\lambda_r|_{max} = \sqrt{\frac{(1-a)(4a-1)^2}{1-3a}}; \quad a'|_{max} = \frac{1-3a}{4a-1}; \quad \frac{1}{4} < a < \frac{1}{3} \quad (3.24)$$

3.3 Teoria degli elementi di pala (BEM) per rotori liberi

La teoria della scia vorticoso ci mette a disposizione delle relazioni per le quali, fissato il valore del fattore di induzione assiale a , si è in grado di calcolare le prestazioni della turbina, ma nulla ci dice su cosa condiziona i valori dei fattori di induzione, né tanto meno ci collega gli aspetti aerodinamici della pala. Per far ciò, dobbiamo analizzare, in una sezione qualunque della singola pala, la risultante aerodinamica R' , scomposta nei due sistemi di riferimento: L' e D' nel sistema solidale al fluido e F'_n e F'_t nel sistema solidale al corpo.

La spinta assiale sull'elemento radiale del rotore ($N = \text{numero di pale}$):

$$dT = NF'_n dr \quad (3.25)$$

Il momento sull'elemento radiale del rotore:

$$dM = N(F'_t dr)r \quad (3.26)$$

Uguagliando la *spinta assiale* ed il *momento* alle relazioni analoghe trovate in base alla teoria della scia vorticoso, 3.18,3.20, si arriva a:

$$dT = NF'_n dr = \rho 4\pi r U_\infty^2 a(1-a) dr \quad (3.27)$$

$$dM = N(F'_t dr)r = \rho 4\pi U_\infty \Omega a'(1-a)r^3 dr \quad (3.28)$$

Sostituendo alle forze normali e tangenziali la loro espressione in termini di

Capitolo 3. Aerodinamica degli aerogeneratori ad asse orizzontale

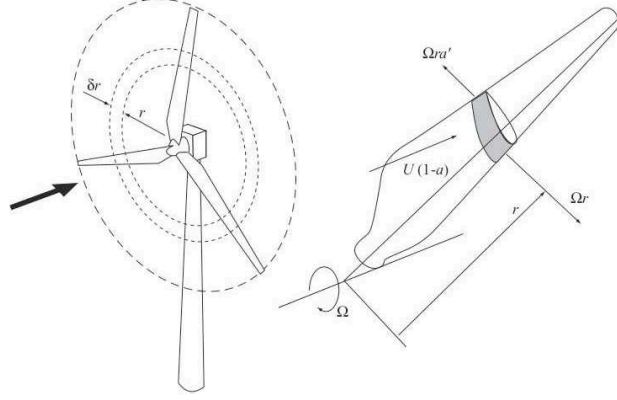


Figura 3.7: Componenti della velocità relativa sull'elemento di pala

coefficienti adimensionali avremo:

$$dT = N F'_n dr = N c_n \frac{\rho V_{rel}^2}{2} c(r) dr = \rho 4\pi r U_\infty^2 a(1-a) dr \quad (3.29)$$

$$dM = N (F'_t dr) r = N c_t \frac{\rho V_{rel}^2}{2} c(r) r dr = \rho 4\pi U_\infty \Omega a' (1-a) r^3 dr \quad (3.30)$$

Riscrivendo infine V_{rel} come indicato nelle 3.17 ed introducendo il concetto di *solidità* $\sigma(r) = \frac{Nc(r)}{2\pi r}$ vengono determinate le seguenti relazioni rispettivamente per il fattore di induzione assiale a e tangenziale a' :

$$a = \frac{1}{\frac{4\sigma(r)c_n}{\sigma(r)c_n} + 1}; \quad a' = \frac{1}{\frac{4\sigma(r)c_t \cos\phi}{\sigma(r)c_t} - 1} \quad (3.31)$$

La teoria ora discussa, non tiene conto delle diverse interazioni che il flusso ha in direzione radiale; interazioni che assumono un'importanza significativa soprattutto per bassi valori di Tip Speed Ratio (TSR) dove i fenomeni di separazione locale del flusso possono alterare in modo considerevole i risultati offerti dalla BEM. A ciò si aggiunga anche il fatto che i fattori di induzione, assiale e tangenziale, sono stati trovati ipotizzando una struttura di scia vorticoso generata da un numero finito N di pale e che per $a > 0.4$ la teoria di Betz entra in crisi, dando luogo a valori di Thrust ben al di sotto dei valori misurati nella realtà. Per migliorare il metodo BEM, in modo da tenere in conto gli ultimi effetti sopra descritti, (*numero finito di pale ed alti fattori di*

3.3. Teoria degli elementi di pala (BEM) per rotori liberi

induzione assiale), si utilizzano delle correzioni: la correzione di *Prandtl* per tener conto del Tip Loss Factor (TLF) e la correzione di *Glauert*, quest’ultima a compensazione di elevati valori di a .

Correzione di Prandtl:

$$F(r) = \frac{2}{\pi} \cos^{-1}(e^{-f(r)}); \quad f(r) = \frac{N}{2} \frac{R-r}{r \sin \phi}$$

che introdotta nel calcolo di a e a' porta alle:

$$a = \frac{1}{\frac{4F(r)\sin^2\phi}{\sigma(r)c_n} + 1}; \quad a' = \frac{1}{\frac{4F(r)\sin\phi \cos\phi}{\sigma(r)c_t} - 1}$$

Correzione di Glauert:

$$\begin{cases} a = \frac{1}{\frac{4F(r)\sin^2\phi}{\sigma(r)c_n} + 1}; & a \leq a_c \\ a = \frac{1}{2} \left[2 + K(r)(1 - 2a_c) - \sqrt{(K(r)(1 - 2a_c) + 2)^2 + (K(r)a_c^2 - 1)} \right]; & a > a_c \\ K(r) = \frac{4F(r)\sin^2\phi}{\sigma(r)c_n} + 1 \\ a_c = 0.2 \end{cases}$$

Il coefficiente di Thrust c_T può essere calcolato nella seguente maniera:

$$c_T = \frac{dT}{\rho \frac{U_\infty^2}{2} (2\pi r dr)} = \begin{cases} 4a(1-a)F(r); & a \leq a_c \\ 4(a_c^2 + (1-2a_c)a)F(r); & a > a_c \end{cases}$$

Nel flusso 3D che si instaura su un’ala di un aereo è ben noto che sono i vortici di estremità a modificare i valori dei coefficienti di portanza e resistenza lungo l’apertura. In una pala di una turbina eolica, a causa della rotazione, entrano in gioco anche la *forza centrifuga* e *forza di Coriolis*; l’effetto della prima tende a ridurre la parte ricircolante dei vortici di estremità nella sezione di depressione, e ad incrementarla nella sezione di pressione. La seconda, invece, tende ad essere importante solo a basse velocità del vento quando da origine, insieme alla forza centrifuga, alla formazione di una bolla di separazione sull’estradosso, nelle vicinanze della radice. Tale separazione è da associare alla distribuzione di portanza sulla pala stessa, che vede nella radice la zona a maggiore portanza

Capitolo 3. Aerodinamica degli aerogeneratori ad asse orizzontale

e che quindi andrà in separazione prima delle altre. In generale lo stallo 3D avviene per angoli di incidenza superiori a quello 2D.

3.4 Aerodinamica dei profili alari

La trasformazione dell’energia cinetica del vento in energia meccanica, è possibile grazie all’interazione tra fluido e pala, la quale è conformata con dei profili alari; è possibile incrementare le prestazioni di una macchina eolica incrementando le prestazioni delle singole sezioni.

Un profilo alare può essere definito come un corpo bidimensionale in grado di creare differenze di pressione fra la parte superiore detta *estradosso* e la parte inferiore detta *intradosso*. La geometria di un profilo alare è quindi determinante ai fini di una buona resa aerodinamica; in figura 3.9 sono riportate le principali caratteristiche geometriche:

- corda c ;
- spessore massimo t_{max} ;
- camber massima m_{max} ;
- posizione dello spessore massimo $pos\ t_{max}$;
- posizione della camber massima $pos\ m_{max}$;
- raggio del bordo d’entrata r_{LE} .

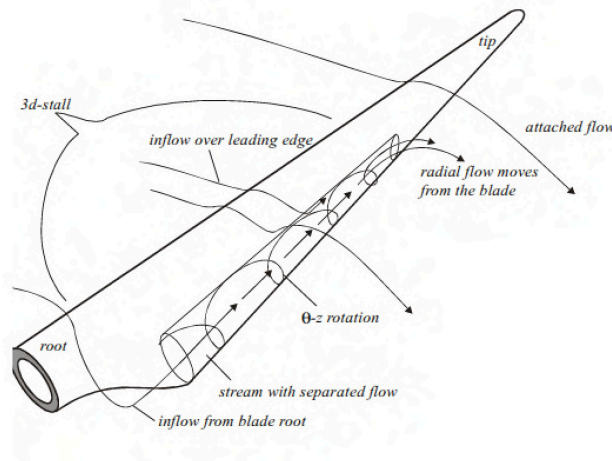


Figura 3.8: Vortici 3D su una pala eolica

3.4. Aerodinamica dei profili alari

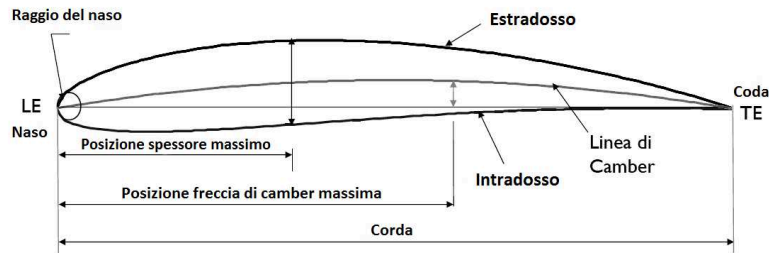


Figura 3.9: Caratteristiche geometriche di un profilo alare

Sono definiti il bordo d'attacco *LE leading edge* ed il bordo di uscita *TE trailing edge*, quali punti estremi del profilo e la corda è il segmento che li unisce. Nota la corda è possibile dividere il profilo in due semigusci, di cui quello superiore è detto *estradosso*, mentre quello inferiore *intradosso*. Si definisce la linea di camber come il luogo dei punti medi dei segmenti che uniscono estradosso ed intradosso, posizionati perpendicolari alla camber stessa; tali segmenti sono detti spessori del profilo alle varie posizioni lungo la corda. È indicato con il parametro geometrico camber m la distanza fra la linea di camber e la linea di corda; se le due linee coincidono il profilo si dice simmetrico. Infine per il naso è definibile un raggio di raccordo r_{LE} pari raggio del cerchio centrato sulla camber tangente al naso del profilo. L'entità della differenza di pressione fra estradosso ed intradosso, e dunque dei carichi aerodinamici, è legata alla geometria del profilo e all'orientamento del profilo rispetto al flusso incidente; cioè all'angolo fra la corda e la direzione dei vettori velocità, chiamato angolo d'attacco α . È logico pensare che un profilo alare immerso in un fluido ne modificherà il campo di moto, cioè costringerà le particelle fluide a variare traiettoria e velocità; nello stesso momento, il fluido eserciterà delle azioni sulla superficie esterna del corpo stesso. Tali azioni, (forze e momenti aerodinamici) sono riconducibili a due contributi fondamentali: (i) distribuzione di pressione sulla superficie del corpo; (ii) distribuzione delle tensioni tangenziali sulla superficie del corpo. Sia la pressione p , sia la tensione τ hanno le dimensioni di una forza per unità di superficie; la prima è normale alla superficie mentre la seconda ha direzione tangenziale, Figura 3.10. Quest'ultime sono causate dalla viscosità e quindi dall'attrito tra corpo e fluido.

Integrando la distribuzione delle p e delle τ su tutta la superficie, otteniamo la forza risultante R e un momento risultante M applicati in un punto che verrà discusso in seguito. Supponendo di avere un profilo immerso in un flusso uniforme di aria a velocità V_∞ , è possibile scomporre la risultante R secondo due sistemi di riferimento, Figura 3.11. Nel primo, quello assoluto, si ottengono le componenti D (Drag) ed L (Lift), rispettivamente parallela e normale a V_∞ . Nel secondo sistema, ovvero quello solidale agli assi del profilo stesso, si

Capitolo 3. Aerodinamica degli aerogeneratori ad asse orizzontale

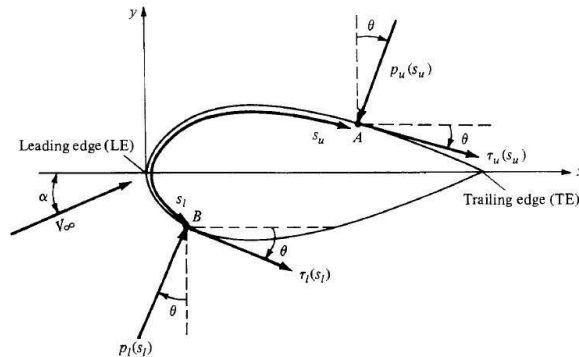


Figura 3.10: Azioni aerodinamiche su un profilo alare

ottengono le componenti N (forza normale) ed A (forza assiale). Per quanto riguarda il momento aerodinamico M , esso viene considerato, per convenzione, positivo se ha verso orario (e quindi cabrante), negativo se ha verso antiorario (e quindi picchiante).

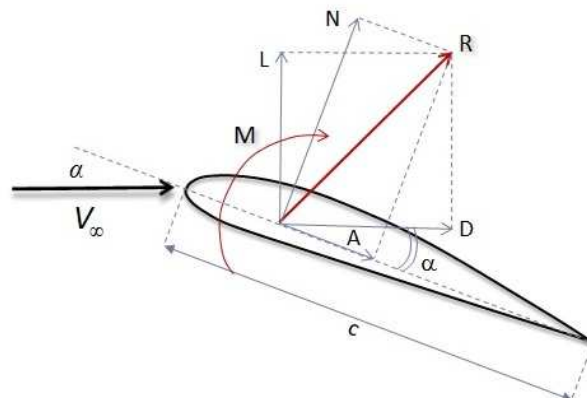


Figura 3.11: Forze e momenti aerodinamici su un profilo alare

Il sistema forze e momenti aerodinamici che si genera dall'interazione tra flusso e profilo alare può essere riferito rispetto a diversi punti, Figura 3.12.

Si fa riferimento a due punti particolari rispetto ai quali riferire l'intero sistema e sono:

- **Centro di pressione:** è il punto della corda rispetto al quale il momento aerodinamico è nullo. La sua posizione varia al variare dell'angolo di attacco α ;

3.4. Aerodinamica dei profili alari

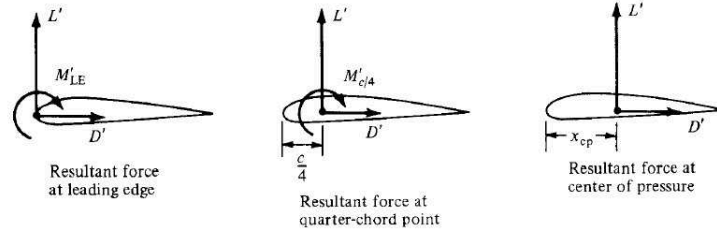


Figura 3.12: Riferimenti equivalenti del sistema di forze

- **Centro aerodinamico:** è il punto della corda rispetto al quale il momento aerodinamico rimane costante al variare dell'angolo α .

Generalmente, nei profili alari, il centro aerodinamico giace al quarto di corda e il momento rispetto al centro aerodinamico è negativo. Per cui si ha:

$$M'_{LE} = M'_{c/4} - L' \cdot \frac{c}{4} = -L' \cdot x_{CP} \quad (3.32)$$

Essendo i carichi aerodinamici legati, non solo alla forma del profilo ma anche alla sua dimensione nella direzione perpendicolare, detta allungamento, ed al flusso oltre che alla velocità del flusso incidente, è difficile confrontare le prestazioni di due differenti profili alari. Per semplificare lo studio delle varie forme alari è stato utile passare ai carichi adimensionalizzati, il che rende confrontabili tutti i profili operanti allo stesso numero di Reynolds Re . Di seguito sono riportate le definizioni dei carichi aerodinamici di cui è interessante studiarne l'andamento al variare dell'angolo d'attacco α .

$$Re = \frac{\rho U_\infty c}{\mu} \quad (3.33)$$

$$q_\infty = \frac{1}{2} \rho U_\infty^2 \quad (3.34)$$

$$c_l = \frac{L}{q_\infty c} \quad (3.35)$$

$$c_d = \frac{D}{q_\infty c} \quad (3.36)$$

$$c_{m,c/4} = \frac{M_{CA}}{q_\infty c^2} \quad (3.37)$$

I pedici minuscoli identificano il carico generato da una sezione di profondità unitaria, detta profilo bidimensionale. In Figura 3.13, sono riportati i tipici andamenti dei coefficienti aerodinamici adimensionali, in funzione dell'ango-

Capitolo 3. Aerodinamica degli aerogeneratori ad asse orizzontale

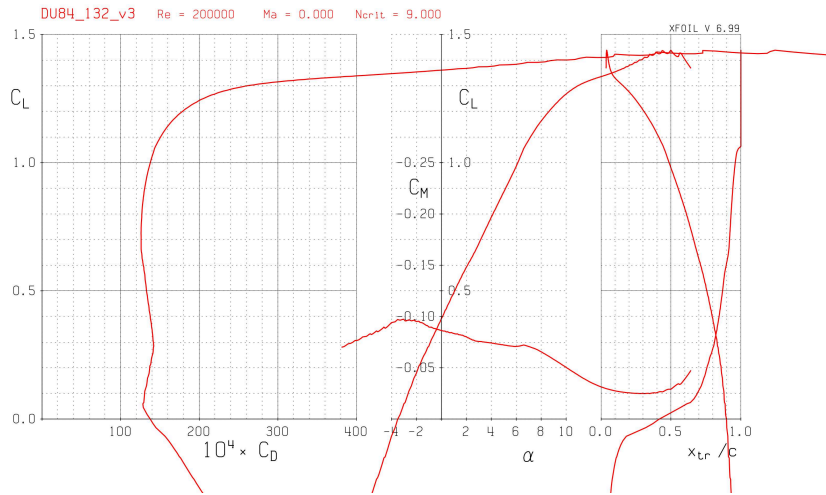


Figura 3.13: Coefficienti aerodinamici – c_l , c_d , c_m , $c/4$

lo di attacco. Nel primo grafico a sinistra, *polare di Eiffel*, viene riportato il c_l in funzione del c_d , in quello centrale abbiamo il c_l e il c_m in funzione di α , mentre in quello a destra otteniamo informazioni relative al punto in cui avviene la transizione dello strato limite da laminare a turbolento. Le grandezze adimensionali appena descritte, ci permettono di descrivere globalmente il comportamento del profilo alare, senza però dare alcuna informazione locale sul comportamento del flusso; a tale scopo è utile definire il *coefficiente di pressione*, c_p dato dal rapporto fra la differenza di pressione locale i -esima fra l'esterno $-p_i$ e l'interno $-p_\infty$ del profilo e la pressione cinematica del flusso indisturbato q_∞ :

$$c_p = \frac{p_i - p_\infty}{q_\infty} \quad (3.38)$$

In figura 3.14, è riportato un tipico andamento del coefficiente di pressione; nel punto in cui il flusso impatta sul profilo la velocità si annulla, con conseguente innalzamento della pressione fino al valore massimo ammesso $c_p = 1$, il punto è detto *ristagno*. Percorrendo l'estradosso dal ristagno verso la coda sono presenti: prima un'accelerazione del flusso legata alla forte curvatura sul naso, fino al punto in cui il c_p raggiunge il suo minimo valore detto *picco d'aspirazione*; successivamente un rallentamento del flusso con recupero di pressione. A parità di geometria e di angolo d'attacco, gli andamenti del coefficiente di pres-

3.4. Aerodinamica dei profili alari

sione c_p sono influenzati dalle condizioni fluidodinamiche d’esercizio, raccolte nella definizione del numero di Reynolds. Fisicamente il Reynolds rappresenta il rapporto fra le componenti inerziali del flusso e quelle viscosi, dunque per bassi numeri di Reynolds l’effetto delle forze viscosi sarà più marcato. La viscosità agisce in una piccola zona di fluido aderente alla superficie del profilo detta strato limite, in cui il flusso passa rapidamente da una velocità nulla a parete – *no slip condition* – ad una velocità detta esterna. Esternamente allo strato limite possono essere trascurati gli effetti della viscosità. La curvatura che produce variazioni di pressione nel flusso in prima approssimazione, è possibile considerarla pari alla geometria del profilo a cui si somma lo spessore dello strato limite; ottenendo quello che viene chiamato *profilo bernoulliano equivalente*. È dunque chiaro come lo strato limite influisca pesantemente sulle prestazioni dei profili alari.

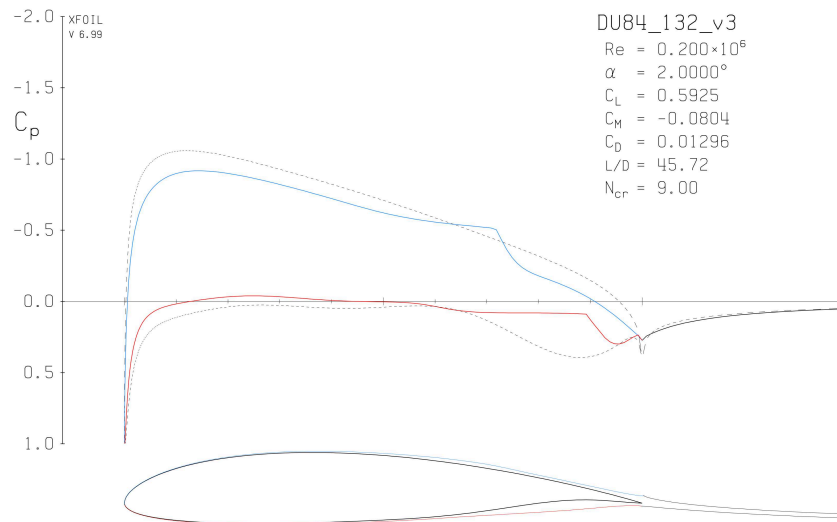
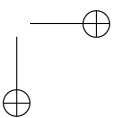
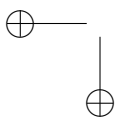
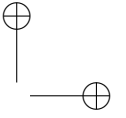
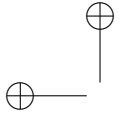


Figura 3.14: Coefficiente di pressione – c_p



Capitolo 4

Il modello di turbolenza

$$SA - \gamma - \overline{Re_{\theta t}}$$

Nelle analisi numeriche di profili laminari, un aspetto cruciale è quello di risolvere la transizione dello stato limite da laminare a turbolento. Nelle applicazioni a bassi numeri di Reynolds, le grandi regioni di flussi laminari sono spesso presenti sulla superficie aerodinamica e pertanto la previsione di transizione da laminare a turbolento è essenziale per una accurata stima delle caratteristiche aerodinamiche. Direct Numerical Simulations (DNS) o Large Eddy Simulation (LES) non possono essere applicabili nello studio di problemi di carattere industriale, a causa dell’elevata richiesta di risorse computazionali. Differentemente, un approccio standard di tipo Reynolds Averaged Navier–Stokes (RANS) non è sempre utilizzabile in quanto nei vari modelli di turbolenza utilizzati, si assume che ci si trovi sempre in presenza di un regime di moto completamente turbolento. Inoltre, l’utilizzo di metodi alternativi basati sull’equazione di stabilità di Orr–Sommerfeld (ad esempio il metodo e^N) non sono compatibili con i moderni software CFD non strutturati. Le principali ragioni sono: (i) i metodi basati sull’equazione di stabilità dello stato limite cinematico richiedono la conoscenza a priori della geometria e della topologia della griglia di calcolo; (ii) questi metodi coinvolgono operazioni non locali, che sono complesse da implementare nei moderni solutori CFD.

Per superare questo tipo di inconveniente, negli ultimi anni, sono stati sviluppati modelli RANS, scritti nelle variabili locali, per la transizione dello stato limite da laminare a turbolento. Questi modelli di turbolenza possono essere divisi in due principali categorie: modelli basati sulla correlazione locale della transizione (*local correlation based transition models – LCTM*) presentati da [4, 5] e modelli fenomenologici basati sulla viscosità turbolenta. La prima categoria di modelli include gli effetti della transizione nei modelli RANS standard con ulteriori equazioni di trasporto e correlazioni empiriche. La seconda categoria di modelli per la transizione, come ad esempio il $k - k_L - \omega$ presentato da [6] e [7], invece sono basati sulla modellazione dell’energia cinetica laminare. Entrambi hanno dimostrato di essere sostanzialmente accurati nella simulazio-

Capitolo 4. Il modello di turbolenza $SA - \gamma - \overline{Re_{\theta t}}$

ne della transizione dello strato limite da laminare a turbolento per un ampio range di applicazioni.

Il principale problema dei metodi LCTM, conosciuti anche con il nome di $\gamma - \overline{Re_{\theta t}}$, è la loro dipendenza da correlazioni empiriche che non sono tipicamente applicabili su casi di ampio genere; differentemente il $k - k_L - \omega$ non produce risultati soddisfacenti in problemi fluidodinamici caratterizzati da un forte gradiente di pressione.

I modelli di turbolenza $\gamma - \overline{Re_{\theta t}}$, sono stati inizialmente abbinati dai propri sviluppatori, al modello di turbolenza SST $\kappa - \omega$; tuttavia, il set di equazioni per la transizione può essere abbinato anche ad altri modelli di turbolenza. Uno studio ancora embrionale che riguarda l’abbinamento del modello $\gamma - \overline{Re_{\theta t}}$ con lo Spalrt–Allmaras è stato recentemente pubblicato da Medida e Baeder [8].

4.1 Lo strato limite cinematico

In generale la determinazione del campo di moto intorno ad un oggetto o all’interno di un canale si può ottenere risolvendo le equazioni di conservazione di massa, quantità di moto ed energia (equazioni di Navier–Stokes). Tuttavia, tale approccio presenta notevoli difficoltà; pertanto sono stati sviluppati approcci alternativi che consentano la semplificazione delle equazioni da risolvere, pur preservando la fisica del fenomeno in esame. Nelle applicazioni aeronautiche un tale approccio è possibile adottando il concetto di strato limite. Secondo la teoria dello strato limite di Prandtl, si possono identificare due regioni distinte nei flussi ad elevato numero di Reynolds, Re . Nella prima di queste regioni gli effetti viscosi e di scambio termico sono trascurabili e pertanto il campo di moto è governato con buona approssimazione dalle equazioni di Eulero. Nella seconda regione, invece, che risulta in generale molto piccola (scie e strati limite), sono presenti elevati gradienti di flusso (in direzione perpendicolare alle pareti) e gli effetti viscosi sono rilevanti. Infatti, nel caso di flussi in cui la distribuzione di pressione risulta ben approssimata da quella che si ottiene usando l’ipotesi di fluido non viscoso, come il flusso intorno ad un profilo alare a bassa incidenza, l’influenza della viscosità per alti Reynolds è confinata in una regione molto sottile in prossimità delle pareti solide. In tale regione la velocità del fluido aumenta dal valore nullo a parete (su cui vale la condizione di aderenza) a quello corrispondente al flusso esterno non viscoso.

Ad esempio, la figura 4.1 riproduce l’evoluzione qualitativa del flusso su una lastra piana ad incidenza nulla. Si nota la presenza di uno strato limite a parete in cui la velocità risulta più piccola rispetto a quella del flusso indisturbato. Si nota, inoltre, come lo spessore della strato limite, δ , aumenti nella direzione del flusso x per effetto della maggior quantità di fluido interessata dagli effetti

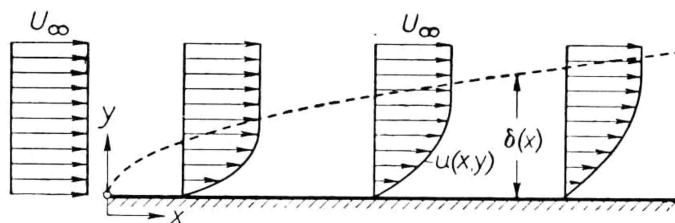


Figura 4.1: Sviluppo dello strato limite su lastra piana ad incidenza nulla

viscosi. Ovviamente, lo spessore dello strato limite diminuisce con la viscosità del fluido. D'altra parte, anche in presenza di bassi valori della viscosità (alti valori di Re) lo sforzo di taglio, $\tau = \mu \partial u / \partial y$, risulta elevato nello strato limite a causa dell'elevato gradiente di velocità (in direzione perpendicolare alla parete), mentre al di fuori dello strato limite è trascurabile.

In alcuni flussi lo spessore dello strato limite aumenta in maniera considerevole e si può avere flusso inverso. In tali situazioni le particelle dello strato limite vengono spinte verso l'esterno e si ha la separazione dello strato limite. Tale fenomeno è sempre seguito dalla formazione di vortici e ampie zone di ricircolazione con elevate perdite di energia e la teoria dello strato limite non è più applicabile. Esso si verifica nei flussi intorno a corpi tozzi (come cilindri circolari e sfere) che presentano ampie zone di flusso decelerato (scie) in cui la pressione risulta sensibilmente più bassa rispetto a quella che si avrebbe nel corrispondente flusso non viscoso. L'elevato coefficiente di resistenza di tali corpi è principalmente dovuto alla presenza di questa zona a bassa pressione causata dalla separazione. La definizione di spessore dello strato limite, δ , è in qualche modo arbitraria in quanto la transizione dalla velocità a parete a quella del flusso indisturbato avviene in maniera asintotica. Tuttavia, la velocità nello strato limite assume un valore molto prossimo a quello del flusso esterno già ad una distanza molto piccola dalla parete. Quindi è possibile definire lo spessore dello strato limite come la distanza da parete a cui la velocità differisce dell'1% dal valore all'esterno. Al posto di tale misura si può usare una misura alternativa, detta spessore di spostamento, *displacement thickness* δ_1 , definito dalla seguente relazione:

$$U \delta_1 = \int_{y=0}^{\infty} (U - u) dy \quad (4.1)$$

dove U indica la velocità del flusso indisturbato all'esterno dello strato limite

Capitolo 4. Il modello di turbolenza SA – γ – $\overline{Re_{\theta t}}$

e $u = u(y)$ la velocità (parallela alla parete) nello strato limite, Figura 4.2.

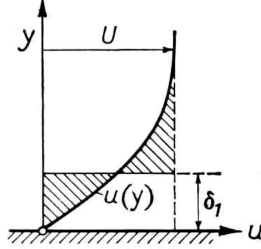


Figura 4.2: Displacement thickness δ_1

Lo spessore di spostamento indica il difetto di massa, rispetto al flusso non viscoso, causato dalla presenza dello strato limite, quindi rappresenta la distanza a cui dovrebbe essere spostata la parete in un flusso non viscoso per avere la stessa portata.

Uguagliando le espressioni relative alle forze d'inerzia e di attrito si ottiene una stima dello spessore dello strato limite, δ :

$$\mu \frac{U}{\delta^2} \sim \frac{\rho U^2}{L} \quad (4.2)$$

$$\delta \sim \sqrt{\frac{\mu L}{\rho U}} = \sqrt{\frac{\nu L}{U}} \quad (4.3)$$

Lo spessore di strato limite adimensionale, riferito ad L, si scrive:

$$\frac{\delta}{L} \sim \sqrt{\frac{\nu}{UL}} = \frac{1}{\sqrt{Re_L}} \quad (4.4)$$

dove Re_L indica il numero di Reynolds riferito alla lunghezza L.

Quando la velocità del flusso indisturbato è sufficientemente elevata, il flusso lungo una parete può subire la transizione da laminare a turbolento. Nel flusso su una lamina piana tale transizione si può individuare chiaramente attraverso un improvviso incremento dello spessore dello strato limite e dello sforzo di taglio a parete. Secondo l'equazione 4.3, in cui si sostituisce la coordinata locale x ad L , la quantità adimensionale $\delta/\sqrt{\nu x/\bar{U}}$ risulta costante per flusso laminare (tale costante è all'incirca pari a 5).

4.2 Transizione da laminare a turbolento

L’origine della turbolenza e la conseguente transizione da flusso laminare a flusso turbolento è uno dei problemi fondamentali della meccanica dei fluidi. I primi studi sistematici, condotti da Reynolds per i flussi in condotti e in canali, rilevarono che la transizione da flusso laminare a turbolento avviene in prossimità dello stesso parametro adimensionale (numero di Reynolds) $\hat{u}d/\nu$, dove \hat{u} indica la velocità media (rapporto tra la portata volumetrica e la sezione). Nel caso di flusso in un condotto, il valore critico a cui si osserva la transizione è circa pari a 2300: per valori di Re inferiori al valore critico il flusso è laminare, mentre per valori superiori il flusso è turbolento. Il valore critico dipende dalla natura del flusso all’ingresso del condotto e della parete del condotto. La transizione laminare–turbolento è caratterizzata da un notevole incremento della resistenza al moto. Un’analisi dettagliata del processo di transizione rivela che in un intervallo del numero di Reynolds prossimo al valore critico il flusso diventa intermittente: si susseguono nel tempo periodi in cui il flusso è laminare e quindi turbolento, e la successione dei periodi risulta random. Inoltre, con riferimento al flusso in un canale in cui si mantiene costante la portata, nella mezzeria la velocità laminare risulta maggiore di quella media del flusso turbolento, mentre succede il contrario in punti prossimi alle pareti. Questi flussi possono essere caratterizzati con l’aiuto di un fattore di intermittenza, γ , definito come la frazione di tempo durante la quale il flusso è turbolento in un dato punto. Pertanto $\gamma = 1$ corrisponde a flusso completamente turbolento, mentre $\gamma = 0$ indica flusso laminare.

In generale ci sono tre modalità fondamentali di transizione. La prima si dice **transizione naturale** e viene causata da un’instabilità debole (onde di Tollmien–Schlichting) nello strato limite laminare (i piccoli disturbi non vengono smorzati da meccanismi di dissipazione) e procede attraverso vari stadi in cui l’instabilità viene amplificata sino al raggiungimento della condizione turbolenta. Nel secondo modo, noto col nome di **transizione di bypass**, la transizione è causata dai disturbi presenti nel flusso esterno (quali gli alti livelli di intensità di turbolenza) escludendo la precedente modalità. La terza modalità, **transizione indotta da separazione**, è infine legata alla presenza di zone di separazione laminare e può coinvolgere instabilità di Tollmien–Schlichting. Quando lo strato limite, ancora laminare, separa, allora la transizione può prendere forma sullo shear–layer: in questi casi il flusso può riattaccare come turbolento formando appunto una bolla di separazione laminare e riattacco turbolento. Questa tipologia di transizione si può verificare qualora nello strato limite venga interposto un ostacolo oppure qualora fossimo in presenza di un gradiente avverso di pressione. La transizione è un fenomeno non stazionario e tridimensionale che si estende nella regione di moto in cui coesistono flusso

Capitolo 4. Il modello di turbolenza $SA - \gamma - \overline{Re_{\theta t}}$

laminare e turbolento. Infatti, la transizione avviene attraverso la produzione random (nello spazio e nel tempo) di spot turbolenti nello strato limite laminare che crescono propagandosi a valle fino a quando il flusso diventa completamente turbolento. Usando la definizione di fattore di intermittenza è possibile valutare le proprietà del flusso nella zona di transizione come media pesata delle proprietà relative a flusso laminare e turbolento.

La transizione da flusso laminare a turbolento interessa il flusso all'interno dello strato limite ed è influenzata da diversi parametri quali la distribuzione di pressione del flusso esterno, la rugosità delle pareti e l'entità del disturbo nel flusso esterno (intensità di turbolenza). Ancora una volta consideriamo il caso della lamina piana ad incidenza nulla. Lo spessore dello strato limite aumenta proporzionalmente alla radice quadrata della distanza x dal bordo d'attacco, dove, in assenza di separazione, lo strato limite è laminare per diventare turbolento più a valle. Per flusso con intensità turbolenta all'incirca pari a 0.5% la transizione avviene alla distanza definita dal numero di Reynolds

$$Re_{x,cr} = \left(\frac{U_\infty x}{\nu} \right)_{cr} = 3.5 \cdot 10^5 \div 10^6 \quad (4.5)$$

Come già evidenziato, uno dei parametri che influenzano la transizione è l'intensità di turbolenza del flusso indisturbato, T : all'aumentare di T la transizione viene anticipata.

$$T = 100 \frac{\sqrt{\frac{1}{3} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})}}{U_\infty} \quad (4.6)$$

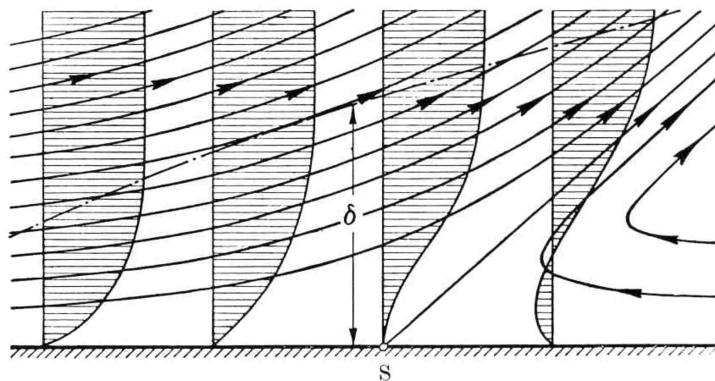


Figura 4.3: Separazione dello strato limite su lastra piana

La transizione può anche essere individuata dall'analisi della variazione del

4.3. Bolla di separazione laminare

profilo di velocità nello strato limite, Figura 4.3. La transizione è caratterizzata da un brusco incremento dello spessore dello strato limite e da una diversa forma del profilo di velocità. Tali caratteristiche possono essere utilizzate per quantificare il punto di inizio transizione e la lunghezza della zona di transizione.

4.3 Bolla di separazione laminare

La Bolla di Separazione Laminare (*LSB – Laminar Separation Bubble*) è un fenomeno di separazione locale dello strato limite che può verificarsi su corpi aerodinamici che operano a $Re \leq 10^6$.

Questa tipologia di separazione si verifica in presenza di alcune condizioni che sono brevemente descritte: inizialmente la sua formazione è legata alla separazione dello strato limite laminare in presenza di un gradiente di pressione avverso; successivamente segue una transizione del flusso separato; infine, se il punto di transizione non è troppo distante dalla superficie, si ha un riattacco turbolento a valle del punto di separazione. In questo caso si viene a formare, sulla superficie del corpo, una zona di flusso distaccato in condizione di ricircolo quasi stazionario a cui si dà il nome di Bolla di Separazione Laminare. La bolla di separazione laminare è dunque caratterizzata dalla successione di tre fenomeni legati allo strato limite:

- separazione laminare dello strato limite;
- transizione dello strato limite separato ad un regime di moto turbolento;
- riattacco turbolento dello strato limite sulla superficie del profilo.

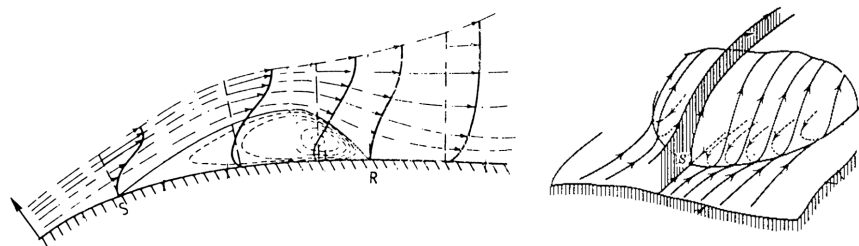


Figura 4.4: Vista in sezione e vista tridimensionale della Bolla di Separazione Laminare

In figura 4.5 sono mostrate le tre fasi di formazione della bolla e la zona compresa fra lo strato limite separato e la superficie del profilo; quest’ultima è caratterizzata da un flusso in ricircolo quasi stazionario. Il riattacco di tipo

Capitolo 4. Il modello di turbolenza $SA - \gamma - \overline{Re_{\theta t}}$

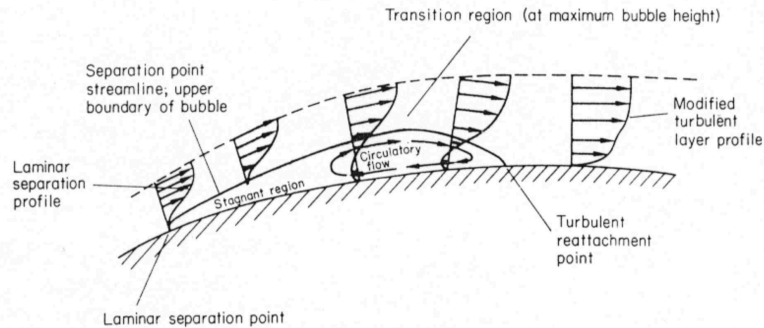


Figura 4.5: Formazione della bolla di separazione laminare

turbolento è possibile grazie al moto vorticoso venutosi a formare; infatti il forte rimescolamento del flusso nello strato limite coinvolge anche la zona di flusso adiacente al profilo, con un conseguente accrescimento dello strato limite nella direzione della parete fino al completo riattacco. Nel primo tratto laminare la pressione non subisce alcuna variazione mostrando un c_p costante; dal punto di transizione in poi il flusso deflette verso il profilo iniziando una traiettoria curva, determinando un repentino recupero di pressione. Graficando dunque l'andamento del coefficiente di pressione per un profilo con bolla, è possibile osservare inizialmente un appiattimento del c_p , seguito da un ginocchio con forte riaumento del coefficiente come mostrato in figura 4.6.

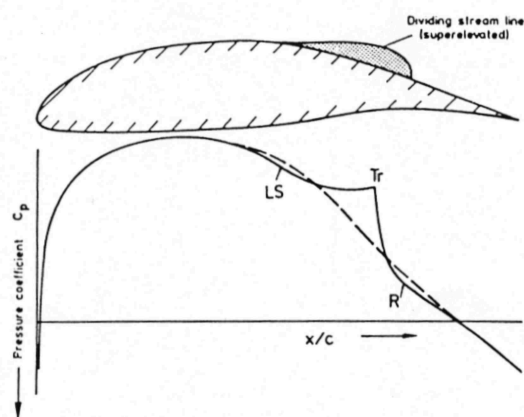


Figura 4.6: Andamento del c_p in presenza di bolla di separazione laminare

4.4. Equazioni del modello $SA - \gamma - \overline{Re_{\theta t}}$

Gli effetti principali della presenza di una Bolla di Separazione Laminare sono l'aumento della resistenza aerodinamica del corpo ed una diminuzione della sua portanza, con conseguente diminuzione globale dell'efficienza. In alcuni casi (generatori eolici) in cui il variare della direzione del vento modifica l'angolo di attacco effettivo del flusso sulle pale, la bolla può presentarsi in modo ciclico (la sua presenza è fortemente dipendente dall'angolo di attacco) inducendo così degli sbalzi di pressione e delle vibrazioni della pala stessa. La Bolla di Separazione Laminare modifica la forma effettiva di un profilo alare e di conseguenza ne influenza le prestazioni aerodinamiche.

Questo fenomeno risulta essere particolarmente complesso, e rappresenta una sfida in ambito aerodinamico, tanto da essere stato studiato da parecchi autori con approcci sia sperimentali sia numerici.

L'unica tecnica di simulazione numerica fattibile, da poter essere applicata a configurazioni complesse risulta essere quella basata su modelli di tipo RANS - *Reynolds Averaged Navier - Stokes Equations*. L'aspetto critico di un approccio numerico di tipo RANS a bassi Reynolds è rappresentato dal modo in cui viene modellata la turbolenza, infatti la presenza di bolle di separazione, sta ad indicare che la separazione è di tipo laminare e che i punti di transizione sono difficili da impostare. I modelli di turbolenza invece sono calibrati per la separazione di un flusso turbolento.

4.4 Equazioni del modello $SA - \gamma - \overline{Re_{\theta t}}$

Il set completo di equazioni RANS-SA (Reynolds Averaged Navier-Stokes e Spalart-Allmaras) per un flusso incomprimibile può essere scritto nel seguente modo:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{u} &= 0 \\ \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) + \nabla p - \nabla \cdot ((\nu + \nu_t) (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T)) &= \mathbf{0} \\ \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u} \tilde{\nu}) &= c_{b1} \tilde{S} \tilde{\nu} + \frac{c_{b2}}{\sigma} \nabla \tilde{\nu} \cdot \nabla \tilde{\nu} + \frac{1}{\sigma} \nabla \cdot ((\nu + \tilde{\nu}) \nabla \tilde{\nu}) - c_{w1} f_w \left(\frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2 \end{aligned} \quad (4.7)$$

dove \mathbf{u} è il vettore velocità, $p = P/\rho$ è la pressione divisa per la densità, d è la minima distanza dalla parete, ν è la viscosità cinematica e ν_t è la viscosità turbolenta, che è calcolata per mezzo della $\tilde{\nu}$ secondo la seguente relazione:

$$\nu_t = f_{v1} \tilde{\nu}. \quad (4.8)$$

Di seguito, vengono mostrate le funzioni di chiusura, per completare il sistema

Capitolo 4. Il modello di turbolenza SA – γ – $\overline{Re_{\theta t}}$

di equazioni alle derivate parziali (PDE) proposto nelle 4.7:

$$\begin{aligned}
 f_{v1} &= \frac{\chi^3}{(\chi^3 + c_{v1}^3)}, & f_{v2} &= 1 - \frac{\chi}{(1 + \chi f_{v1})}, \\
 g &= r + c_{w2}(r^6 - r), & f_w &= g \left[\frac{1 + c_{w3}^6}{g^6 + c_{w3}^6} \right]^{\frac{1}{6}}, \\
 \tilde{S} &= \max \left(\Omega + \frac{\tilde{\nu}}{k^2 d^2} f_{v2}, 0.3\Omega \right), & r &= \begin{cases} r_{max} & \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S} k^2 d^2} < 0 \\ \min \left(\frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S} k^2 d^2}, r_{max} \right) & \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S} k^2 d^2} \geq 0 \end{cases},
 \end{aligned} \tag{4.9}$$

dove $\chi = \tilde{\nu}/\nu$ è la variabile turbolenta adimensionale, $\Omega = \sqrt{2\mathbf{W} : \mathbf{W}}$ è il modulo del tensore della vorticità e \tilde{S} è una funzione che dipende sia dal modulo della vorticità, Ω , che da $\tilde{\nu}$. La funzione r è valutata come riportato in [9], in modo da aumentare la stabilità numerica, e r_{max} una costante positiva definita dall’utente. Infine, per completare la definizione del modello di turbolenza SA, vengono utilizzate le seguenti costanti:

$$c_{b1} = 0.1355, \quad c_{b2} = 0.622, \quad c_{v1} = 7.1, \tag{4.10}$$

$$\sigma = 2/3, \quad c_{w1} = \frac{c_{b1}}{k^2} + \frac{(1 + c_{b2})}{\sigma}, \tag{4.11}$$

$$c_{w2} = 0.3, \quad c_{w3} = 2, \quad k = 0.41, \tag{4.12}$$

Inoltre, in questo modello presentato, allo Spalart–Allmaras standard (a meno del termine trip) vengono aggiunte due equazioni aggiuntive per descrivere il processo di transizione dello strato limite cinematico da laminare a turbolento:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \gamma}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\gamma) &= P_\gamma - D_\gamma + \nabla \cdot \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_f} \right) \nabla \gamma \right], \\
 \frac{\partial \overline{Re_{\theta t}}}{\partial t} \nabla \cdot (\mathbf{u}\overline{Re_{\theta t}}) &= P_{\theta t} + \nabla \cdot [\sigma_{\theta t} (\nu + \nu_t) \nabla \overline{Re_{\theta t}}].
 \end{aligned} \tag{4.13}$$

Il termine sorgente nell’equazione di trasporto della γ è definito:

$$\begin{aligned}
 P_\gamma &= c_{a1} S [\gamma F_{\text{onset}}]^{0.5} (1 - c_{e1} \gamma) F_{\text{length}}, \\
 D_\gamma &= c_{a2} \Omega \gamma F_{\text{turb}} (c_{e2} \gamma - 1),
 \end{aligned} \tag{4.14}$$

nella P_γ il termine F_{onset} viene ricavato:

$$F_{\text{onset}} = \max(F_{\text{onset},2} - F_{\text{onset},3}, 0) \tag{4.15}$$

4.4. Equazioni del modello SA- γ - $\overline{Re_{\theta t}}$

con

$$\begin{aligned} F_{\text{onset},2} &= \min \left(\max \left(F_{\text{onset},1}, F_{\text{onset},1}^4 \right), 4 \right), \\ F_{\text{onset},3} &= \max \left(2 - \left(\frac{R_T}{2.5} \right)^3 \right), \\ F_{\text{onset},1} &= \frac{Re_\nu}{2.193 Re_{\theta c}}. \end{aligned} \quad (4.16)$$

Nell’equazione 4.16 i termini Re_ν e R_T sono ottenuti nel modo seguente:

$$Re_\nu = \frac{Sd^2}{\nu} \quad R_T = \frac{\nu_t}{\nu}. \quad (4.17)$$

In maniera differente, gli aspetti riguardanti i termini: F_{length} e $Re_{\theta,c}$ verranno descritti nel prossimo paragrafo. D’altra parte, per il termine della distruzione D_γ , il coefficiente F_{turb} è definito:

$$F_{\text{turb}} = \exp \left(-\frac{R_T}{4} \right)^4, \quad (4.18)$$

indicando con $S = \sqrt{2\mathbf{D} : \mathbf{D}}$ il modulo del tensore delle velocità di deformazione.

Per quanto riguarda il termine sorgente nell’equazione di trasporto per $\overline{Re_{\theta t}}$, $P_{\theta t}$, viene utilizzata la seguente equazione:

$$P_{\theta t} = \frac{c_{\theta t}}{T} (Re_{\theta t} - \overline{Re_{\theta t}}) (1 - F_{\theta t}). \quad (4.19)$$

Nell’equazione 4.19 l’ultimo termine $F_{\theta,t}$ è definito come:

$$F_{\theta t} = \min \left(\max \left(\exp \left(-\frac{d}{\delta} \right)^4, 1 - \left(\frac{\gamma - 1/c_{e2}}{1 - 1/c_{e2}} \right)^2 \right), 1.0 \right) \quad (4.20)$$

in cui δ viene calcolato utilizzando la seguente equazione:

$$\delta = \frac{375\Omega\nu\overline{Re_{\theta t}}d}{|\mathbf{u}|^2} \quad (4.21)$$

e T è $500\nu/|\mathbf{u}|^2$. Infine la valutazione di $Re_{\theta t}$ nell’equazione 4.19 verrà trattata insieme al coefficiente F_{length} nel prossimo paragrafo.

Come per il modello di turbolenza, per la chiusura delle 4.13, vengono utilizzate

Capitolo 4. Il modello di turbolenza SA - γ - $\overline{Re_{\theta t}}$

le seguenti costanti:

$$c_{a1} = 2.0, \quad c_{a2} = 0.06, \quad c_{e1} = 1.0, \quad (4.22)$$

$$c_{e2} = 50, \quad c_{\theta,t} = 0.03, \quad \sigma_f = 1.0, \quad (4.23)$$

$$\sigma_{\theta,t} = 2.0. \quad (4.24)$$

In conclusione, è da evidenziare il fatto che per tener conto degli effetti della transizione i termini di produzione e di distruzione che appaiono nell’equazione di trasporto per la $\tilde{\nu}$ sono opportunamente modificati:

$$\begin{aligned} P_{\tilde{\nu}} &= \gamma_{\text{eff}} (c_{b1} \tilde{S} \tilde{\nu}), \\ D_{\tilde{\nu}} &= \max(\min(\gamma, 0.5), 1.0) \left[c_{w1} f_w \left(\frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad (4.25)$$

Di conseguenza l’equazione di trasporto per la $\tilde{\nu}$ è riscritta come:

$$\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u} \tilde{\nu}) = P_{\tilde{\nu}} - D_{\tilde{\nu}} + \frac{c_{b2}}{\sigma} \nabla \tilde{\nu} \cdot \nabla \tilde{\nu} + \frac{1}{\sigma} \nabla \cdot ((\nu + \tilde{\nu}) \nabla \tilde{\nu}). \quad (4.26)$$

Il termine γ_{eff} viene definito secondo la seguente equazione:

$$\gamma_{\text{eff}} = \max(\gamma, \gamma_{\text{sep}}) \quad (4.27)$$

con

$$\gamma_{\text{sep}} = \min \left(2.0 \cdot \max \left[0, \left(\frac{Re_{\nu}}{3.235 Re_{\theta c}} \right) - 1 \right] F_{reattach}, 2.0 \right) F_{\theta t} \quad (4.28)$$

e

$$F_{reattach} = \exp \left(-\frac{R_T}{20} \right)^4. \quad (4.29)$$

4.4.1 Correlazioni empiriche

Il presente modello contiene, come altri approcci γ - $\overline{Re_{\theta t}}$ disponibili in letteratura, tre correlazioni empiriche per il calcolo della $Re_{\theta t}$, $Re_{\theta c}$ ed F_{length} . $Re_{\theta c}$, è presente nelle 4.16 e rappresenta il numero di Reynolds critico quando l’intermittenza, γ inizia ad aumentare nello strato limite. Questo tipicamente avviene a monte del numero di Reynolds della transizione, $Re_{\theta t}$. Questo elemento è legato al fatto che esiste un intervallo di tempo tra l’istante in cui la turbolenza inizia a raggiungere livelli apprezzabili all’interno dello strato limite e qualsiasi cambiamento significativo nel profilo laminare della velocità. F_{length} , che appare come termine di produzione nell’equazione di trasporto della γ , è una correlazione empirica che controlla l’estensione della regione di transizio-

4.4. Equazioni del modello SA- γ - $\overline{Re_{\theta t}}$

ne. Nei primi contributi forniti da Menter et al. [5] queste tre variabili sono correlate nel seguente modo:

$$Re_{\theta t} = f(Tu, \lambda_{\theta}) \quad F_{\text{length}} = f(\overline{Re_{\theta t}}) \quad Re_{\theta c} = f(\overline{Re_{\theta t}}) \quad (4.30)$$

dove Tu è l'intensità di turbolenza e λ_{θ} è il coefficiente del gradiente di pressione di Thwaites:

$$\lambda_{\theta} = \frac{\theta^2}{\nu} \frac{d|\mathbf{u}|}{ds}. \quad (4.31)$$

Abbastanza sorprendentemente queste correlazioni non sono state rilasciate nelle pubblicazioni di Menter et al. [5] dal momento che sono proprietarie. Per questo motivo, sono presenti in letteratura, diversi approcci specifici per queste correlazioni. In questo lavoro, diversi approcci sviluppati e abbinati al SST k - ω , sono stati implementati, testati e comparati per il modello adottato con il nome di γ - $\overline{Re_{\theta t}}$ -SA.

Come noto in letteratura, una delle prime correlazioni per il $Re_{\theta t}$ è stata sviluppata da Abu-Ghannam and Shaw, [10]. Una espressione alternativa per tale correlazione, sviluppata da Menter et al. [4] per il modello di transizione γ - $\overline{Re_{\theta t}}$ è:

$$Re_{\theta t} = \begin{cases} (1173.51 - 589.428 \cdot Tu + 0.2196/Tu^2) F(\lambda_{\theta}) & Tu \leq 1.3 \\ 331.5 (Tu - 0.5668)^{-0.671} F(\lambda_{\theta}) & Tu > 0 \end{cases}, \quad (4.32)$$

$$F(\lambda_{\theta}) = \begin{cases} 1 + [12.986\lambda_{\theta} + 123.66\lambda_{\theta}^2 + 405.689\lambda_{\theta}^3] e^{-(\frac{Tu}{1.5})^{1.5}} & \lambda_{\theta} \leq 0 \\ 1 + 0.275 [1 - \exp(-35\lambda_{\theta})] e^{(-\frac{Tu}{0.5})} & \lambda_{\theta} > 0 \end{cases}, \quad (4.33)$$

Una importante osservazione da fare sta nel fatto che $Re_{\theta t}$ è tipicamente calcolato in maniera iterativa sul valore di θ_t , ma $Re_{\theta t}$ dipende esso stesso da θ_t attraverso λ_{θ} .

In questo lavoro sono state utilizzate una serie di correlazioni per F_{length} e $Re_{\theta c}$; in particolare quelle relative a Malan et al. [11] indicate di seguito:

$$Re_{\theta c} = \min(0.615\overline{Re_{\theta t}} + 61.5, \overline{Re_{\theta t}}), \quad (4.34)$$

$$F_{\text{length}} = \min(\exp(7.168 - 0.01173\overline{Re_{\theta t}}) + 0.5, 300).$$

Allo stesso modo sono stati provati anche gli approcci proposti da: Suluk-sna [12], Krause et al. [13], Misaka et al. [14], Petterson et al. [15]. Tutti i precedenti autori, con eccezione fatta per Krause et al., esprimono $Re_{\theta c}$ e F_{length} in funzione di $Re_{\theta t}$. Krause et al. usano anche intensità di turbolenza di freestream per definire i parametri appena citati. Un confronto tra queste

correlazioni è stato realizzato per il modello di turbolenza $k-\omega$ in [16].

4.5 Metodo numerico

Le equazioni del modello $SA-\gamma-\overline{Re_{\theta t}}$, descritte nel Par. 4.4, sono risolte numericamente attraverso un metodo ai volumi finiti (FVM). In particolare sono stati usati `pisoFoam` e `simpleFoam` che sono solutori per simulazioni rispettivamente transitorie e stazionarie per flussi incomprimibili, rilasciati ufficialmente da OpenFOAM. `pisoFoam` usa il noto algoritmo PISO, [17], per disaccoppiare la pressione alla velocità e, come gli altri solutori standard, è basato su approcci FVM collocati; viene adottata la correzione di Rhie–Chow per evitare oscillazioni nella soluzione, [18]. `OpenFOAM` (Open–source Field Operation And Manipulation), [19], è un codice non strutturato ai volumi finiti, rilasciato sotto GNU Public License (GPL). Il codice, avente una struttura di programmazione ad oggetti permette agli utilizzatori di implementare i proprio modelli e i propri solutori, all’interno del codice base, con relativa difficoltà; si guardi ad esempio, [20, 21, 22, 23, 24, 25, 26], a dimostrazione di come OpenFOAM stia ricevendo, negli ultimi anni, un crescente interesse da parte della comunità CFD.

Per tutte le simulazioni numeriche presentate in questa tesi, i termini diffusivi e i gradienti di pressione sono stati approssimati al secondo ordine di accuratezza, mentre per quanto riguarda la discretizzazione temporale è stato utilizzato un metodo implicito al secondo ordine (BDF–2, [27]). Per i termini convettivi dell’equazione della quantità di moto e dell’energia, sono stati utilizzati schemi ad alta risoluzione NVD Gamma scheme, [28].

Per quanto riguarda i solutori lineari, il metodo con gradiente bi–coniugato preconditionato (PBiCG) con il preconditionatore DILU è stato utilizzato per risolvere l’equazione discretizzata della quantità di moto, $\tilde{\nu}$, γ e $\overline{Re_{\theta t}}$. Per la pressione è stato adottato un metodo con gradiente coniugato preconditionato (PCG) con il preconditionatore diagonale Cholesky. In particolare, per la pressione è stata fissata la soglia di accuratezza locale a 10^{-7} , mentre i risultati sono stati considerati a convergenza al raggiungimento della soglia di precisione pari allo zero macchina, per i residui.

4.6 Risultati

In questa sezione verranno presentati, confrontati con dati presenti in letteratura e discussi, i risultati ottenuti dalle simulazioni CFD con il modello $SA - \gamma - \overline{Re_{\theta t}}$. Tutti i test effettuati sono riassunti nella Tabella 4.1. Il primo caso, lastra piana, è stato effettuato per valutare il comportamento del modello sulla transizione dello strato limite da laminare a turbolento, in assenza di gradiente avverso di pressione. I primi profili testati successivi, E387 e SD7003, invece sono 2 benchmarks noti per lo studio della bolla di separazione laminare a Reynolds molto bassi. Test successivi sono stati effettuati su profili, di diverse caratteristiche, utilizzati in campo eolico e a Reynolds elevati. Nell'appendice, alla fine di questo capitolo, vengono mostrati i profili alari analizzati; le caratteristiche geometriche sono riassunte nella Tabella 4.4.

Tabella 4.1: Test effettuati per la validazione del $SA - \gamma - \overline{Re_{\theta t}}$

	Reynolds	Correlazioni	n_c	y_P^*
Lastra Piana	Test T3A	Krause Suluksna Medida Phd Malan Langtry	$1.6 \cdot 10^4$ $6.4 \cdot 10^4$ $2.56 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^{-5}$ $1 \cdot 10^{-6}$
E387	$1.0 \cdot 10^5$ $2.0 \cdot 10^5$ $3.0 \cdot 10^5$	Krause Suluksna Medida Phd Malan Langtry	$1.5 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^{-4}$ $1 \cdot 10^{-5}$
SD7003	$6.0 \cdot 10^4$	Malan	$1.5 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^{-5}$
WT2	$2.0 \cdot 10^5$	Krause Suluksna Medida Phd Malan Langtry	$1.5 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^{-5}$
S809	$2.0 \cdot 10^6$ $3.0 \cdot 10^6$	Malan Medida-Baeder	$1.5 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^{-5}$
S827	$3.0 \cdot 10^6$	Malan Suluksna Medida-Baeder	$1.5 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^{-5}$
FFA-W3-221	$1.8 \cdot 10^6$	Malan	$1.5 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^{-5}$
KL002 *	$1.68 \cdot 10^5$ $2.68 \cdot 10^5$ $3.2 \cdot 10^5$	Malan	$1.5 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^{-5}$

* i risultati del KL002 verranno presentati nel capitolo successivo.

4.6.1 Lastra piana

Il primo test per il $SA - \gamma - \overline{Re_{\theta t}}$ riguarda la transizione da laminare a turbolento su una lastra piana; in particolare è stato considerato il caso della ERCOFTAC denominato T3A, che consiste in un flusso su lastra piana senza gradiente avverso di pressione. È stata effettuata una campagna di simulazione numeriche riassunte nella Tabella 4.2; tutte le griglie in questione sono di tipo strutturato, con celle a forma di quadrilatero, opportunamente infittite in prossimità della parete e del bordo di attacco. Nella Tabella 4.2 le griglie con la stessa cifra, *i.e.* 1 o 2, hanno lo stesso numero di celle, n_c , mentre l’ultima lettera indica una differente altezza della prima cella a parete, y_P . Tutte e tre le griglie utilizzate per il calcolo sono di tipo innestato.

Tabella 4.2: Griglie di calcolo per lastra piana

	n_c	$3/2 (y_P/L)$
G1a	$1.6 \cdot 10^4$	10^{-5}
G1b	$1.6 \cdot 10^4$	10^{-6}
G2a	$6.4 \cdot 10^4$	10^{-5}
G2b	$6.4 \cdot 10^4$	10^{-6}
G3b	$2.56 \cdot 10^5$	10^{-6}

Dal grafico di Figura 4.7(a) viene messo in evidenza il fatto che si arriva ad una convergenza di risultati nel momento in cui la prima cella a parete ci garantisce un $O(y^+) \simeq 1$, dove y^+ è il sottostrato viscoso adimensionalizzato sull’altezza della prima cella a parete. L’andamento del coefficiente di attrito alla parete è stato calcolato in tutti i casi della 4.7(a) utilizzando le correlazioni di Malan, ed è facile da vedere che la soluzione che non dipende dalla griglia è ottenuta con la griglia G2b. Nella Figura 4.7(b) invece è stata valutata l’influenza delle differenti correlazioni, ovviamente utilizzando la griglia G2b. È molto interessante vedere come tutte le correlazioni producano, lo stesso andamento ripido di c_f nella zona di transizione; diversamente il punto di inizio transizione è predetto con una precisione diversa. Per questa tipologia di problema, le correlazioni di *Malan et al.* sembrano offrire le migliori prestazioni globali. In conclusione, viene fatto notare quanto sia di fondamentale importanza adottare un modello di turbolenza che contempli la transizione dello strato limite da laminare a turbolento, dal momento che il modello standard SA (*Spalart Allmaras fully-turbulent*) è completamente inappropriato per questo tipo di flussi.

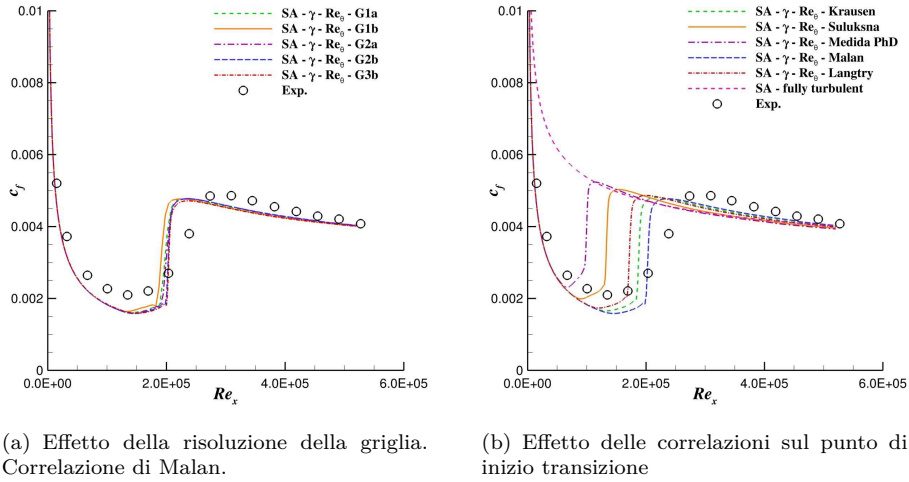


Figura 4.7: Coefficiente di attrito, test T3A.

4.6.2 Eppler 387

In questo paragrafo viene preso in considerazione il comportamento fluidodinamico del profilo alare Eppler 387 (E387), nell’immagine di seguito è rappresentata la soluzione del campo di moto delle velocità, Figura 4.8(a). Questo profilo è stato scelto per testare il modello di turbolenza $SA - \gamma - \overline{Re_{\theta t}}$, su dei casi in cui è presente la transizione indotta da separazione (*Bolla di Separazione Laminare - LSB*). Il profilo E387 è particolarmente adatto a questo scopo, dal momento che McGhee et al., [29], ha pubblicato un’ampia serie di dati sperimentali, comprendendo al loro interno anche le distribuzioni di c_p lungo la superficie del profilo a diversi numeri di Reynolds. Le soluzioni riportate in questo paragrafo sono state calcolate su di una griglia di calcolo strutturata, Figura 4.8(b), composta da circa $n_c = 1.5 \cdot 10^5$ elementi, di forma circolare con un raggio pari a 18 volte la corda del profilo. Le celle sono infittite in prossimità della superficie del profilo e l’altezza di prima cella a parete, adimensionalizzata rispetto alla corda del profilo, è stata posta pari a $y_p/c = 10^{-5}$ in modo da ottenere $O(y^+) < 1$. Il profilo E387 è stato testato a tre differenti numeri di Reynolds: $1 \cdot 10^5$, $2 \cdot 10^5$ e $3 \cdot 10^5$.

Di seguito, Figure 4.9(a), 4.9(b), è possibile vedere l’andamento del coefficiente di pressione c_p a due diversi angoli di attacco, in cui è facilmente individuabile la bolla di separazione laminare. Come ci si aspettava, il modello standard SA fully-turbulent, non individua questa zona di separazione con ricircolo di flusso, mentre le varie correlazioni testate, descrivono adeguatamente il fenomeno, fatta eccezione per la correlazione presentata da Medida all’interno della sua tesi di dottorato, che prevede un riattacco turbolento anticipato

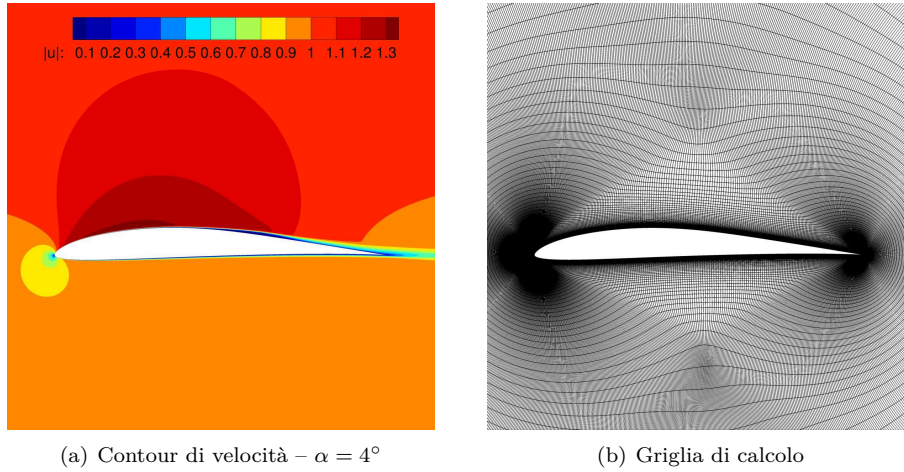


Figura 4.8: Eppler 387 - $Re = 2 \cdot 10^5$

rispetto ai dati sperimentali. Da sottolineare come XFOIL, pur fornendo una buona soluzione, risulta leggermente meno accurato del modello implementato in questo lavoro di tesi.

Nelle immagini successive, Figure 4.10(a), 4.10(c), vengono presentate le polari del profilo E387 relative ai tre numeri di Reynolds simulati ($1 \cdot 10^5$, $2 \cdot 10^5$ e $3 \cdot 10^5$), in cui vengono confrontati i coefficienti aerodinamici (c_l , c_d , $c_{m,c/4}$).

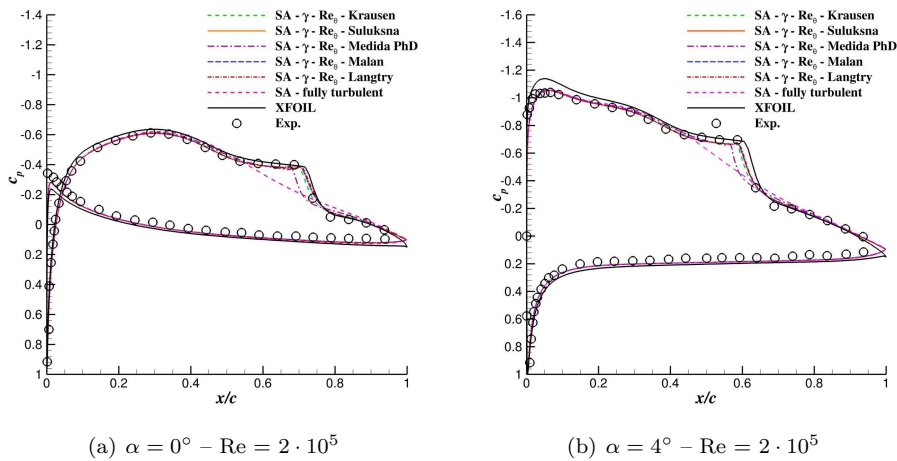
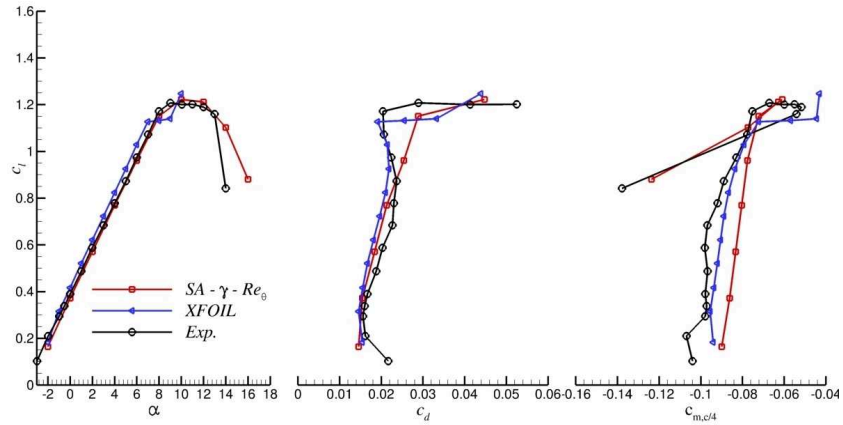
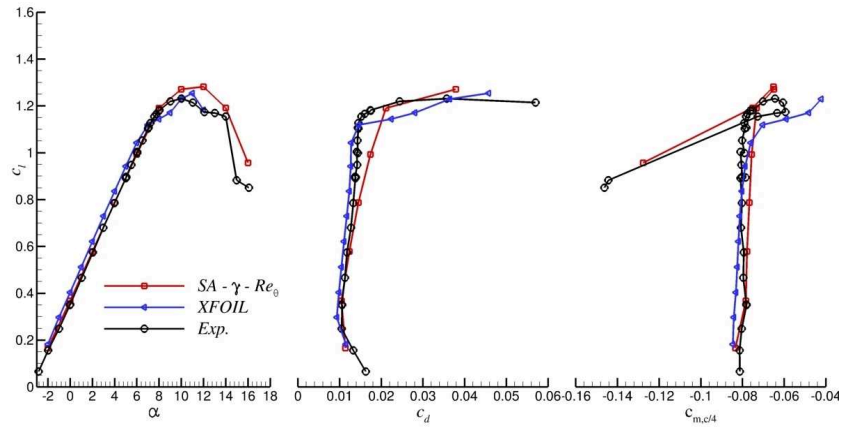


Figura 4.9: Coefficiente di pressione c_p

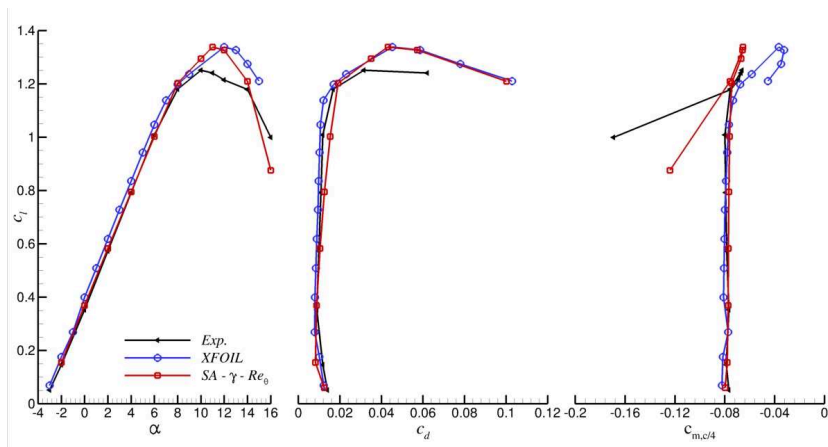
4.6. Risultati



(a) E387 – $Re = 1.0 \cdot 10^5$



(b) E387 – $Re = 2.0 \cdot 10^5$



(c) E387 – $Re = 3.0 \cdot 10^5$

Figura 4.10: Coefficienti aerodinamici – Eppler 387

Capitolo 4. Il modello di turbolenza SA - γ - $\overline{Re_{\theta t}}$

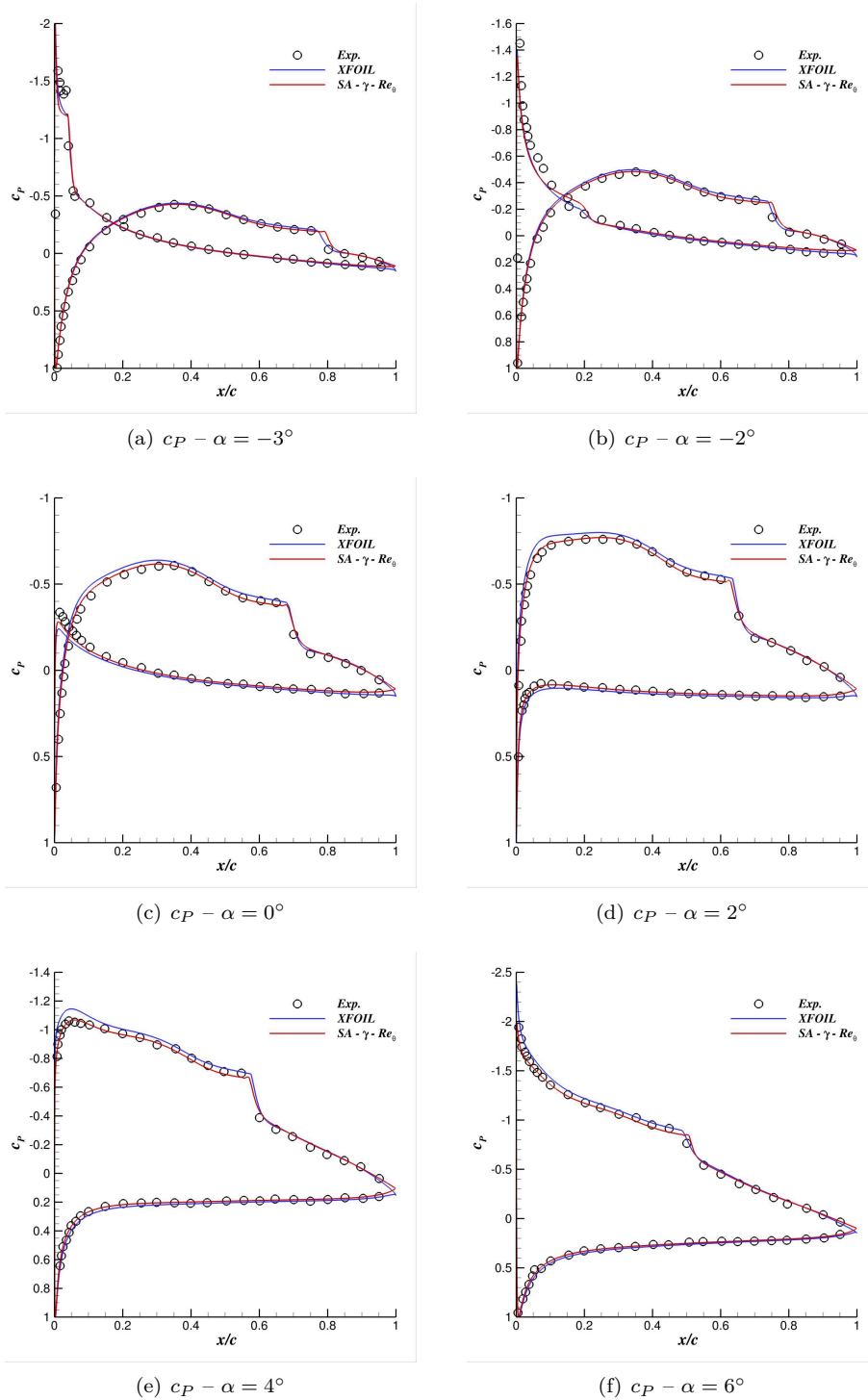


Figura 4.11: Eppler 387 - $Re = 3.0 \cdot 10^5$

4.6. Risultati

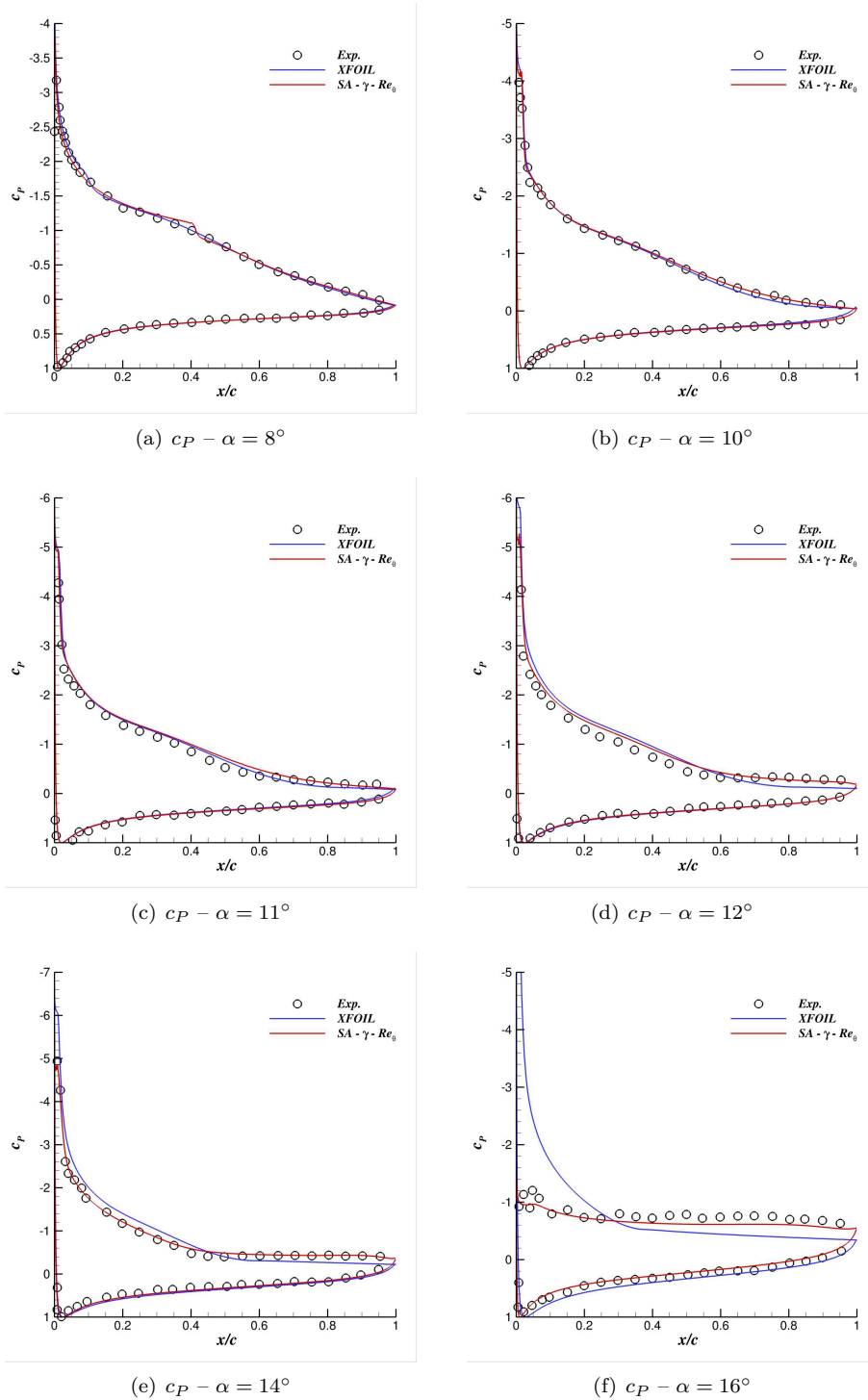


Figura 4.12: Eppler 387 – $Re = 3.0 \cdot 10^5$

4.6.3 Selig–Donovan (SD) 7003

Questa sezione presenta i risultati dell’indagine svolta analizzando il comportamento del profilo alare *Selig–Donovan (SD) 7003*, investito da un flusso incomprimibile a $Re = 6 \cdot 10^4$. Il profilo SD7003 presenta una bolla di separazione laminare (LSB) a diversi angoli di attacco, di forma piuttosto allungata, che è stata materia di indagini sia numeriche che sperimentali. In particolare, si vuole focalizzare l’attenzione sull’evoluzione della bolla, sullo stallo del profilo, e sulla possibilità di prevedere tale comportamento per mezzo di simulazioni CFD con approccio RANS. I flussi con Reynolds compresi tra 10^4 e 10^5 sono tipici di parecchie applicazioni, e rappresentano una particolare sfida per le

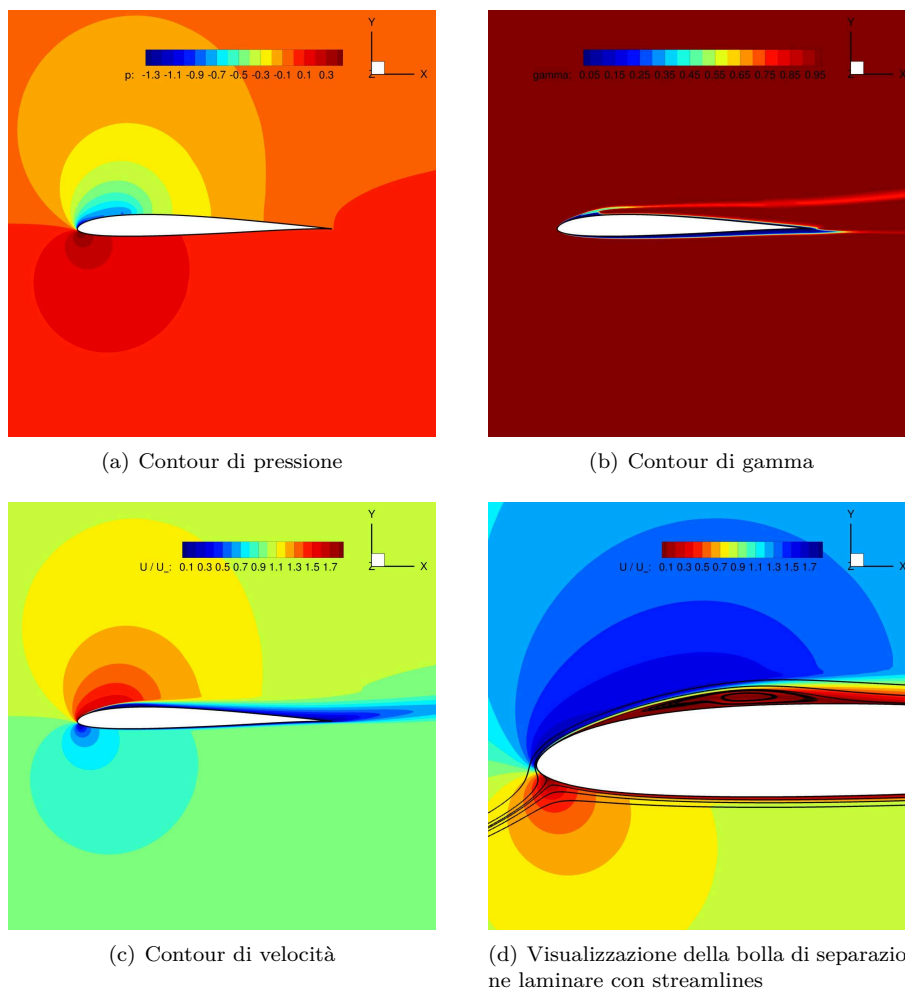


Figura 4.13: Selig–Donovan (SD) 7003 – $\alpha = 8^\circ$ – $Re = 6 \cdot 10^4$

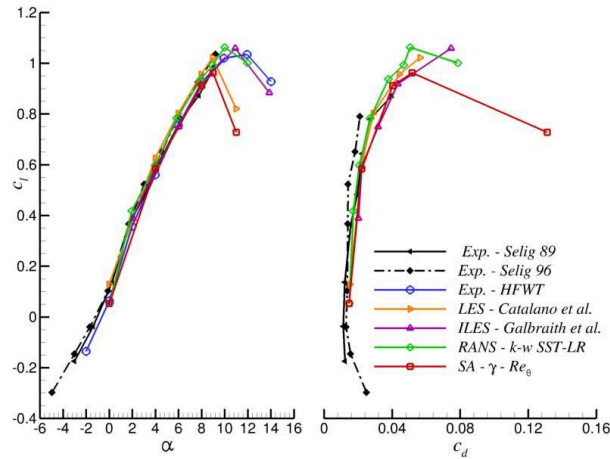


Figura 4.14: Coefficienti aerodinamici – SD 7003 – $Re = 6 \cdot 10^4$

simulazioni CFD: la presenza di una zona con bolla di separazione laminare non è facile da individuare, pertanto prevedere la zona di transizione risulta cruciale per questo tipo di flussi. Le immagini riportate in Figura 4.13, rappresentano i campi di moto generati dal profilo con angolo di attacco pari a 8° : in particolare la 4.13(b) descrive l’andamento della γ che ci permette di individuare già la zona in cui è presente la bolla di separazione laminare, mentre la 4.13(d) viene visualizzato un particolare della parte anteriore dell’estradosso, in cui viene fatta notare la bolla per mezzo di streamlines che ne evidenziano il ricircolo del flusso. Di seguito, Figura 4.14, vengono confrontati i coefficienti aerodinamici calcolati con il modello $SA - \gamma - \overline{Re_{\theta_t}}$ con altri risultati presenti in letteratura [30, 31, 32, 33, 34]. I test sperimentali [30] sono stati effettuati al *Low-Reynolds Number Tow Tank: Institute for Aerospace Research (IAR)*, al *Low-Noise, Wind Tunnel: Technical University of Braunschweig (TU-BS)* e all’ *Horizontal Free-Surface Water Tunnel (HFWT): Air Force Laboratory (AFRL)*.

L’andamento del coefficiente di portanza c_l calcolato con il modello $SA - \gamma - \overline{Re_{\theta_t}}$ descrive in maniera accurata l’andamento dei punti sperimentali e degli altri risultati ottenuti con simulazioni CFD. Per la parte relativa allo stallo, l’andamento è molto simile a quello ottenuto con simulazioni LES di Catalano e Tognaccini, che risulta essere anticipato rispetto a quanto viene indicato dai risultati sperimentali HFWF, dalle ILES di Galbraith e Visbal e dalle RANS con modello $\kappa - \omega$ SST-LR. Il coefficiente di resistenza c_d è in accordo con gli altri risultati: il c_d ad $a = 11^\circ$ non ha elementi per il confronto.

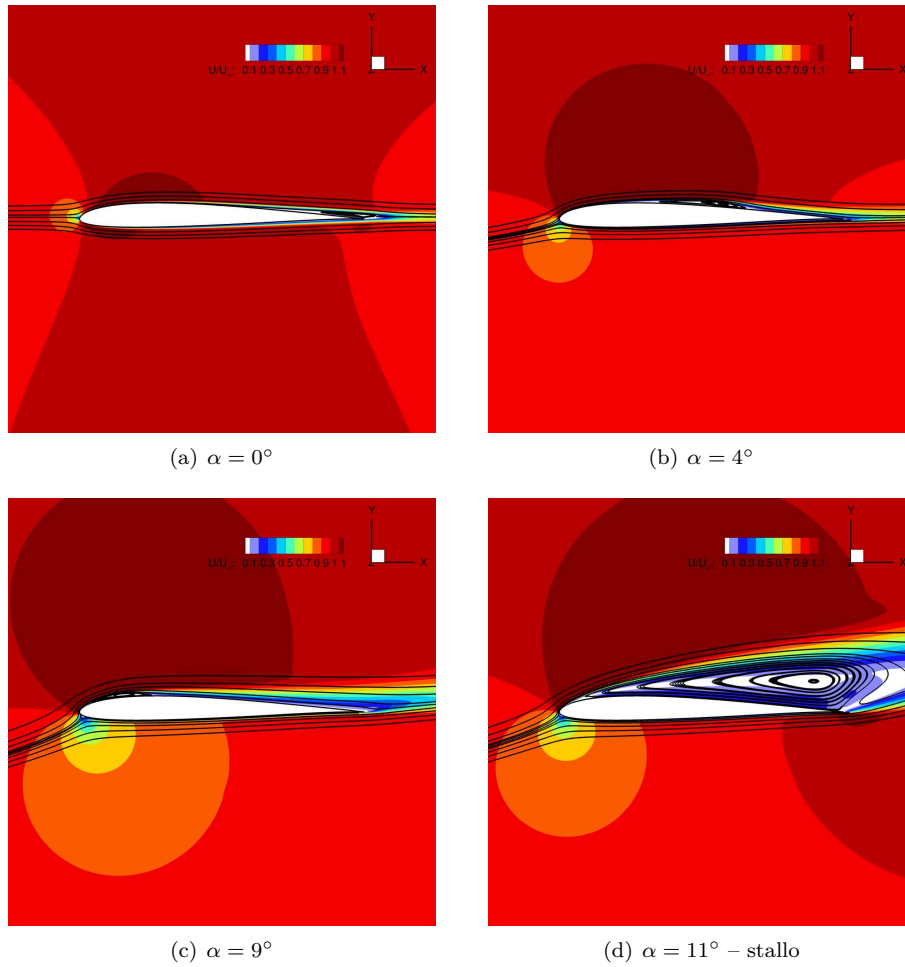


Figura 4.15: Visualizzazione della bolla di separazione laminare con streamlines
- SD 7003 - $Re = 6 \cdot 10^4$

4.6. Risultati

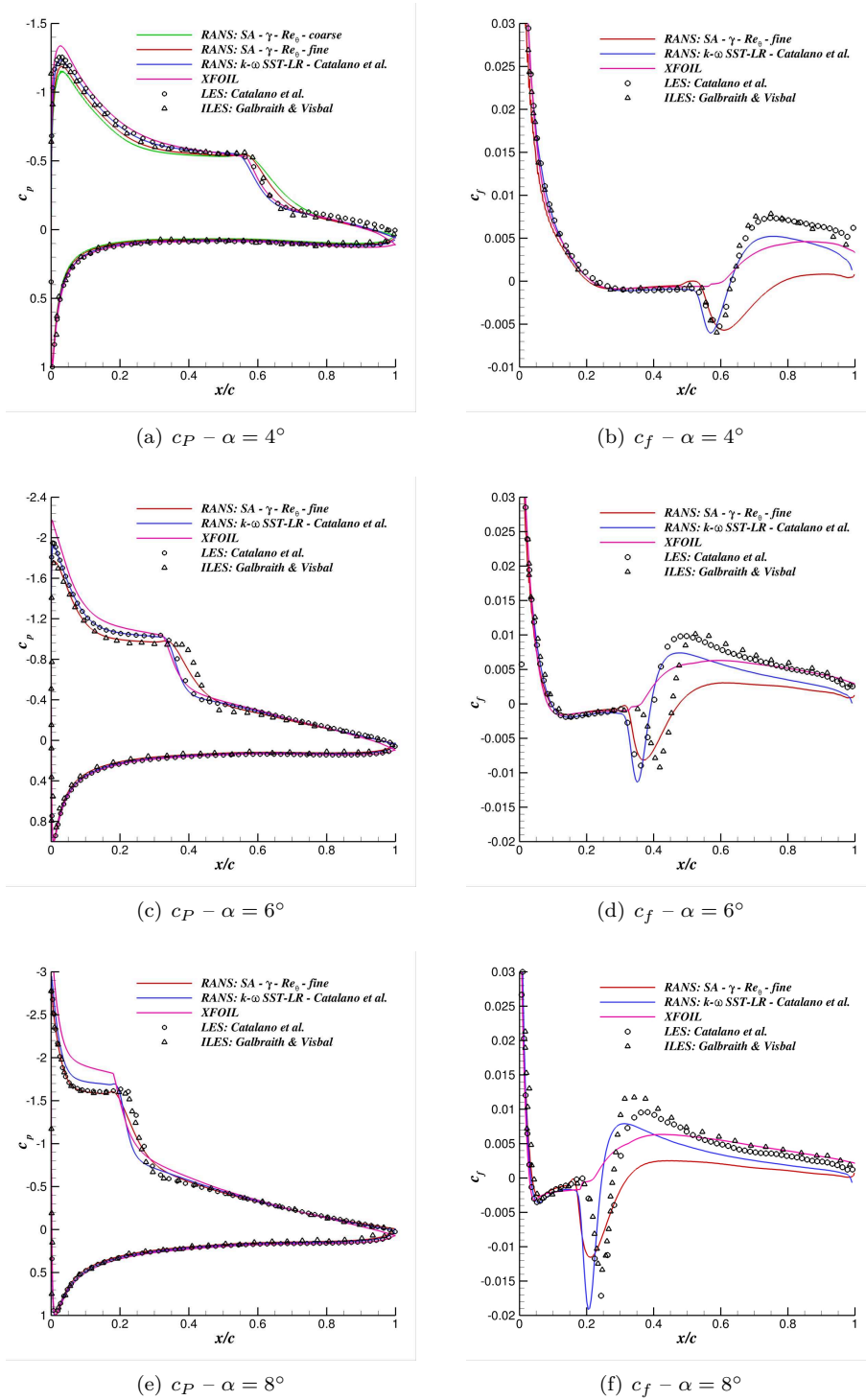


Figura 4.16: Coefficiente di pressione e di attrito – SD 7003 – $Re = 6 \cdot 10^4$

4.6.4 WT2

Il modello di turbolenza basato su correlazioni empiriche per la transizione, $SA - \gamma - \overline{Re_{\theta t}}$, è stato testato ulteriormente su profili utilizzati in ambito eolico. Il profilo alare WT2 (*Wind Turbine 2*), è un profilo alare sviluppato dall’Università Politecnica delle Marche (UNIVPM), concepito per essere posto su una sezione media di una pala per aerogeneratori di piccola taglia (potenza nominale di circa 3,5 kW). Lo spessore massimo del profilo in questione è pari al 13,9% della corda posto al 31,8%, mentre la camber massima è il 3% al 44,8% della corda. I risultati sperimentali provengono da test effettuati all’interno della Galleria Aerodinamica dell’UNIVPM.

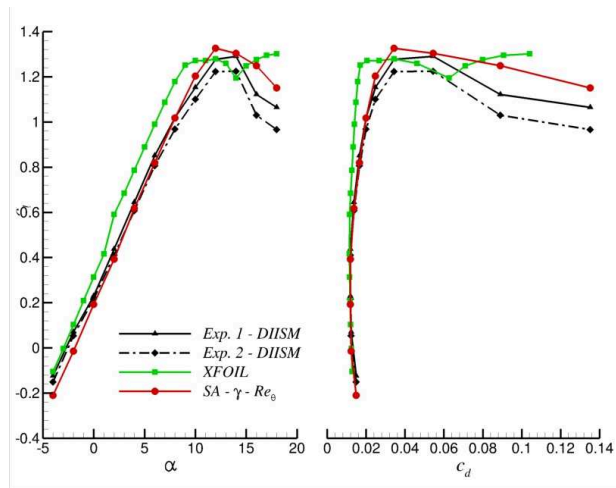


Figura 4.17: Coefficienti aerodinamici – WT2 – $Re = 2.0 \cdot 10^5$

Di seguito vengono mostrati nelle Figure 4.18 e 4.19, l’andamento del coefficiente di pressione confrontato con i risultati sperimentali, colonna di sinistra, affiancato al rispettivo campo di moto delle velocità, colonna di destra. Le scale sia per i grafici del c_p che per i contour di velocità sono le stesse per tutti gli angoli di attacco in modo da rendere più immediato il confronto fra due situazioni differenti. Risulta visibile, in maniera del tutto obiettiva, di come il modello implementato $SA - \gamma - \overline{Re_{\theta t}}$, fornisca valori di c_p in accordo con i dati sperimentali, la bolla di separazione laminare viene individuata sempre in maniera corretta: una sola imprecisione si verifica nella fase di accelerazione del flusso, nella parte di intradosso all’angolo di attacco di -4° .

4.6. Risultati

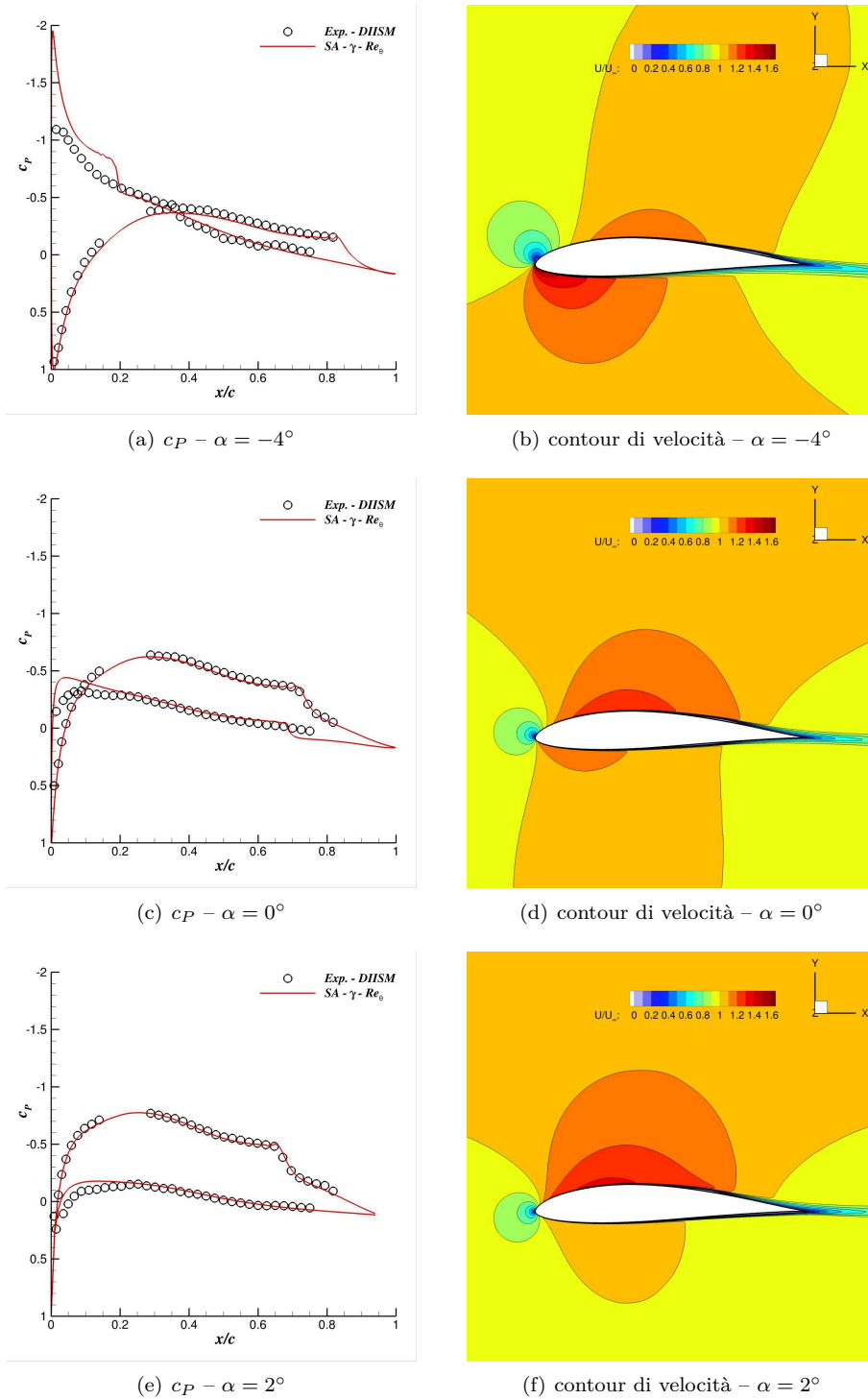


Figura 4.18: WT2 - $Re = 2.0 \cdot 10^5$

Capitolo 4. Il modello di turbolenza SA - γ - $\overline{Re}_{\theta t}$

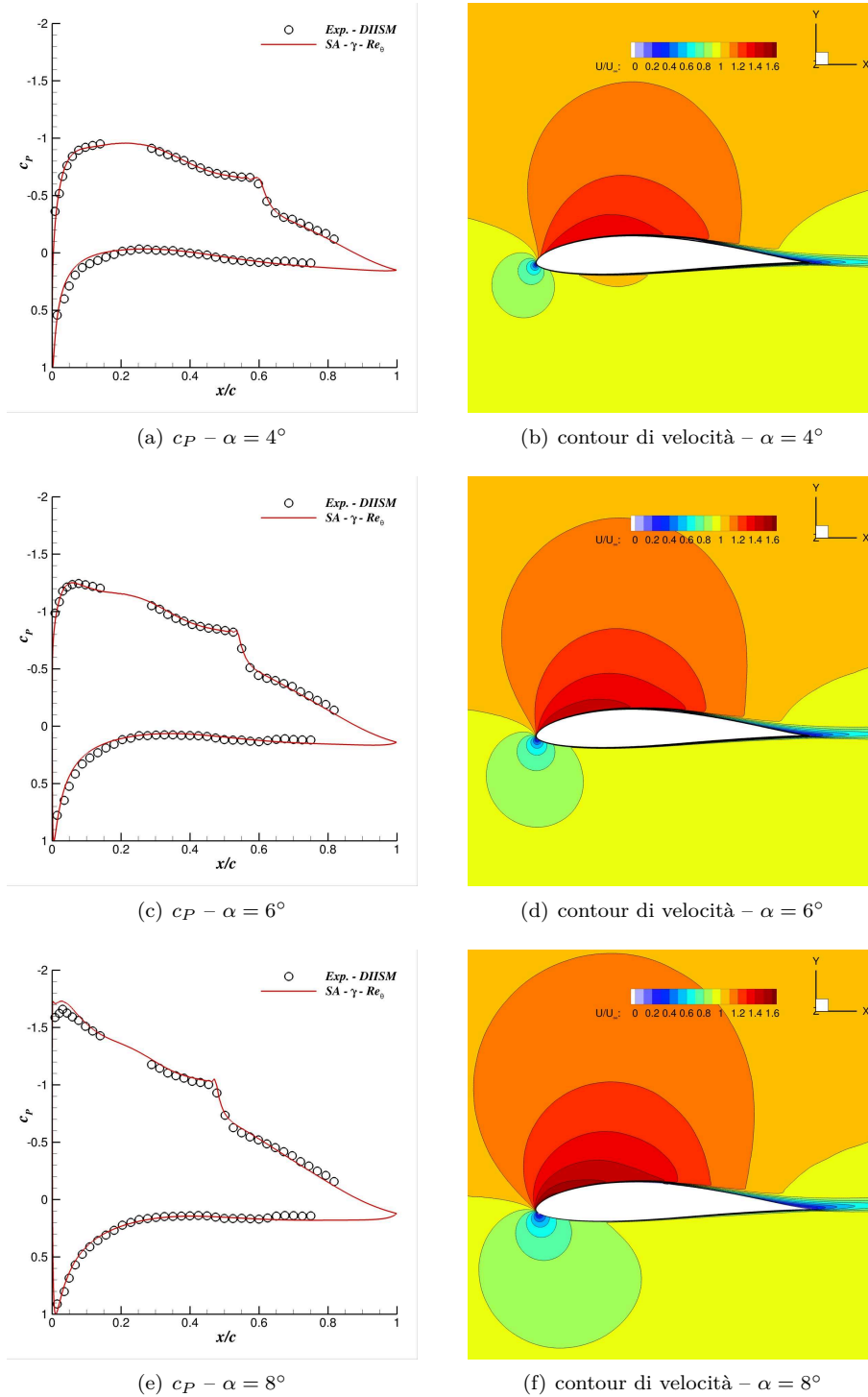


Figura 4.19: WT2 - $Re = 2.0 \cdot 10^5$

4.6.5 S809 e S827

La maggior parte dei primi profili utilizzati per turbine eoliche ad asse orizzontale, provengono dal mondo dell’aviazione. Le caratteristiche aerodinamiche di questi profili alari, prima (*National Advisory Commitee for Aeronautics – NACA*) poi (*National Aeronautics and Space Administration – NASA*), sono significativamente diverse dai profili che tratteremo in questo paragrafo: S809 ed S827. L’obiettivo è quello di testare il nostro modello di turbolenza anche su questi profili alari che essendo stati progettati esclusivamente per un utilizzo eolico, mostrano un comportamento diverso dai profili alari trattati precedentemente.

L’S809 è un profilo alare di tipo laminare, con spessore massimo pari al 21% della corda concepito per essere impiegato in turbine eoliche ad asse orizzontale. Le caratteristiche principali di questo profilo sono quelle di avere un c_l contenuto e poco sensibile alla rugosità superficiale della pala, e bassa resistenza aerodinamica. Questo profilo, inoltre, presenta uno stallo morbido.

L’S827 è anch’esso un profilo a comportamento laminare, con spessore massimo pari al 21% della corda; è un profilo per pala eolica, che trova la miglior collocazione al 75% della pala, per aerogeneratori, regolati a stallo, con diametro rotorico compreso fra 80 e 100 metri. I vincoli progettuali e gli obiettivi prefissati per i due profili appena citati sono riassunti nella Tabella 4.3

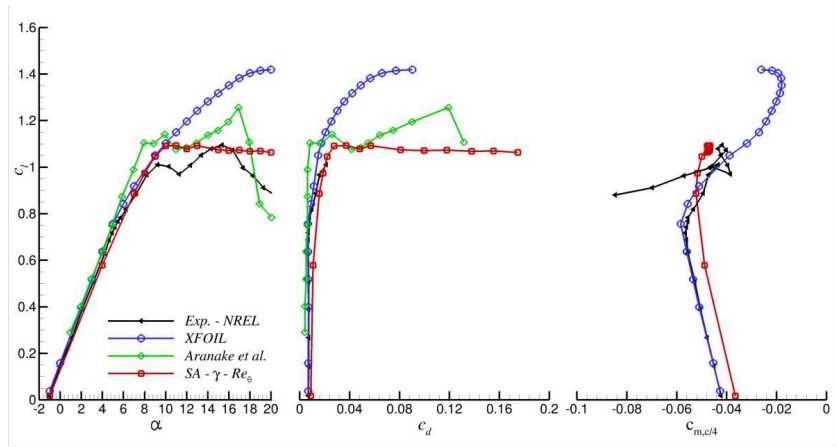
I test sperimentali effettuati sull’S809 sono stati condotti presso l’Università di Delft, (*low-turbulence wind tunnel of the Delft University of Technology Low Speed Laboratory, The Netherlands*), mentre quelli sull’S827 presso i laboratori della NASA (*NASA Langley Low-Turbulence Pressure Tunnel*), [35, 36].

Tabella 4.3: Specifiche e vincoli progettuali

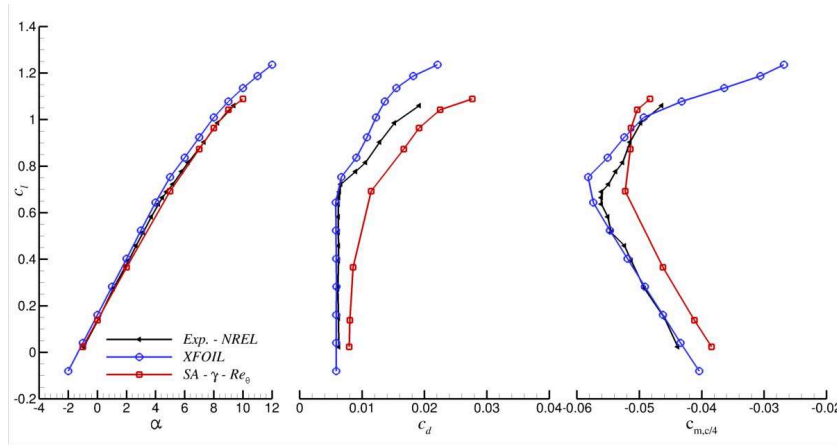
	S809	S827
Blade radial station	—	0.75
Maximum lift coefficient	1.0	1.0
“Design” lift coefficient	0.5	—
Lower limit of laminar bucket	0.2	0.2
Upper limit of laminar bucket	0.8	0.8
Minimum profile-drag coefficient	—	≤ 0.0080
Zero-lift pitching-moment coefficient	≥ -0.05	≥ -0.07
Reynolds number	$2 \cdot 10^6$	$4 \cdot 10^6$
Thickness	21%	21%

I dati ottenuti con OpenFOAM per mezzo di simulazioni RANS con il modello $SA - \gamma - \overline{Re_{\theta t}}$ sono stati validati anche con risultati numerici ottenuti da *Aranake et al.* [37], Figura 4.20, sia per quanto riguarda l’S809 sia per l’S827. Anche Aranake, come è stato fatto in questa tesi, ha condotto simula-

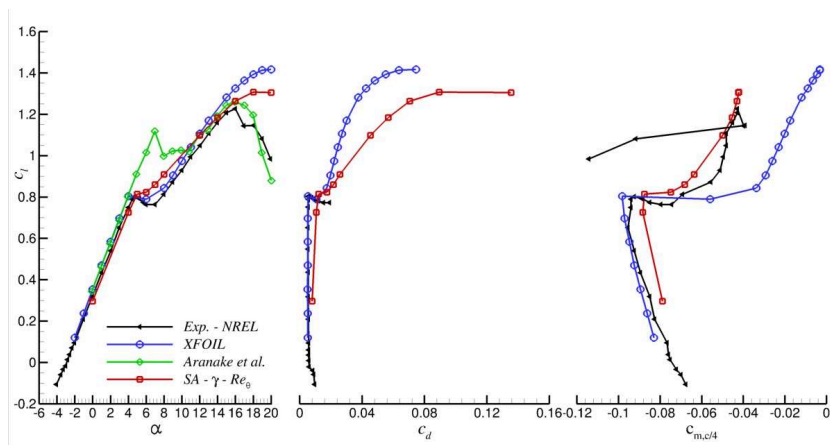
Capitolo 4. Il modello di turbolenza SA - γ - $\overline{Re}_{\theta t}$



(a) S809 - $Re = 2.0 \cdot 10^6$



(b) S809 - $Re = 3.0 \cdot 10^6$



(c) S827 - $Re = 3.0 \cdot 10^6$

Figura 4.20: Coefficienti aerodinamici – S809 e S827

zioni CFD con un modello di turbolenza in cui abbina le equazioni di γ e $Re_{\theta t}$ allo Spalart–Allmaras: il solutore utilizzato invece è OVERTURNS, che risolve le equazioni di Navier–Stokes mediate alla Reynolds in flussi comprimibili, mentre non fornisce alcuna indicazione sulle correlazioni utilizzate.

4.6.6 FFA–W3–211

Il profilo alare FFA-W3-211 deriva dalla serie dei profili FFA progettati dalla FLYGTEKNISKA FÖRSÖKSANSTALTEN (Istituto di Ricerca Aeronautica Svedese). Questa tipologia di profili è stata inizialmente progettata per turbine ad asse orizzontale con il diametro del rotore di 45 metri operanti a *tip-speed ratio* costante con controllo dell’imbardata. I profili FFA nascono con l’obiettivo di avere una maggior efficienza strutturale e un C_l di progetto più alto dei più comuni profili alari nell’aviazione generale. Vengono progettati con differenti valori del rapporto tra spessore e corda a seconda della zona che occuperanno nella pala della turbina.

Le lettere W3 indicano che fanno parte della terza serie dei profili FFA: tale serie è costituita da profili aventi spessori dal 19,5% al 36%. I profili di spessore tra il 21,1% e 19,5% sono stati progettati per conformarsi ai più sottili NACA 63-6xx che vengono poi utilizzati per le parti più esterne della pala della turbina eolica. I profili più spessi sono progettati per offrire migliori prestazioni aerodinamiche per un dato rapporto tra spessore e corda di un profilo più sottile del tipo NACA 63-6xx.

Sono stati condotti test numerici con XFOIL e simulazioni CFD con OpenFOAM e i risultati ottenuti, sono stati confrontati con dati sperimentali e

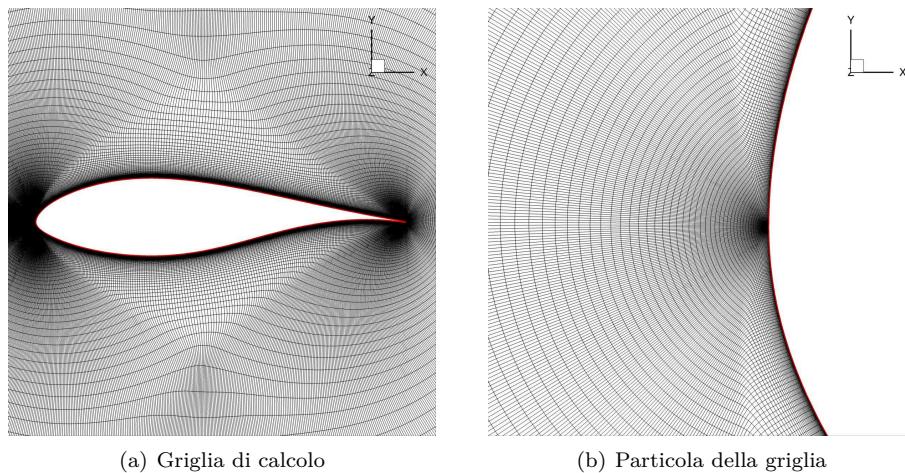


Figura 4.21: FFA–W3–211 – Griglia di calcolo

Capitolo 4. Il modello di turbolenza $SA - \gamma - \overline{Re_{\theta t}}$

numerici presenti nella letteratura scientifica . I dati sperimentali provengono da test effettuati nella galleria del vento $L2000$ presso il *KTH – Royal Institute of Technology* Stockholm: il profilo è stato testato a Reynolds $1.8 \cdot 10^6$ con un valore di intensità di turbolenza pari a 0.15%. Sono stati forniti i risultati di 2 set di misure: nel primo la transizione dello strato limite viene indotta con un nastro adesivo incollato al 5% della corda, nel secondo set di misure, invece, viene lasciata libera. I dati numerici invece provengono da simulazioni effettuate dalla *Technical University of Denmark – DTU*, [38], con il loro solutore *EllipSys2D* che risolve le equazione di Navier–Stokes incomprimibili. Il modello di turbolenza $SA - \gamma - \overline{Re_{\theta t}}$ è stato testato solo per le prove con transizione libera da laminare a turbolento.

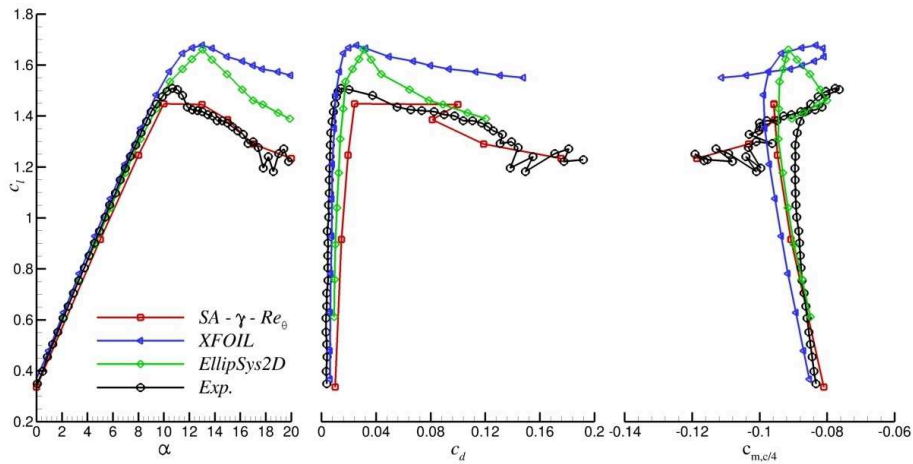


Figura 4.22: Coefficienti aerodinamici – FFA–W3–211 – $Re = 1.8 \cdot 10^6$

In Figura 4.22, vengono messi a confronto i coefficienti aerodinamici del profilo FFA–W3–211 ottenuti con i diversi approcci descritti precedentemente: tanto il software *EllipSys2D* che *XFOIL* descrivono uno stallo posticipato rispetto ai dati sperimentali; i risultati ottenuti con il $SA - \gamma - \overline{Re_{\theta t}}$ invece sono in accordo per tutto l’andamento della polare, descrivendo in maniera accurata anche la parte successiva allo stallo. L’andamento del coefficiente di resistenza viene leggermente sovrastimato dal modello in questione, ma solo nel tratto in cui il c_l è lineare, per il resto sembra essere il più vicino ai dati sperimentali rispetto agli altri due approcci di tipo numerico.

4.6.7 Appendice

Tabella 4.4: Caratteristiche geometriche dei profili alari analizzati

	th_{max}	$pos\ th_{max}$	$camber_{max}$	$pos\ camber_{max}$	$r_{L.E.}$
E387	9.1	31.1	3.8	40.4	0.51
SD7003	8.5	24.6	1.5	35.9	0.64
WT2	13.9	31.6	3	45	2.62
S809	21	38.4	1	82	0.91
S827	21.1	45.4	2.2	71	0.54
FFA-W3-211	21.1	34	2.6	73	2.7
KL002	12.8	40.8	3.65	41	.62

i valori sono espressi in percentuale di corda.

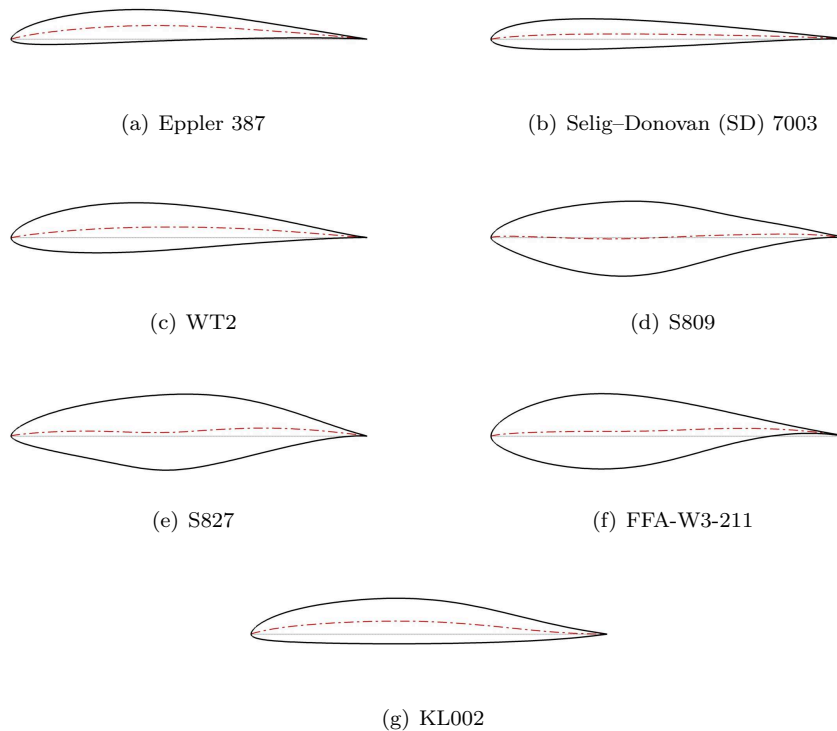
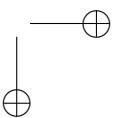
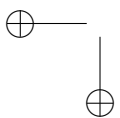
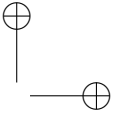
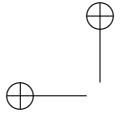


Figura 4.23: Profili alari analizzati



Capitolo 5

Profilo a camber variabile: *Morphing Wing*

Nel corso degli anni, la progettazione degli aerogeneratori ha avuto sempre più l’obiettivo di minimizzare i costi di produzione delle macchine e allo stesso tempo di massimizzare l’efficienza della macchina stessa. Questo trova la risposta nella costruzione di aerogeneratori di grandi dimensioni (10 MW di potenza con pale da circa 90 m), con profili laminari ad elevate prestazioni e sistemi di regolazione e controllo altamente precisi. Le pale, per motivi costruttivi, non possono raggiungere spessori di fibra di vetro eccessivi e quindi hanno un limite strutturale massimo imposto; a causa delle elevate forze in gioco, è possibile che le classiche tipologie di regolazione non possano essere utilizzate per i motivi strutturali appena citati.

I profili laminari di ultima generazione utilizzano dei particolari flap che permettono di adattare il profilo alare a differenti condizioni di flusso, al fine di ottenere una portanza più alta alle basse velocità e una minore resistenza alle alte velocità. I flap appena citati, non presentano evidenti discontinuità di superficie tra la parte fissa e quella mobile, ed eseguono una vera e propria alterazione della camber del profilo durante il loro azionamento. Il primo alante ad elevate prestazioni aerodinamiche che è stato equipaggiato con questa tipologia di *flap a cambiamento di camber*, è stato il SZD-56 DIANA2, che ad oggi è al vertice delle competizioni tra gli alianti di classe 15-m. L’ala per alianti presa in esame, è formata da una parte fissa e una parte mobile, e questo inevitabilmente genera un passaggio di aria tra le due parti; anche se questo fenomeno è di entità estremamente ridotta rispetto ad un flap convenzionale, è comunque un aspetto che produce una perdita di prestazioni.

Per questi motivi appena elencati, si è pensato di adattare questa tipologia di regolazione su una pala per turbine eoliche. La pala per turbine eoliche che si vuole progettare però, non sarà composta da una parte fissa e una parte mobile separate, ma sarà in grado di modificare la propria forma in base all’esigenza richiesta, pur mantenendo la continuità della superficie.

La progettazione della pala a profilo variabile – *Morphing Wing* – per aero-

Capitolo 5. Profilo a camber variabile: Morphing Wing

generatori ad asse orizzontale, ha visto come prima fase, la caratterizzazione aerodinamica di un profilo alare utilizzato in alianti ad elevate prestazioni: nello specifico, il profilo in questione è il KL002 e proviene dalla ricostruzione di una sezione alare dell’alante SZD-56 DIANA2. Ovviamente, il profilo KL002, risulta essere inadatto per applicazioni di tipo eolico, ma si è preferito prima conoscere i principi che stanno alla base di tale approccio (cambiamento di forma) studiando configurazioni già esistenti e consolidate, per poi trasferire le informazioni acquisite su sistemi aerodinamici appartenenti al settore eolico. Sul profilo in questione sono stati effettuati sia test sperimentali attraverso misure dei carichi aerodinamici con bilancia estensimetrica e analisi del profilo di velocità in scia con wake-rake, nella galleria del vento aerodinamica presso il DIISM (Dipartimento di Ingegneria Industriale e Scienze Matematiche), sia per mezzo di test numerici con XFOIL [39], sia attraverso simulazioni CFD con il modello di turbolenza $SA - \gamma - \overline{Re_{\theta t}}$ citato nel capitolo precedente. Nella fase successiva è stata eseguita una modifica al profilo base KL002, fino a renderlo qualitativamente e concettualmente adatto ad applicazioni eoliche. Il profilo generato, KL002WT-199 (*KL002 Wind Turbine*), è stato a sua volta sottoposto, con un approccio analogo al profilo base, a simulazioni numeriche in alcune delle diverse geometrie che potrà riprodurre. L’obiettivo finale è quello di caratterizzare il nuovo profilo nelle diverse posizioni di regolazione, ed ottenere informazioni utili per una progettazione preliminare di una pala per turbine eoliche che possa effettuare le regolazioni dei carichi aerodinamici attraverso il proprio cambiamento di forma.

5.1 Il profilo KL002-128/17

Il KL002-128/17, Figura 5.1, è un profilo laminare caratterizzato da una linea di camber di tipo reflex, ovvero ha una camber con un cambio di curvatura (punto di flesso) vicino al bordo di uscita. Esso è progettato per mantenere lo strato limite laminare per la maggiore distanza possibile dal bordo d’entrata. Condizione che generalmente viene raggiunta arretrando lo spessore massimo in maniera tale da raggiungere la pressione minima vicino alla coda del profilo, e ridurre al minimo la zona con gradiente di pressione avverso. Inoltre, essendo dotato di una camber reflex, avrà sull’estradosso una zona in depressione spostata in avanti mentre nel ventre del profilo, la depressione si sposta verso il bordo di uscita, generando un momento aerodinamico molto basso. Questo comporta una maggiore stabilità.

A differenza dei profili reflex tradizionali, però, tale profilo presenta un ventre fortemente piatto. La scelta di un ventre piatto è generalmente seguita per consentire camber massime apprezzabili anche a profili di modesti spes-

5.2. Ricostruzione ed elaborazione del profilo



Figura 5.1: Il profilo alare KL002-128/17

sori. Dunque il KL002 opera con basso coefficiente di resistenza perché può permettersi una camber massima rilevante (3,65%), mantenendo uno spessore relativamente basso (12,7%) e senza inarcare l'intradosso, come accade nei profili classici come il NACA2412 o NACA4414. Il fatto di possedere una camber reflex predispone il profilo ad operare in situazioni di alta velocità, in quanto consente di lavorare con angoli di flap negativi senza creare una forte spezzata nella linea di camber. Resta il fatto che il profilo deve essere performante anche alle basse velocità, per cui si ritiene opportuna una valutazione in funzionamento con angoli di flap positivi, per verificare le prestazioni in termica. Il profilo è fortemente laminare, dato che l'intradosso non ha recuperi di pressione e lo spessore massimo è molto arretrato (12.7% @ 41%). Come tutti i profili laminari, il forte recupero di pressione che si concentra in prossimità del bordo di uscita potrebbe indurre zone di separazione complete (indice di alta resistenza) o locali (indice di endemica bolla di separazione laminare). Va chiarito che non esiste un profilo migliore in senso assoluto, ma il profilo migliore in relazione al campo di applicazione richiesto; l'obiettivo del KL002 è quello di essere un profilo di buona qualità per i traversoni e a forti carichi alari. Inoltre va considerata anche la fase di atterraggio, dove occorrono coefficienti di portanza elevati per ridurre la velocità. Mentre altri profili adottati diffusamente nel mondo del volo a vela sono già predisposti ad avere un flap positivo, in quanto hanno già una concavità naturale sull'intradosso, in prossimità del bordo di uscita, nel KL002 l'adozione di un flap positivo potrebbe creare una cuspidi di intradosso che potrebbe indurre un aumento di resistenza non prevedibile. Non essendo presenti in letteratura, le coordinate del profilo sono state ricostruite graficamente; pertanto, anche se il presente profilo non è la versione ufficiale, durante la trattazione continueremo a chiamarlo KL002 per semplicità.

5.2 Ricostruzione ed elaborazione del profilo

Molto spesso si verificano dei problemi relativi alla scarsità di punti che dovrebbero definire il profilo; questo equivale ad avere un profilo fortemente spigoloso che non riesce a riprodurre fedelmente il comportamento reale e riducono la capacità dei software di convergere nell'integrazione dei calcoli matematici. Per poter simulare al meglio il comportamento di un profilo ad alte prestazioni come il KL002, serve infatti, un'elevata precisione nella modellazione iniziale;

Capitolo 5. Profilo a camber variabile: Morphing Wing

a seguito della ricostruzione, la discretizzazione del profilo ottenuta dai dati in nostro possesso, si è rivelata non idonea ai fini numerici per la presenza di forti discontinuità nelle curve generate dai punti stessi. Per ovviare a questo inconveniente sono state svolte delle attività preliminari per la ricostruzione mediante interpolazione con spline cubica di Hermite [40] I dati così ottenuti sono stati quindi riprocessati secondo la polinomiale di *Wilson – Lissaman*:

$$y = a_0\sqrt{x} + \sum_{n=1}^m a_n x^n \quad (5.1)$$

La struttura matematica di questa equazione è stata appositamente scelta; il primo termine, garantisce la tangenza verticale dei due tratti, estradosso ed intradosso, nel punto di giunzione sul naso a $x = 0$. È possibile notare, inoltre, l’assenza del termine noto, che garantisce il passaggio, per entrambi i tratti, nel punto di coordinate $(0, 0)$, ovvero nel naso del profilo normalizzato. I coefficienti che appaiono nell’equazione di *Wilson – Lissman* sono stati calcolati attraverso un codice di calcolo sviluppato appositamente (scritto in linguaggio FORTRAN), in cui si opera la minimizzazione dell’errore quadratico fra il punto ottenuto con l’equazione ed il dato di partenza (x_i, y_i) , fornito in input al codice di calcolo. In particolare, a partire dallo scarto fra il dato y_i ed il valore calcolato espresso nell’equazione:

$$e_i = y_i - \left(a_0\sqrt{x_i} + \sum_{n=1}^m a_n x_i^n \right) \quad (5.2)$$

viene risolto un sistema lineare derivante dalla condizione di minimizzazione della seguente funzione:

$$e = \left(\sum_{n=1}^m e_i^2 \right) \quad (5.3)$$

$$\min \sum_{i=1}^N e_i^2 \rightarrow \frac{\partial}{\partial a_n} \sum_{i=1}^N e_i^2 = 0 \quad (5.4)$$

$$\begin{cases} \sum 2\sqrt{x_0} [y_0 - (a_0\sqrt{x_0} + a_1x_0 + a_2x_0^2 + \dots + a_mx_0^m)] = 0 \\ \sum 2x_0 [y_0 - (a_0\sqrt{x_0} + a_1x_0 + a_2x_0^2 + \dots + a_mx_0^m)] = 0 \\ \vdots \\ \sum 2x_0^m [y_0 - (a_0\sqrt{x_0} + a_1x_0 + a_2x_0^2 + \dots + a_mx_0^m)] = 0 \end{cases} \quad (5.5)$$

Si precisa che, nell’approccio utilizzato, si prevede la minimizzazione della funzione, a cui viene accoppiato il vincolo di passaggio per il punto $(1, 0)$, il

5.3. Setup di misura sperimentale

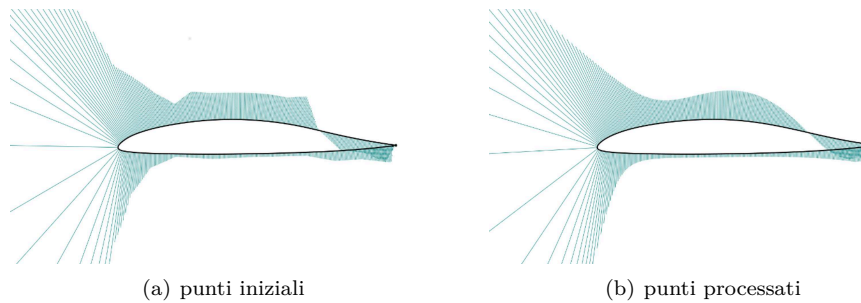


Figura 5.2: Analisi della curvatura del profilo alare KL002

quale identifica il bordo di uscita del profilo alare in coordinate adimensionali. Nella Figura 5.2 è riportato il confronto fra la curvatura puntuale del profilo creato dai punti iniziali e il profilo ottenuto dall’elaborazione secondo la tecnica riportata in precedenza. I grafici in alto 5.2(a) e 5.2(b) mostrano che il profilo ricostruito matematicamente presenta una distribuzione di curvatura continua: la curvatura è visualizzata come segmenti uscenti dal profilo, di dimensione pari al proprio modulo.

Il profilo, successivamente è stato riprodotto in scala considerando le dimensioni della galleria del vento, realizzato mediante una stampante 3D di tipo “Polyjet”, Figura 5.3; questa rappresenta la tecnologia più all’avanguardia nel settore dello stampaggio 3D, e consente di raggiungere le finiture superficiali migliori (fino a 0,70 mm).

5.3 Setup di misura sperimentale

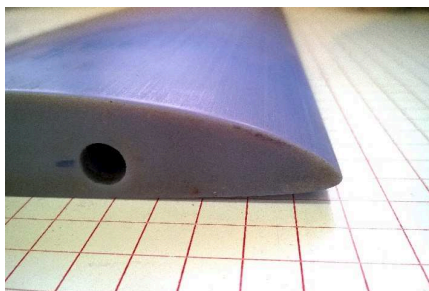
Le prove sul profilo oggetto di questa tesi, sono state effettuate nella galleria del vento aerodinamica dell’Università Politecnica delle Marche. Dal punto di vista sperimentale risulta molto utile l’utilizzo delle gallerie del vento poiché garantiscono l’uniformità del flusso cioè stazionarietà e assenza di turbolenza. La galleria in oggetto è a circuito aperto e di tipo subsonico, dato che la velocità massima raggiungibile è di 30m/s con un relativo numero di Mach pari a 0,12 (quindi all’interno delle ipotesi di comprimibilità). Essa può essere suddivisa in diverse sezioni che, in ordine di percorrenza del fluido sono:

- **prima sezione:** costituita da due dispositivi passivi per il controllo della turbolenza chiamati honeycombs e screen-mesh. Il primo consiste in un pannello a nido d’ape che raddrizza il flusso ed elimina le turbolenze più grandi permettendo il solo passaggio dei vortici più piccoli, mentre il secondo è costituito da più retine disposte in serie che spezzano ulteriormente i vortici;

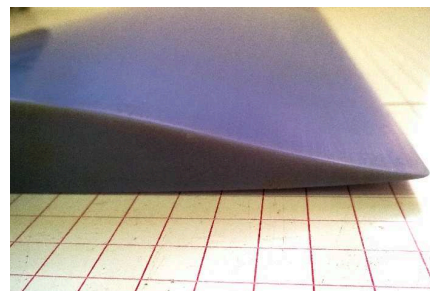
Capitolo 5. Profilo a camber variabile: Morphing Wing



(a) Modello in scala del profilo KL002



(b) Naso del profilo



(c) Coda del profilo

Figura 5.3: Profilo 3D per test in galleria del vento aerodinamica

- **seconda sezione:** costituita dal convergente con un rapporto tra le aree di ingresso/uscita pari a 4:1 che permette la riduzione della pressione statica a vantaggio di quella dinamica; il flusso quindi accelera riducendo ulteriormente la sua turbolenza essendo incanalato in una restrizione;
- **terza sezione:** consiste nella camera di prova che ha dimensioni (nella sezione media) pari a 393 mm di altezza (Z), 643 mm di larghezza (Y) e 1650 mm di lunghezza (X). Ha una geometria divergente, infatti la dimensione verticale Z aumenta con un angolo di $1,57^\circ$ per contrastare la crescita dello strato limite sulle pareti ed evitare il restringimento della vena fluida;

5.3. Setup di misura sperimentale

- **quarta sezione:** costituita dal divergente per il recupero di pressione e lo scarico dell'aria in ambiente.

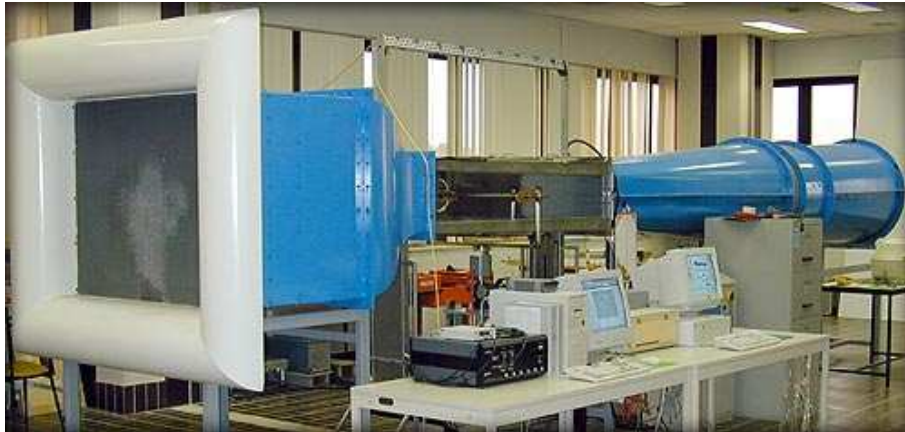


Figura 5.4: Galleria del vento aerodinamica

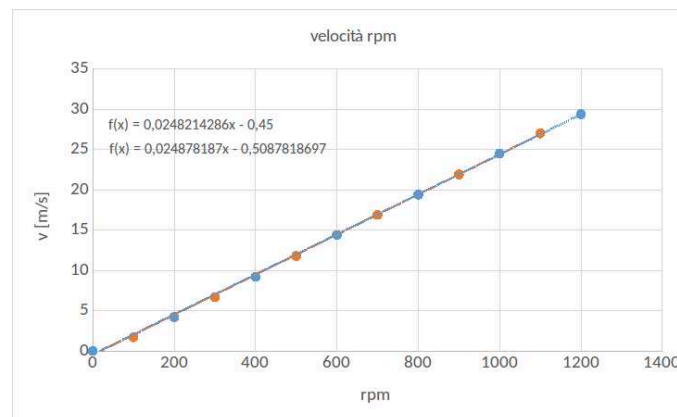


Figura 5.5: Curva di calibrazione della galleria del vento aerodinamica

Il flusso viene creato da un ventilatore di potenza 5kW con inverter per la variazione del numero di giri, posto a valle dell'ultima sezione per evitare che la rotazionalità del flusso influisca sulle misure.

5.3.1 Misure dei carichi aerodinamici con bilancia estensimetrica

La bilancia estensimetrica è lo strumento che ci permette di verificare sperimentalmente le prestazioni e le caratteristiche aerodinamiche di un profilo alare

Capitolo 5. Profilo a camber variabile: Morphing Wing

Tabella 5.1: Sintesi delle specifiche degli estensimetri

	Portanza	Resistenza	Momento
Sensibilità statica	0.1 V/N	-0.099 V/N	-1.04 V/Nm
Risoluzione	0.009810 N	0.009810 N	0.000981 N
Portata	50 N	20 N	0.5 Nm
Ripetibilità	0.019 N	-0.035N	0.00014 Nm
Range di misura vera al 95% ($2S_i$)	Carico Misurato ± 0.037 N	Carico Misurato ± 0.0706 N	Carico Misurato ± 0.0028 Nm

valutando le azioni aerodinamiche generate dal profilo stesso. Nello specifico, la bilancia utilizzata (Deltalab El550) è di tipo estensimetrico a 3 assi, in grado di misurare la portanza L , la resistenza D ed il momento aerodinamico M . Essa è costituita da un basamento metallico su cui è stato montato a sbalzo un perno munito di quattro tiranti/puntoni di sezione quadrata, Figura 5.6(a). Su ciascuno di essi è montato un estensimetro, alimentato da una corrente costante, che si deformerà solidalmente al sistema. Questa deformazione provocherà una variazione di resistenza degli estensimetri e quindi una caduta di tensione da cui ricaveremo il valore delle azioni aerodinamiche generate dal profilo.

Nella parte superiore del perno è posizionato il sistema che permette di vincolare l’oggetto da testare con la bilancia; in questo caso è costituito da due piatti che permettono la rotazione reciproca per la variazione dell’angolo di attacco del profilo rispetto il flusso della galleria, Figura 5.6(b). La bilancia è anche predisposta di un sistema di controllo esterno che alimenta gli estensimetri che consente l’azzeramento iniziale di ogni canale.

La bilancia con cui misuriamo i carichi aerodinamici, come è stato descritto precedentemente, si basa su un sistema di estensimetri che deformandosi generano una caduta di tensione. Questo segnale, quantificato in Volt, deve essere necessariamente convertito in una grandezza che esprime l’azione aerodinamica in oggetto, quindi deve essere trasformato in Newton. Questa procedura prende il nome di calibrazione. Nello specifico, la calibrazione si svolge misurando il segnale in tensione che deriva da carichi incrementali prodotti con pesi campione di grandezza nota: ovviamente la calibrazione deve essere ripetuta per ogni canale. In questo modo è possibile trovare una relazione matematica tra segnale e carico applicato. La classica matrice per la calibrazione della bilancia assume la forma del tipo:

$$\begin{vmatrix} L(V) \\ D(V) \\ M(V) \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} m_{LL} & m_{DL} & m_{ML} \\ m_{LD} & m_{DD} & m_{MD} \\ m_{LM} & m_{DM} & m_{MM} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} L(N) \\ D(N) \\ M(Nm) \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} b_{LL} & b_{DL} & b_{ML} \\ b_{LD} & b_{DD} & b_{MD} \\ b_{LM} & b_{DM} & b_{MM} \end{vmatrix}$$

5.3. Setup di misura sperimentale

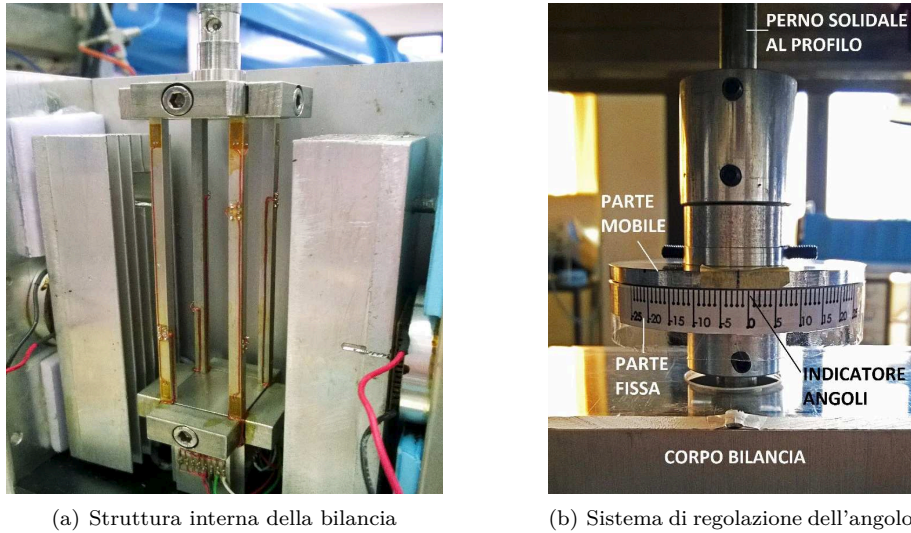


Figura 5.6: Particolari della bilancia estensimetrica

L’azzeramento del segnale in uscita da ogni estensimetro ad ogni prova, ci consente di escludere la matrice dei termini noti, inoltre la verifica dell’assenza di segnale sensibile nelle direzioni non direttamente caricate – *assenza di crosstalk* – rende la matrice dei coefficienti m_{ij} diagonale. La matrice di calibrazione utilizzata per le nostre misure sperimentali diventa pertanto:

$$\begin{vmatrix} L(N) \\ D(N) \\ M(Nm) \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 989.93 & 0 & 0 \\ 0 & 1028.84 & 0 \\ 0 & 0 & 1267.10 \end{vmatrix}^{-1} \begin{vmatrix} L(V) \\ D(V) \\ M(V) \end{vmatrix}$$

5.3.2 Misure del profilo di velocità in scia

L’andamento della velocità in scia al profilo, necessario per la valutazione della resistenza aerodinamica, è stato ottenuto con una misurazione della pressione totale nei vari punti d’indagine. A tale scopo è stato realizzato, in precedenti lavori di tesi, un pettine multipresa detto *wake-rake*, Figura 5.7, è composto da una fitta schiera di prese di pressione totali, permettendo la misura della velocità in un’ampia porzione di flusso minimizzando i tempi di misura e limitando le variazioni delle condizioni di prova.

Le prese di pressione sono state realizzate con aghi da 1.3 mm di diametro disposti a 25 mm dall’estremità superiore dello strumento per evitare l’influenza degli effetti di bordo provocati dalla carenatura. Il loro interasse di 1.3 mm permette di evitare che l’accelerazione del flusso in prossimità dei nasi delle

Capitolo 5. Profilo a camber variabile: Morphing Wing



Figura 5.7: Wake-rake per la misura di velocità in scia

prese, provochi un mutuo disturbo alle stesse. Il supporto dello strumento è costituito da un manico di rame all'interno del quale passano i tubi in PVC. Lo strumento è stato posizionato in galleria usufruendo di un apposito foro realizzato sulla parete laterale della camera di prova e la distanza fra la coda del profilo e lo strumento è pari al 70% dello corda, come richiesto dalle teorie per il calcolo del coefficiente di resistenza.



Figura 5.8: Profilo 3D in galleria del vento

5.4 Risultati del KL002

All’interno di questo paragrafo verranno presentati i risultati, sia sperimentali che numerici, dell’analisi condotta sul profilo alare KL002. I risultati proposti, ricavati per mezzo di simulazioni CFD, sono stati ottenuti utilizzando il modello di turbolenza $SA - \gamma - \overline{Re_{\theta t}}$ adottando le correlazioni di Malan per F_{lenght} e $Re_{\theta c}$. Il valore in ingresso per l’intensità di turbolenza è $Tu_{\infty} = 0.05\%$, concorde al valore rilevato nei test sperimentali in galleria del vento; per le altre condizioni a contorno sono state utilizzate le grandezze fisiche standard. I test numerici sono stati effettuati per tutti e tre i Reynolds testati sperimentalmente in galleria del vento, Tabella 5.2. L’accoppiamento pressione-velocità viene gestito utilizzando gli algoritmi PISO (*Pressure-Implicit with Splitting of Operators*) e SIMPLE (*Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations*). La scelta di operare indagini in regime stazionario è stata effettuata in quei casi in cui non sono presenti fenomeni di distacco di vortici (*vortex shedding*); lo studio e l’individuazione di fenomeni di separazione indotta (*Bolla di Separazione Laminare*) trovano il pieno accoglimento delle ipotesi in quanto sono fenomeni stazionari [41, 42]. Le simulazioni sono state eseguite con OpenFOAM (Open-source Field Operation And Manipulation), [19]: è un codice non strutturato ai volumi finiti, rilasciato sotto GNU Public License (GPL). Per assicurare un’adeguata convergenza dei risultati, sono stati monitorati sia i coefficienti di portanza e resistenza, sia i residui di tutte le variabili.

Tabella 5.2: Numeri di Reynolds testati in galleria del vento

	rpm	u_{∞}	Reynolds
Test 1	500	12.5 m/s	168000
Test 2	800	20 m/s	268000
Test 3	1000	25.5 m/s	320000

Il dominio di calcolo, per la simulazione CFD del KL002, è di forma circolare (*O-type grid*), si estende per 20 corde sia in direzione parallela che ortogonale al flusso per evitare che le condizioni al contorno non influenzino la soluzione del campo di moto. Il profilo è stato troncato in coda di un tratto pari allo 0.1% della corda; questo per evitare elevati valori di skewness degli elementi in prossimità della parete. La griglia in questione è composta da un reticolo strutturato, formata da 150000 celle a forma di quadrilatero; sono stati disposti 500 elementi sia sull’estradosso sia sull’intradosso, e 150 lungo la direzione normale alla parete, per una distanza pari a 20 corde del profilo. La densità di griglia cresce avvicinandosi al profilo alare, in modo da poter cogliere con adeguata precisione, riducendo gli errori di interpolazione, i fenomeni fluidodinamici in

Capitolo 5. Profilo a camber variabile: Morphing Wing

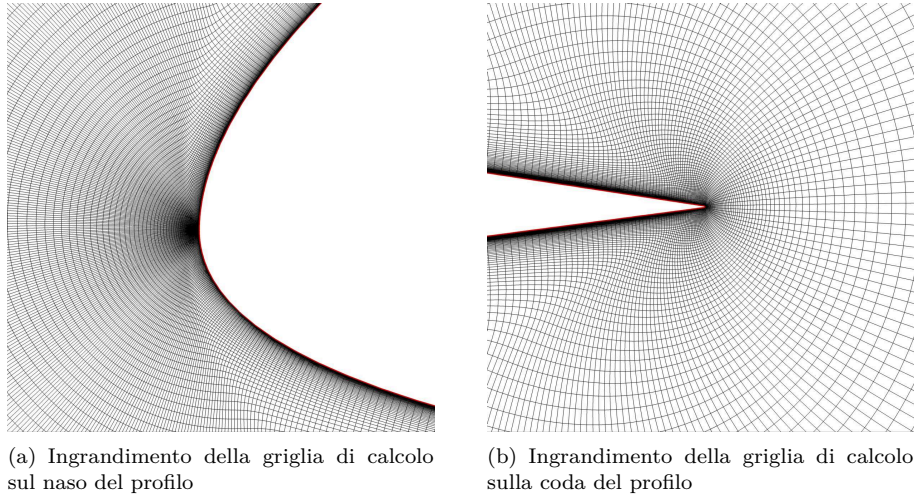


Figura 5.9: Griglia di calcolo del KL002

prossimità della parete. La parte in stretta prossimità della parete è stata suddivisa accuratamente in 30 celle per risolvere lo strato limite cinematico, fissando la prima cella a parete ad un valore, adimensionalizzato sulla corda, pari a $y_P/c = 1 \cdot 10^{-5}$ in modo da assicurare $y^+ < 1$; condizione che risulta essere determinante per l'accuratezza dei risultati.

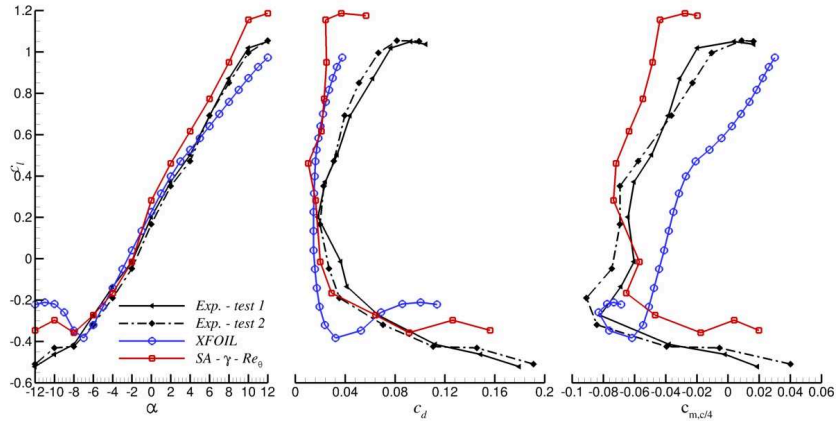
I coefficienti aerodinamici adimensionali, c_l , c_d e $c_{m,c/4}$, sono stati suddivisi per numero di Reynolds, Figure 5.10, in cui è possibile confrontare i risultati ottenuti dalle prove sperimentali con le analisi di tipo numerico.

5.4.1 Modellazione del KL002 *morphing*

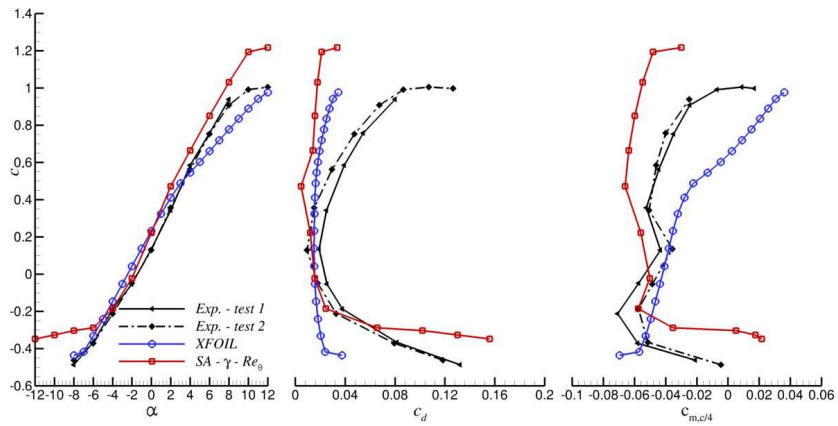
Come spiegato nell'introduzione di questo capitolo, è evidente che un profilo avente le caratteristiche geometriche del KL002, non può essere utilizzato in applicazioni di tipo eolico. Tuttavia, si è preferito studiarlo nel comportamento generale per mezzo di simulazioni numeriche e sperimentali per capirne la filosofia di funzionamento, poiché, in campo aliantistico, è attualmente uno dei profili con le migliori prestazioni aerodinamiche. Inoltre, tale profilo, ha il sistema di regolazione dei flap, che è molto prossimo al concetto di cambiamento di camber, *morphing wing*.

Nella rappresentazione schematica del profilo KL002–*morphing*, Figura 5.12, si nota che la parte anteriore del profilo rimane fissa, mentre la parte posteriore si modifica. La forma finale del profilo è stata ricostruita mediante il seguente metodo:

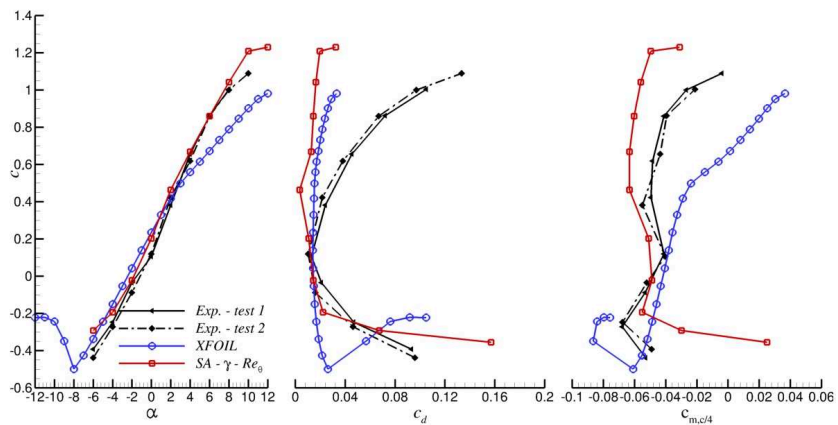
5.4. Risultati del KL002



(a) $Re = 1.68 \cdot 10^5$



(b) $Re = 2.68 \cdot 10^5$



(c) $Re = 3.2 \cdot 10^5$

Figura 5.10: Coefficienti aerodinamici – KL002

Capitolo 5. Profilo a camber variabile: Morphing Wing

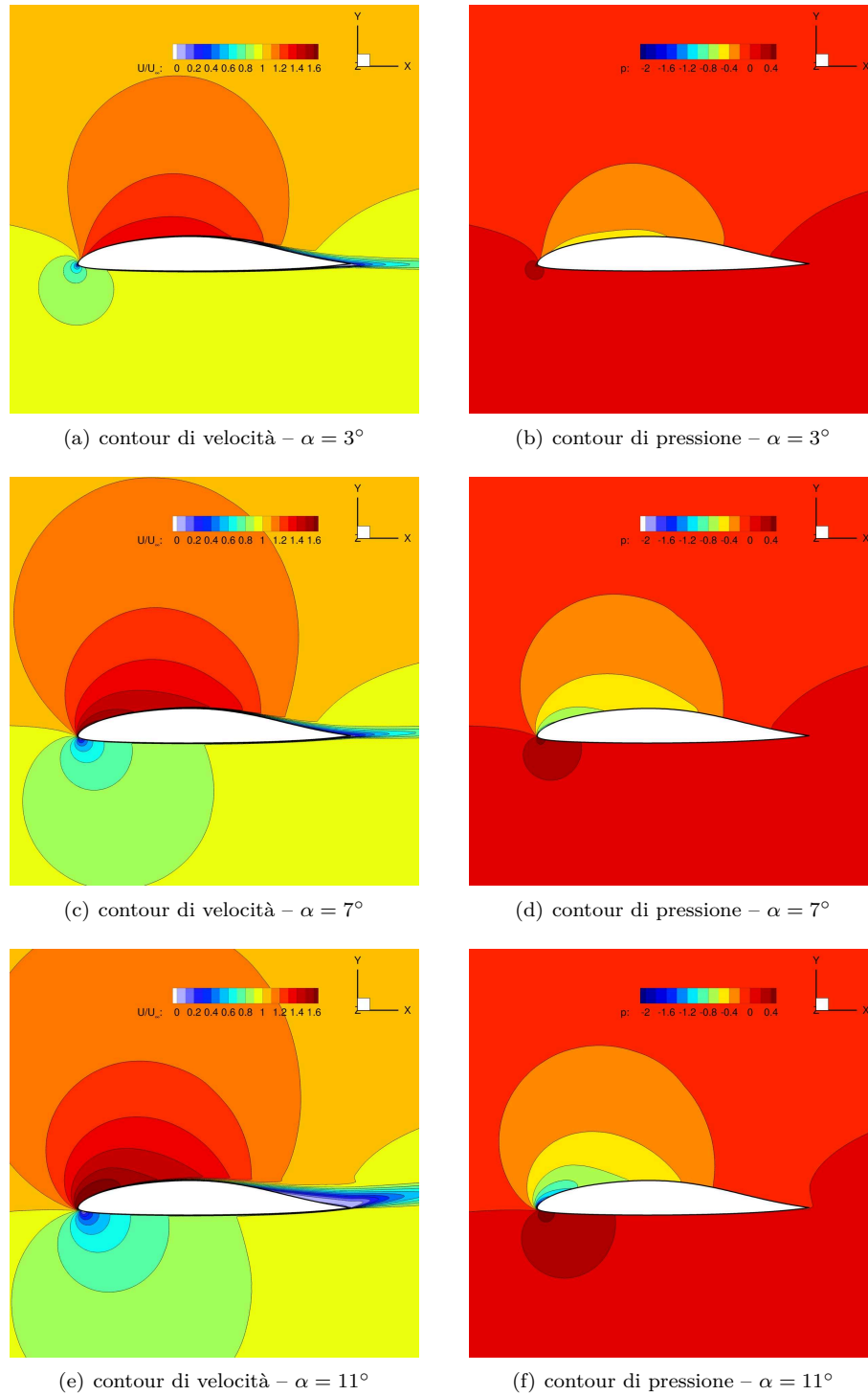


Figura 5.11: campi di moto - KL002 - $Re = 3.2 \cdot 10^5$

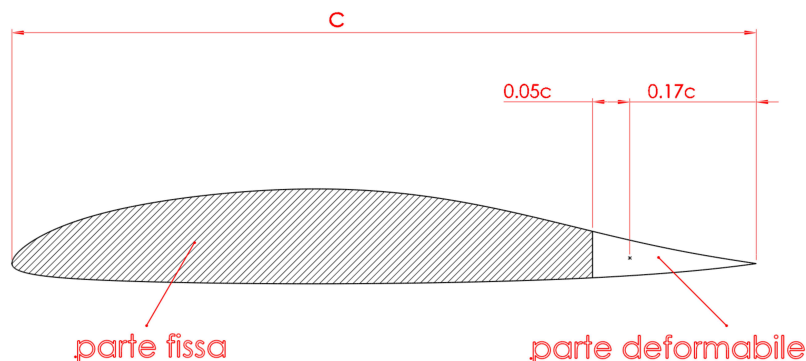


Figura 5.12: Schema costruttivo dell'ala morphing sul profilo KL002

- la curva del profilo viene suddivisa in due parti, una per la parte fissa e l'altra per la parte mobile;
- la parte posteriore viene fatta ruotare rigidamente intorno al punto di cerniera (17% della corda) di un certo angolo;
- la parte ruotata viene raccordata con la parte rimasta fissa.

Nelle quattro immagini della Figura 5.13, sono rappresentate le quattro posizioni di morphing testate per il KL002: il numero 17 indica che la rotazione della parte mobile avviene intorno al 17% della corda; la cifra successiva indica l'angolo di cui è stata ruotata. Nello specifico gli angoli positivi indicano una rotazione verso il basso del bordo di uscita, mentre per quelli negativi la rotazione avviene nel verso opposto.

Le posizioni -2° e $+28^\circ$ sono state scelte in accordo alle regolazioni disponibili sull'aliante SZD-56 DIANA2; le altre due sono state scelte come valori intermedi.

La posizione con regolazione a 28° , Figura 5.19(d), rappresenta la configurazione per l'atterraggio: in questa fase si deve perdere gradualmente velocità e quota, la posizione a 28° serve a raggiungere velocità basse senza andare in stallo. La posizione con regolazione a -2° , Figura 5.19(a), invece rappresenta la configurazione per il volo in traversone: in questo caso, non ho più la necessità di volare alla massima efficienza, ma quella di eseguire il trasferimento nel minor tempo possibile; l'angolo negativo mi permette, oltre a scaricare il piano di coda, di aumentare la velocità fino al raggiungimento di quella massima, senza aumentare la quota.

Capitolo 5. Profilo a camber variabile: Morphing Wing

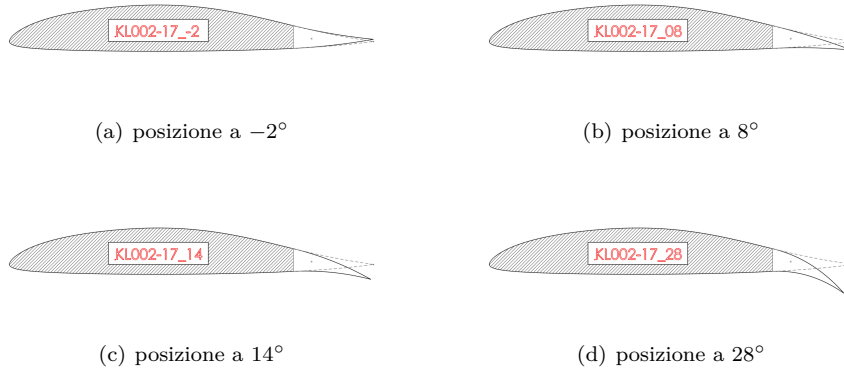


Figura 5.13: Configurazioni del KL002–Morphing

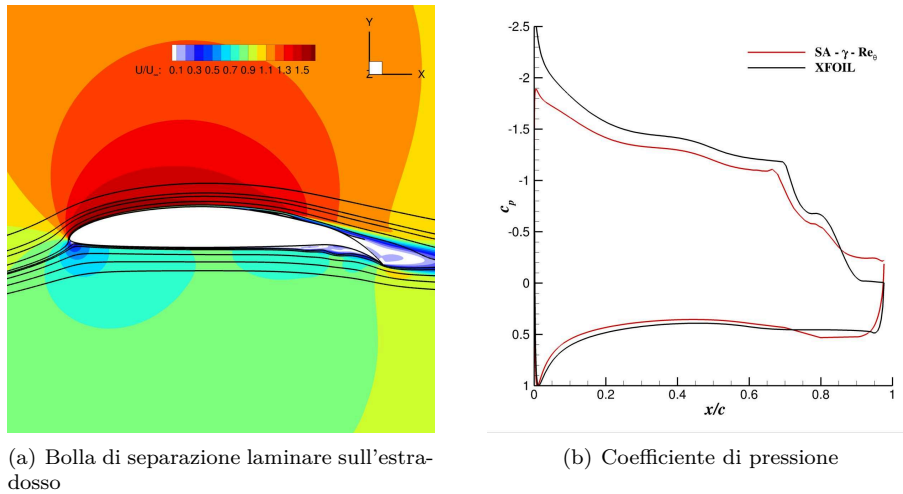


Figura 5.14: KL002-17_28 – $\alpha=3^\circ$ – $Re = 1.68 \cdot 10^5$

5.5 Progettazione del profilo per aerogeneratori: KL002WT-199

Il profilo precedentemente analizzato, è stato modificato in modo da poter essere utilizzato in sistemi aerodinamici che trovano la loro applicazione in ambito eolico. In base alle caratteristiche geometriche dei profili per aerogeneratori ad asse orizzontale, Tabella 5.3, precedentemente utilizzati per la validazione del modello $SA - \gamma - \overline{Re}_{\theta t}$, si è deciso di scalare il profilo nella sola direzione perpendicolare alla corda, fino ad ottenere uno spessore simile agli altri. Infine,

5.5. Progettazione del profilo per aerogeneratori: KL002WT-199

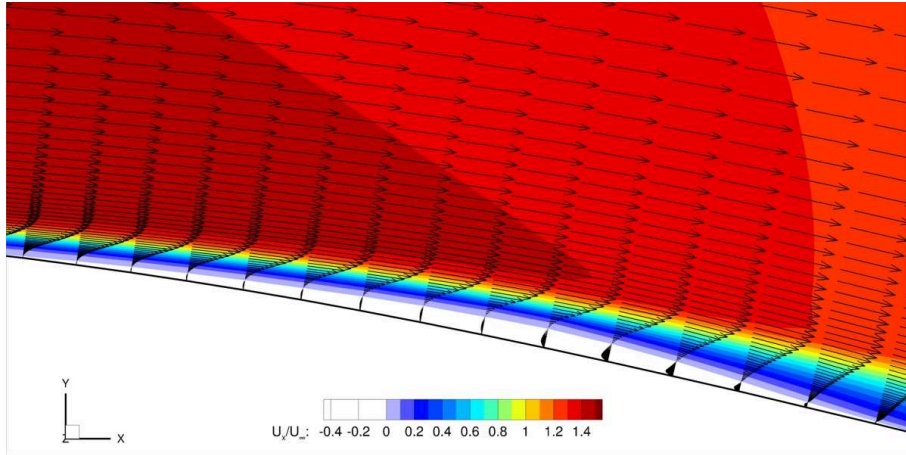


Figura 5.15: Profilo di velocità all’interno della bolla di separazione laminare – KL002-17_28 – $Re \cdot 10^5$

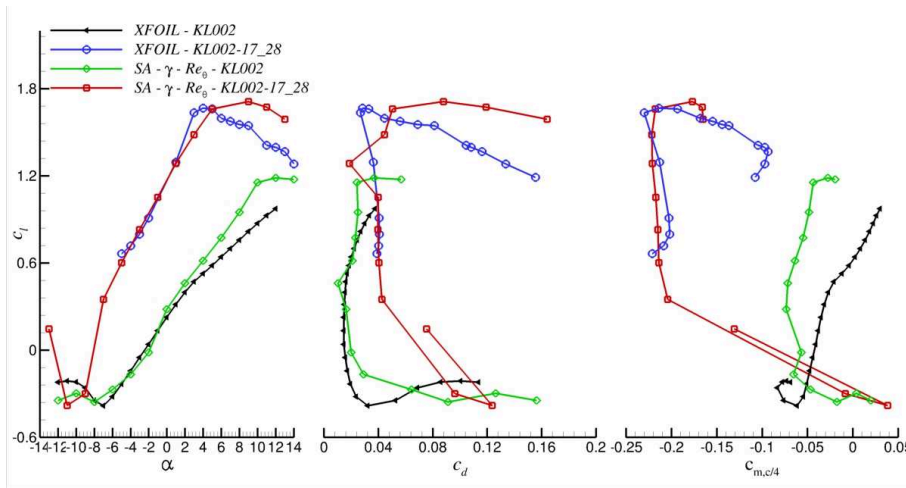


Figura 5.16: Coefficienti aerodinamici – KL002-17_28 – $Re \cdot 10^5$

il profilo così ottenuto, è stato processato con routine Octave per l’ottimizzazione della forma per mezzo di spline Bezier: lo spessore finale del profilo è del 19.9%, Figura 5.17. Il nome proposto per il nuovo profilo, *KL002WT-199*, segue la stessa nomenclatura di quello originale (KL002-128/17); le lettere aggiunte, *WT*, indicano che il profilo è per applicazioni eoliche (*Wind Turbine*), mentre le cifre 199 indicano lo spessore massimo in millesimi di corda.

Il nuovo profilo, è stato simulato numericamente sia con XFOIL che con OpenFOAM ($SA - \gamma - \overline{Re_{\theta t}}$); successivamente è stato confrontato, a parità di Reynolds ($2 \cdot 10^6$), con i profili studiati precedentemente. Nei grafici di Figura

Capitolo 5. Profilo a camber variabile: Morphing Wing

Tabella 5.3: Caratteristiche geometriche dei profili per aerogeneratori studiati

	th_{max}	$pos\ th_{max}$	$camber_{max}$	$pos\ camber_{max}$	$r_{L.E.}$
S809	21	38.4	1	82	0.9
S827	21.1	45.4	2.2	73	0.54
FFA-W3-211	21.1	34	2.6	73	2.7
KL002WT-199	19.9	41	5.6	41	1.15

i valori sono espressi in percentuale di corda.

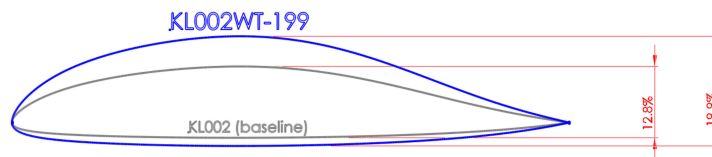


Figura 5.17: Profilo per aerogeneratori su base KL002

5.18, è possibile vedere come il KL002WT abbia prestazioni molto simili a tutti i profili, per quanto riguarda il coefficiente di resistenza c_d ; la curva $c_l - \alpha$ è superiore a quella dell'S809 e sovrapposta a quella del FFA-W3-211 che però ha un angolo di stallo superiore. Con la stessa procedura adottata per il

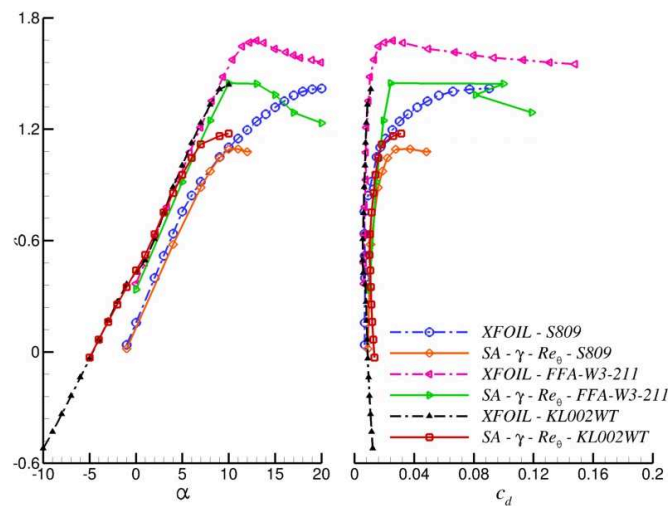


Figura 5.18: Confronto delle prestazioni aerodinamiche – $Re = 2 \cdot 10^6$

5.5. Progettazione del profilo per aerogeneratori: KL002WT-199

KL002, Figura 5.12, vengono ricostruite le 4 posizioni di morphing wing anche per il KL002WT, Figura 5.19. Il punto di cerniera, intorno al quale viene fatta ruotare la parte posteriore del profilo, è posto sempre ad una distanza dal T.E. (*Trailing Edge*), pari al 17% della corda. Le polari del KL002WT sono state ricavate con XFOIL e corrette con i valori ottenuti con simulazioni CFD; per queste ultime sono state effettuate simulazioni a partire dall'angolo di portanza nulla $\alpha_{L=0}$ fino a 7 posizioni superiori.

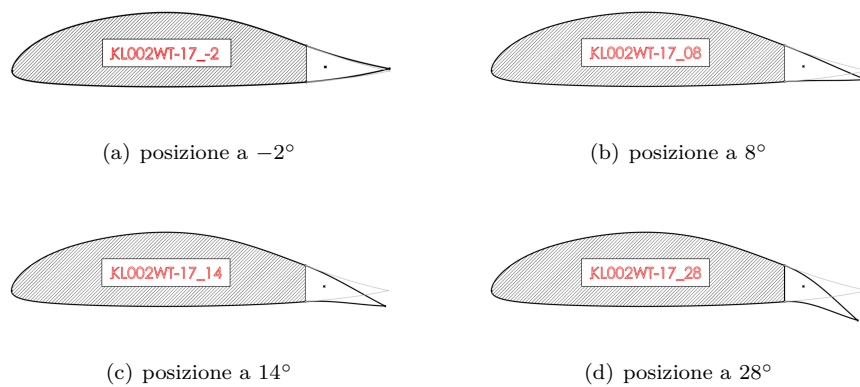


Figura 5.19: Configurazioni del KL002WT-Morphing

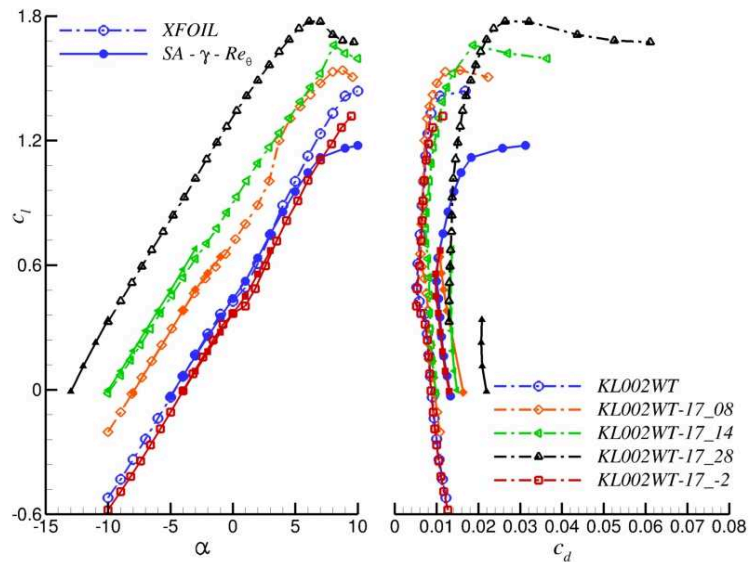


Figura 5.20: Coefficienti aerodinamici del KL002WT_morphing – $Re = 2 \cdot 10^6$

Capitolo 5. Profilo a camber variabile: Morphing Wing

Le polari delle varie configurazioni del *KL002WT-199_morphing* calcolate a Reynolds $2 \cdot 10^6$, Figura 5.20, evidenziano di come i due approcci numerici siano concordi nei risultati relativi al coefficiente di portanza. Per quanto riguarda il coefficiente di resistenza invece c'è una lieve differenza che si mantiene costante nelle diverse configurazioni: in particolare il c_d delle simulazioni CFD è sempre inferiore a quelli ricavati con XFOIL.

A questo punto si è voluto vedere, come un profilo con quelle caratteristiche, e soprattutto con la possibilità di cambiare la propria camber senza generare discontinuità di forma, possa essere utilizzato per generare una pala per turbine eoliche di grandi dimensioni. Come primo step, si è cercato di valutare come operare su una macchina di grande taglia, per comprendere quali sono le grandezze fondamentali di macchine di queste dimensioni ed è stata presa a testimonianza la *Vestas 164-8.0 MW*, che è una macchina per Offshore le cui caratteristiche sono riassunte nella Tabella 5.4 oltre a quelle di una turbina da 10 MW, non ancora realizzata ma descritta all'interno del Progetto Europeo *UPWIND*. Ragionando su quella tipologia di macchina e si è operato con un sistema a giri variabili con l'obiettivo di cercare di sostituire al passo variabile della Vestas, il profilo a camber variabile.

La pala, di lunghezza pari a 80 m, è stata dimensionata ed ottimizzata per lavorare all'angolo di massima efficienza, per un Tip Speed Ratio pari a 7; la distribuzione di corda è stata processata secondo il metodo di *Schmitz*. In questa analisi del tutto qualitativa, è stato adottato lo stesso profilo per tutta la

Tabella 5.4: Specifiche di turbine di grandi dimensioni

	V164-8.0 MW	DTU 10MW RWT
potenza nominale	8.0 MW	10 MW
velocità del vento di cut-in	4.0 m/s	4.0 m/s
velocità del vento di cut-out	25.0 m/s	25.0 m/s
velocità del vento nominale	13 m/s	11.4 m/s
velocità del vento massima	50.0 m/s	—
velocità di rotazione minima	4.8 rpm	6.0 rpm
velocità di rotazione massima	12.1 rpm	—
velocità di rotazione nominale	10.5 rpm	9.6 rpm
diametro del rotore	160.0 m	178.33 m
area del rotore	21124 m ²	24977 m ²
numero di pale	3	3
velocità di tip	103.9 m/s	89.6 m/s
peso di una singola pala	35.0 t	41.7 t
peso della navicella	375.0 t	446 t
altezza della navicella	105 m	—

5.5. Progettazione del profilo per aerogeneratori: KL002WT-199

lunghezza della pala, e per ora lo studio è stato limitato solo al KL002WT-199 nella sua forma base. In questa fase si sta ottimizzando un programma per la ricerca delle condizioni di funzionamento e allo stato attuale, il rotore della mia macchina con profilo costante, che ovviamente non sarà quello definitivo, individua nell’intervallo che va da 4 a 12 rpm, il range di rotazione della pala per avere a 11,5 m/s la potenza nominale di 8 MW, Figura 5.21(a). Nella figura a destra 5.21(b), viene tracciato l’andamento della curva di potenza al variare della velocità del vento indisturbato: la curva prosegue anche dopo aver raggiunto il valore di potenza nominale di 8 MW, in quanto non è stata fatta alcuna considerazione sulla tipologia di controllo. In questa fase il sistema di *wing-morphing* non è stato ancora testato. Nel gruppo di ricerca del dipartimento DIISM si sta operando per proseguire questa ricerca nell’ottimizzazione del flap e del profilo che consenta di ridurre la velocità del vento di massima potenza e di restringere il campo di variabilità dei giri, operando poi la regolazione della potenza massima soltanto attraverso il cambiamento di camber del profilo.

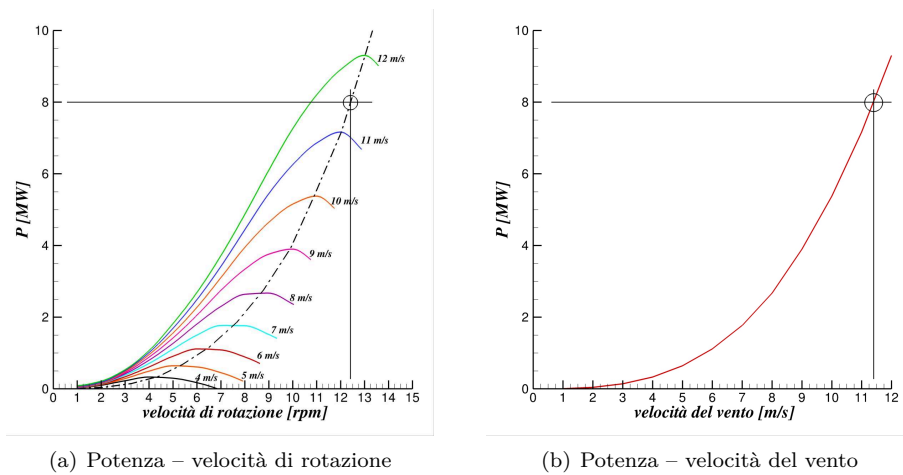
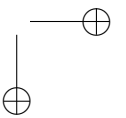
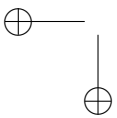
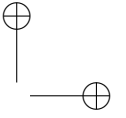
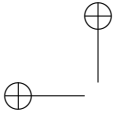


Figura 5.21: Curve caratteristiche di un aerogeneratore



Capitolo 6

Analisi numerica di un FFA-W3-211 in regime di moto transonico

Lo studio dei flussi transonici rappresenta uno dei problemi più difficili nell’ambito dei flussi comprimibili. In un flusso transonico vi è la presenza sia di zone subsoniche che di zone supersoniche le quali, sono governate da sistemi di equazioni che richiedono metodi di soluzione completamente differenti. I flussi transonici possono dividersi in due categorie: i flussi interni nei quali si verifica la transizione subsonico–supersonico ed i flussi esterni nei quali una corrente subsonica avente M_∞ sufficientemente elevato investe un corpo di forma qualsiasi. In questo capitolo verrà trattato il caso in cui un flusso di aria ad elevato Numero di Mach investe un profilo tipico per turbine eoliche – FFA-W3-211 – in modo da studiarne il comportamento, con metodi numerici, in regime di moto transonico. Dalla letteratura è noto che su un profilo alare, superato il Numero di Mach critico – $M_{\infty,cr}$ – si verifica un drastico incremento della resistenza aerodinamica che prende il nome di *divergenza della resistenza*.

Ad elevate velocità del vento, la turbina viene arrestata dal sistema frenante per ragioni di sicurezza, sia attraverso veri e propri freni meccanici che arrestano il rotore, sia mettendo le pale nella cosiddetta posizione a bandiera. Nell’ipotesi di applicare la tecnologia del *profilo a camber variabile – morphing wing* come unico sistema di regolazione dei carichi sulla turbina, non sarà possibile utilizzare i sistemi di sicurezza appena elencati; l’idea finale è quella di poter sfruttare il fenomeno della *drag-divergence*, apparentemente sconveniente, come sistema frenante di una turbina eolica. La necessità primaria per la progettazione di un freno aerodinamico che possa sfruttare la divergenza della resistenza è conoscere l’andamento della stessa in funzione del Numero di Mach.

L’obiettivo di questo studio è di caratterizzare il comportamento aerodinamico del profilo FFA-W3-211 per mezzo dei coefficienti aerodinamici – c_d : *coefficiente di resistenza*, c_l : *coefficiente di portanza* – in modo da poter descrivere il loro andamento al variare del M_∞ del flusso indisturbato.

Capitolo 6. Analisi numerica di un FFA-W3-211 in regime di moto transonico

6.1 Filosofia di progettazione dei profili di tipo FFA

Il profilo alare FFA-W3-211 deriva dalla serie dei profili FFA progettati dalla FLYGTEKNISKA FÖRSÖKSANSTALTEN (Istituto di Ricerca Aeronautica Svedese). Questa tipologia di profili è stata inizialmente progettata per turbine ad asse orizzontale con il diametro del rotore di 45 metri operanti a *tip-speed ratio*¹ costante con controllo dell'imbardata. I profili FFA nascono con l'obiettivo di avere una maggior efficienza strutturale e un C_l di progetto più alto dei più comuni profili alari nell'aviazione generale. Vengono progettati con differenti valori del rapporto tra spessore e corda a seconda della zona che occuperanno nella pala della turbina.

La prima serie FFA-W1-xxx è composta da profili alari con uno spessore massimo compreso tra il 12,8% e il 27,1% della corda. I profili sono stati progettati per avere un coefficiente di portanza pari a 0,9 per i profili da 12,8%, 1,05 per quelli da 15,2% fino a 1,2 per quelli spessi 27,1%.

I profili della seconda serie FFA-W2-xxx hanno un coefficiente di portanza più basso di circa 0,15 rispetto a quelli della prima.

La terza serie è costituita da profili aventi spessori dal 19,5% al 36%. I profili di spessore tra il 21,1% e 19,5% sono stati progettati per conformarsi ai più sottili NACA 63-6xx che vengono poi utilizzati per le parti più esterne della pala della turbina eolica. I profili più spessi sono progettati per offrire migliori prestazioni aerodinamiche per un dato rapporto tra spessore e corda di un profilo più sottile del tipo NACA 63-6xx.

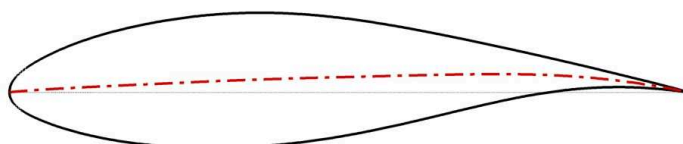


Figura 6.1: FFA-W3-211

6.1.1 Il profilo alare FFA-W3-211

Il NACA 63-615 e il 63-628 sono conosciuti per avere prestazioni abbastanza buone sia su profili lisci che ruvidi. Durante lo studio di una turbina con

¹rapporto tra la velocità periferica delle pale e la velocità del vento libero

6.1. Filosofia di progettazione dei profili di tipo FFA

sistema di regolazione della potenza a pitch variabile, sono stati considerati i profili NACA della serie 63-xxx aventi un C_l leggermente inferiore rispetto a dei profili più sottili tipo FFA-W1-152 e FFA-W1-182. Per una turbina regolata a pitch, le caratteristiche dei profili FFA-W1 e FFA-W2 non sembrano essere le più indicate in quanto hanno la condizione di $C_{l,max}$ (condizione di stallo) piuttosto vicina al C_l di progetto, invece è desiderabile avere un certo margine tra il C_l di progetto e il $C_{l,max}$ in modo da evitare la situazione in cui gran parte della pala si trova con angoli di attacco superiori a quello di stallo. All'aumentare dello spessore, ovviamente varieranno le prestazioni aerodinamiche delle due tipologie di profili alari appena trattati. Se le superfici del profilo alare sono perfettamente lisce, la differenza di prestazioni tra profili FFA e NACA serie 6 potrebbe essere di piccole entità o addirittura a favore dei profili NACA con rapporto tra spessore e corda (t/c) intorno al 21-25%. Se invece le superfici sono ruvide, le prestazioni aerodinamiche dei NACA serie 6 diminuiscono all'aumentare dello spessore ed è molto probabile che si verifichi una transizione anticipata dello strato limite da laminare a turbolento con il conseguente rischio di una separazione dello strato limite nell'estradosso anche a bassi angoli d'attacco. Ciò porterà ad avere sia un aumento di resistenza aerodinamica sia una riduzione di $C_{l,max}$.

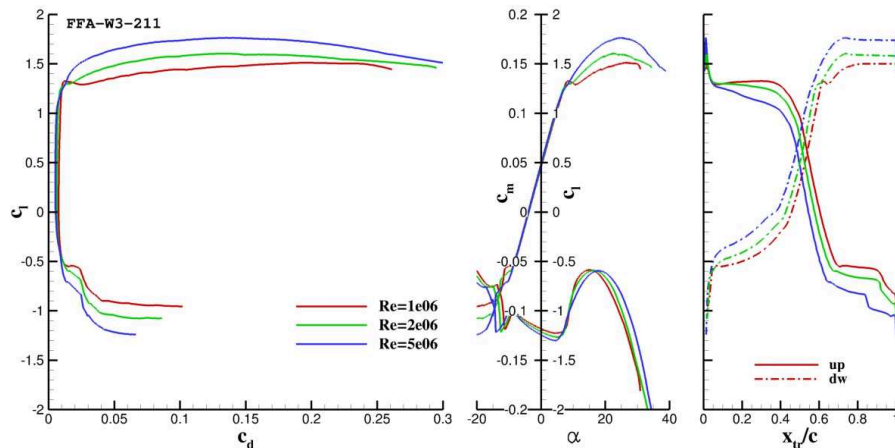


Figura 6.2: Polari del profilo FFA-W3-211 ottenute con XFOIL

Il profilo alare FFA-W3-211 deriva da una modifica del FFA-W1-211, a cui è stato aggiunto un maggior carico nella parte posteriore per conformarsi meglio al più sottile NACA 63-618. I profili FFA-W3 con spessore compreso tra il 24% e il 27% sono più camberati dei corrispettivi FFA-W1, inoltre simulati con XFOIL hanno un $C_{l,max}$ leggermente superiore, i gradienti negativi di pressione nell'intradosso, a valle dello spessore massimo, sono alquanto ridotti e

Capitolo 6. Analisi numerica di un FFA-W3-211 in regime di moto transonico

i coefficienti di momento sono leggermente più grandi. I tre profili aerodinamici con spessore compreso tra il 30% e il 36% sono stati progettati in modo tale da essere sagomati da un ellissoide centrato in $x/c=0,3$, che è stato ritenuto come la forma aerodinamica più vantaggiosa. I profili hanno uno spessore finito al bordo di uscita per migliorare le prestazioni ad elevati valori di C_l . L’estradosso nel tratto successivo a $x/c=0,65$ può essere approssimato con un tratto rettilineo senza cambiare l’aerodinamica del profilo. L’intradosso invece dovrebbe avere il trailing-edge rivolto maggiormente verso il basso se si vuole ridurre la resistenza ad elevati valori di C_l . Risultati con *Gurney flap* [26] e *Split flap* contro *Plain flap*[9] indicano che uno spessore finito del bordo d’uscita e rivolto maggiormente verso il basso dovrebbe essere favorevole per una pala per turbina eolica con un profilo alare spesso

Il profilo alare con il 19.5% di spessore – FFA-W3-195 – è generato interpolando la linea di camber e la distribuzione di spessore del profilo alare FFA-W3-211 ed un NACA 63-618 ($a=1.0$)². Prima dell’interpolazione le coordinate originali del NACA sono state ruotate in senso antiorario di $0,3^\circ$ in modo che il bordo di entrata dei due profili fossero sovrapposti nel miglior modo possibile.

6.2 Profili alari in regime di moto transonico e supersonico

Se si considera un profilo alare investito da una corrente subsonica nella ipotesi di fluido ideale, poiché le perturbazioni derivanti dall’interazione aria–profilo si propagano verso monte con la velocità del suono, che è maggiore della velocità del flusso, le linee di corrente iniziano ad incurvarsi a monte del profilo. La linea di corrente che va al punto di ristagno divide il flusso che scorre sull’estradosso da quello che scorre sull’intradosso del profilo. Lungo l’estradosso il flusso accelera e si espande fino a raggiungere in un punto P il valore minimo di C_p per poi ricompimersi fino al bordo di uscita. In corrispondenza del minimo di C_p la velocità è massima ed il suo valore è maggiore di V_∞ . Aumentando il valore di M_∞ , il flusso resta qualitativamente simile a quello descritto, le linee di corrente iniziano però ad incurvarsi più vicino al profilo, il punto di ristagno si sposta leggermente verso valle e la depressione sull’estradosso aumenta con conseguente aumento della portanza. Poiché nel punto P in cui si ha la massima velocità, $M_P > M_\infty$ ed M_P cresce al crescere di M_∞ , esisterà un valore di $M_\infty < 1$ per il quale $M_P = 1$.

Questo valore di M_∞ prende il nome di *numero di Mach critico inferiore* e rappresenta il limite inferiore del campo transonico. Il valore di $M_{\infty,cr}$ dipende fortemente dalla forma del corpo e dall’angolo di incidenza.

²a indica il punto x/c fino a cui il diagramma di carico si mantiene costante

6.2. Profili alari in regime di moto transonico e supersonico

Il valore di $M_{\infty,cr}$ può essere determinato per mezzo della similitudine di Prandtl–Glauert, dalle caratteristiche del profilo in campo subsonico ed in particolare se è noto il valore di $C_{p,min}$ nell’ipotesi di fluido incomprimibile ($M_{\infty}=0$).

$$C_{p,min} = \frac{C_{p,min\ inc}}{\sqrt{1 - M_{\infty}^2}} \quad (6.1)$$

Nell’ipotesi di flusso ideale e trasformazione isoentropica, indicando con γ il rapporto tra i calori specifici e δ l’angolo della tangente al profilo, la pressione in un punto sonico è data da

$$\frac{p}{p_{\infty}} = \left(\frac{1 + \delta M_{\infty}^2}{1 + \delta} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (6.2)$$

ed il coefficiente di pressione risulta

$$C_p = \frac{\left(\frac{1 + \delta M_{\infty}^2}{1 + \delta} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} - 1}{\frac{1}{2}\gamma M_{\infty}^2} \quad (6.3)$$

Dalla (6.2) e dalla (6.3), imponendo il vincolo di $M=1$ nel punto di minima pressione, si ottiene la seguente relazione che consente di determinare il *numero di Mach critico* per il profilo.

$$\frac{\sqrt{1 - M_{\infty,cr}^2}}{\frac{1}{2}\gamma M_{\infty,cr}^2} \left[\left(\frac{1 + \delta M_{\infty,cr}^2}{1 + \delta} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} - 1 \right] = C_{p,min\ inc} \quad (6.4)$$

Quando si supera il limite inferiore del campo transonico ($M_{\infty} > M_{\infty,cr}$) il profilo entra in regime di moto transonico. In queste condizioni la velocità nel punto P sarà supersonica e altri punti nell’intorno di P avranno raggiunto $M \geq 1$. Quello che si viene a formare è una regione supersonica, comunemente detta *bolla supersonica*, immersa in un flusso subsonico e delimitata da una *linea sonica*, Figura 6.3(a).

All’interno della regione supersonica lungo la superficie convessa del corpo si generano delle onde di espansione, poiché lungo la linea sonica ($M=1$) la pressione è costante, le onde di espansione si riflettono su di essa come onde di compressione; nel punto di riflessione hanno la stessa pendenza e formano una cuspid. Si verifica piuttosto frequentemente, una situazione in cui le onde di compressione generano un urto prima di raggiungere la superficie del corpo a causa delle traiettorie convergenti tra loro, Figura 6.3(b).

Al crescere di M_{∞} , il valore di C_p che corrisponde al numero di Mach locale unitario diminuisce secondo la (6.3) e contemporaneamente anche sull’intradosso inizia a formarsi una bolla supersonica, Figura 6.4(c). L’intradosso,

Capitolo 6. Analisi numerica di un FFA-W3-211 in regime di moto transonico

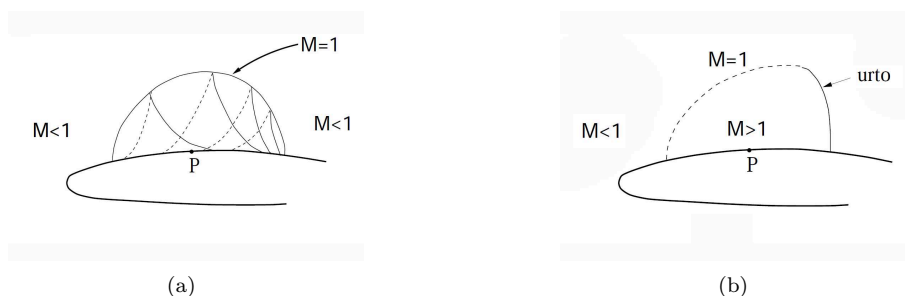


Figura 6.3: Regione supersonica

generalmente più piatto dell’estradosso, fa sì che la bolla sonica si sviluppi più rapidamente e l’urto si posiziona al bordo di uscita, Figura 6.4(d). Per M_∞ appena inferiore ad uno, anche l’urto sul dorso raggiunge il bordo di uscita ed i due urti obliqui sono collegati da un tratto di urto curvo attraverso il quale il flusso torna ad essere subsonico, Figura 6.4(e). Pur avendo ipotizzato $M_\infty < 1$, in corrispondenza della superficie del profilo, il flusso è quasi ovunque supersonico ad eccezione di una piccola zona in prossimità del bordo di attacco.

Per M_∞ appena superiore ad uno, la topologia del flusso cambia radicalmente: a monte del profilo viene a formarsi un urto staccato, a valle del quale il flusso è subsonico mentre è supersonico in tutte le altre zone, Figura 6.4(f); si ha, al contrario di come avveniva in precedenza, una regione subsonica racchiusa in una supersonica.

Per M_∞ poco maggiore di uno l’urto staccato si trova molto lontano dal profilo ed il numero di Mach a valle dell’urto è di poco inferiore ad uno in modo tale che il profilo viene investito da una corrente appena subsonica. Al crescere di M_∞ in condizione di moto supersonico, la regione subsonica si riduce di dimensione ma non può mai scomparire in quanto, anche se il profilo fosse appuntito, nessuna ala reale può avere una punta perfetta. Pertanto, mentre il limite inferiore del campo transonico è chiaramente definito dal valore del numero di Mach critico, non esiste una altrettanto chiara definizione del limite superiore del campo transonico, inteso come quello in cui coesistono regioni subsoniche e supersoniche. Da un punto di vista pratico tuttavia la regione subsonica, la cui dimensione diminuisce molto rapidamente al crescere di M_∞ , ha effetti trascurabili sulle prestazioni del profilo e si possono quindi considerare come flussi supersonici tutti quelli per cui $M_\infty > 1$.

6.2. Profili alari in regime di moto transonico e supersonico

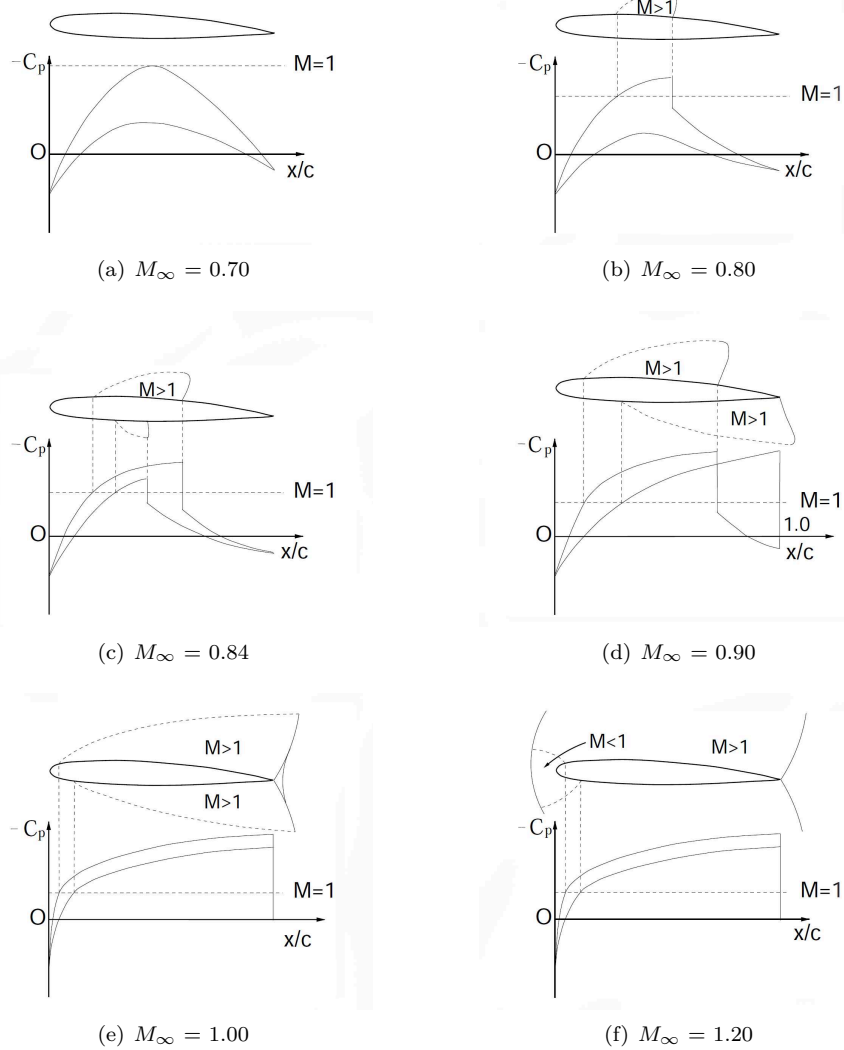


Figura 6.4: Andamento del C_p in regime di moto transonico e supersonico

6.3 Caratteristiche aerodinamiche di un profilo alare in regime transonico

Nella precedente descrizione dei flussi transonici si è assunto che il fluido fosse non viscoso, trascurando quindi la presenza dello strato limite. In realtà invece l'interazione fra gli urti e lo strato limite gioca un ruolo fondamentale nella determinazione delle prestazioni di un profilo. Una prima conseguenza dell'interazione urto-strato limite è la modifica della struttura dell'urto. Lo strato limite inizia a risentire dell'aumento di pressione a valle dell'urto più a monte dell'urto stesso, dando luogo ad un urto obliquo di coalescenza. L'urto assume la caratteristica configurazione a lambda, Figura 6.5, nella quale la compressione avviene in parte attraverso l'urto obliquo ed in parte attraverso l'urto normale.

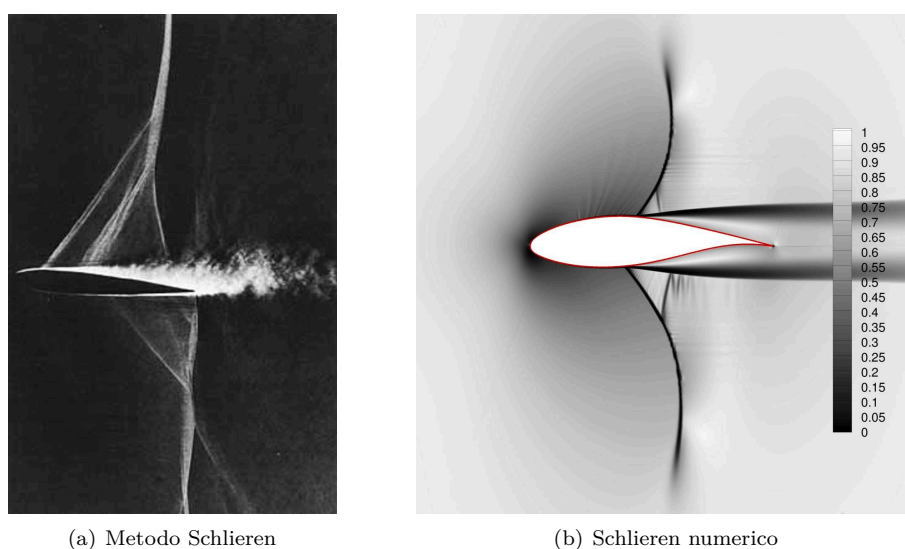


Figura 6.5: Visualizzazioni di onde d'urto

La seconda e più importante conseguenza è che, se l'urto è sufficientemente intenso, a valle dell'urto si ha il distacco dello strato limite. Una particella che si muove lungo la superficie del profilo alare, quando attraversa un urto, subisce una perdita di energia meccanica; la particella non ha più l'energia sufficiente a contrastare il gradiente avverso di pressione che si ha nella parte posteriore del profilo e si separa. Da quanto appena detto ne consegue una drastica caduta della portanza ed un altrettanto drastico aumento della resistenza. Il fenomeno prende il nome di *stallo d'urto* poiché è analogo allo stallo di un profilo alare

6.3. Caratteristiche aerodinamiche di un profilo alare in regime transonico

ad alto angolo di attacco.

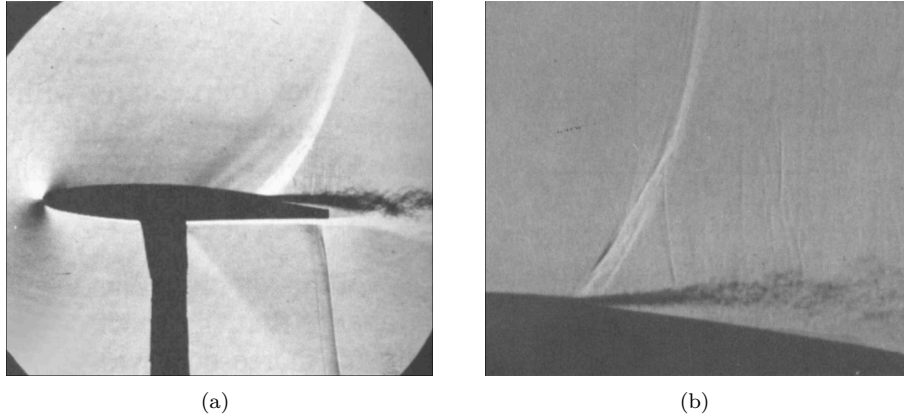


Figura 6.6: Stallo d’urto

Mentre la velocità di stallo rappresenta il limite inferiore di velocità per il funzionamento del profilo, la velocità di stallo d’urto rappresenta il limite superiore per il funzionamento di un profilo subsonico. Quindi oltre che dal valore di $M_{\infty,cr}$, un profilo è caratterizzato anche dal valore di $M_{\infty,st}$, e cioè dal più basso valore di M_{∞} per il quale si ha lo stallo d’urto. La fenomenologia del distacco dello strato limite è in molti casi ulteriormente complicata dal fatto che il fenomeno assume un comportamento di carattere non stazionario. Quando lo strato limite si distacca, si modificano le condizioni a valle dell’urto il quale, per effetto dell’aumento della pressione a valle, tende a retrocedere verso il bordo di attacco e a diminuire di intensità, consentendo allo strato limite di riattaccarsi. Questo fenomeno di continuo distacco e riattacco dello strato limite prende il nome di *buffeting* ed è fonte di forti variazioni locali di pressione che generano un pericoloso stato di vibrazione della struttura alare.

Alle variazioni della topologia del flusso in campo transonico sono associate forti variazioni dei coefficienti aerodinamici. In Figura 6.7 sono riportati gli andamenti di C_D e C_L al variare di M_{∞} . Per ogni valore di M_{∞} è anche indicata la corrispondente posizione degli urti sull’estradosso e sull’intradosso del profilo. In campo subsonico la resistenza è costituita dalla somma della resistenza di attrito e di quella di forma. Quest’ultima varia proporzionalmente al C_p e quindi aumenta al crescere di M_{∞} . Tuttavia per profili sottili ed a bassa incidenza la resistenza di forma è piccola rispetto a quella di attrito ed il coefficiente di resistenza si mantiene all’incirca costante al variare di M_{∞} . Quando si supera $M_{\infty,cr}$ si ha la comparsa dell’urto sull’estradosso del profilo che genera una resistenza aggiuntiva connessa ai fenomeni dissipativi all’interno dell’urto. Inizialmente il numero di Mach a monte dell’urto è poco maggiore

Capitolo 6. Analisi numerica di un FFA-W3-211 in regime di moto transonico

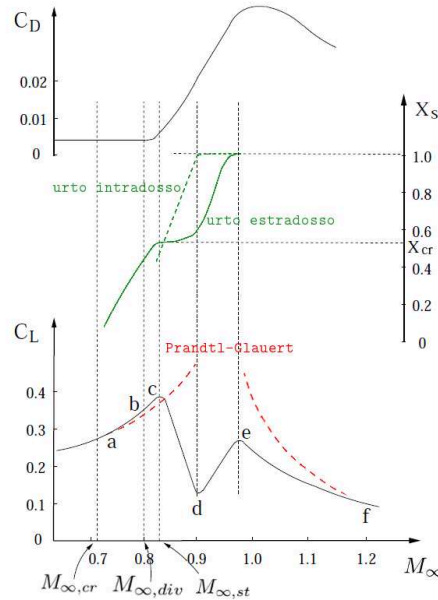


Figura 6.7: Andamento dei coefficienti aerodinamici al variare del M_∞

di uno ed, essendo piccola la dissipazione attraverso l’urto, non si osserva una sensibile variazione di C_D . All’aumentare di M_∞ l’urto si intensifica, la dissipazione aumenta ed il C_D comincia a crescere; il valore di M_∞ per il quale C_D inizia a crescere repentinamente viene definito numero di *Mach critico di resistenza* o anche *numero di Mach di divergenza della resistenza* e viene indicato con $M_{\infty,div}$. Aumentando ulteriormente M_∞ , l’urto seguita ad intensificarsi ed a spostarsi verso valle sin quando raggiunge il cosiddetto *punto di cresta del profilo*, definito come il punto (X_{cr}) nel quale la direzione della corrente indisturbata è tangente al profilo stesso. In questa condizione l’urto dà luogo a distacco dello strato limite e si è quindi raggiunto $M_{\infty,st}$. Il distacco dello strato limite causa un’ulteriore forte crescita di C_D che può raggiungere valori anche di un ordine di grandezza maggiori di quelli in campo subsonico. Il coefficiente di resistenza raggiunge il suo massimo nell’intorno di $M_\infty = 1$ per poi diminuire in campo supersonico in accordo con quanto previsto dalla teoria di Ackeret. Per quanto riguarda il coefficiente di portanza, esso cresce seguendo la legge di Prandtl-Glauert fin quando non si giunge ad $M_{\infty,st}$. L’aumento di pressione nella zona di flusso separato sul dorso genera a questo punto una caduta della portanza che è ulteriormente accentuata dal contemporaneo sviluppo del flusso supersonico sul ventre con conseguente diminuzione di C_p . La riduzione di C_L prosegue fin quando l’urto sul ventre non si posiziona al bordo

6.3. Caratteristiche aerodinamiche di un profilo alare in regime transonico

di uscita. Aumentando ancora M_∞ si ha un parziale recupero di portanza dovuto al fatto che l’urto sul dorso si sposta verso il bordo di uscita, riducendo così l’estensione della zona di flusso separato. Il C_L raggiunge un nuovo massimo relativo quando anche l’urto sul dorso si porta al bordo di uscita e quindi diminuisce, assumendo l’andamento previsto dalla teoria di Ackeret in campo supersonico. Si osservi che i punti a, b, c, d, e, f sulla curva del C_L di Figura 6.7 rappresentano le corrispondenti configurazioni di Figura 6.4. Al variare di M_∞ , lo sviluppo delle regioni supersoniche sul dorso e sul ventre del profilo genera anche forti variazioni del coefficiente di momento e della posizione del centro di pressione. Inizialmente, quando l’urto sul dorso inizia a muoversi verso il bordo di uscita, il centro di pressione si sposta all’indietro a causa dell’aumento della depressione sulla parte posteriore del dorso. Quando anche sul ventre si sviluppa il flusso supersonico, quest’effetto si inverte ed il centro di pressione si sposta in avanti. In corrispondenza al valore di M_∞ per cui l’urto sul ventre raggiunge il bordo di uscita, sulla parte posteriore del profilo si ha una forza diretta verso il basso ed il centro di pressione si trova quindi nuovamente spostato verso il bordo di attacco (punto d della Figura 6.8). Questo effetto è ulteriormente accentuato se si ha separazione sul dorso. Quando poi l’urto superiore riprende a spostarsi verso il bordo di uscita, si ha una nuova inversione di tendenza ed il centro di pressione si sposta all’indietro man mano che si estende la regione di depressione sul dorso, fino a raggiungere una posizione all’incirca a metà della corda in campo supersonico. Questi cambiamenti della posizione del centro di pressione danno luogo a rapidi cambiamenti dell’equilibrio longitudinale che rendono problematico il controllo del velivolo in campo transonico. Naturalmente cambiamenti del flusso e delle caratteristiche aerodinamiche del tutto analoghi a quelli descritti possono essere originati non dalla variazione di M_∞ ma da una variazione dell’angolo di incidenza.

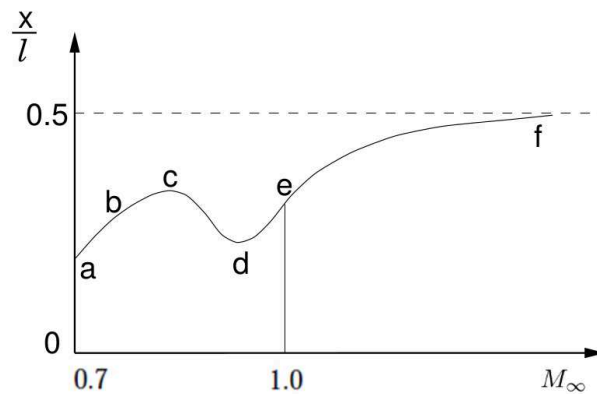


Figura 6.8: Posizione del centro di pressione al variare del M_∞

Capitolo 6. Analisi numerica di un FFA-W3-211 in regime di moto transonico

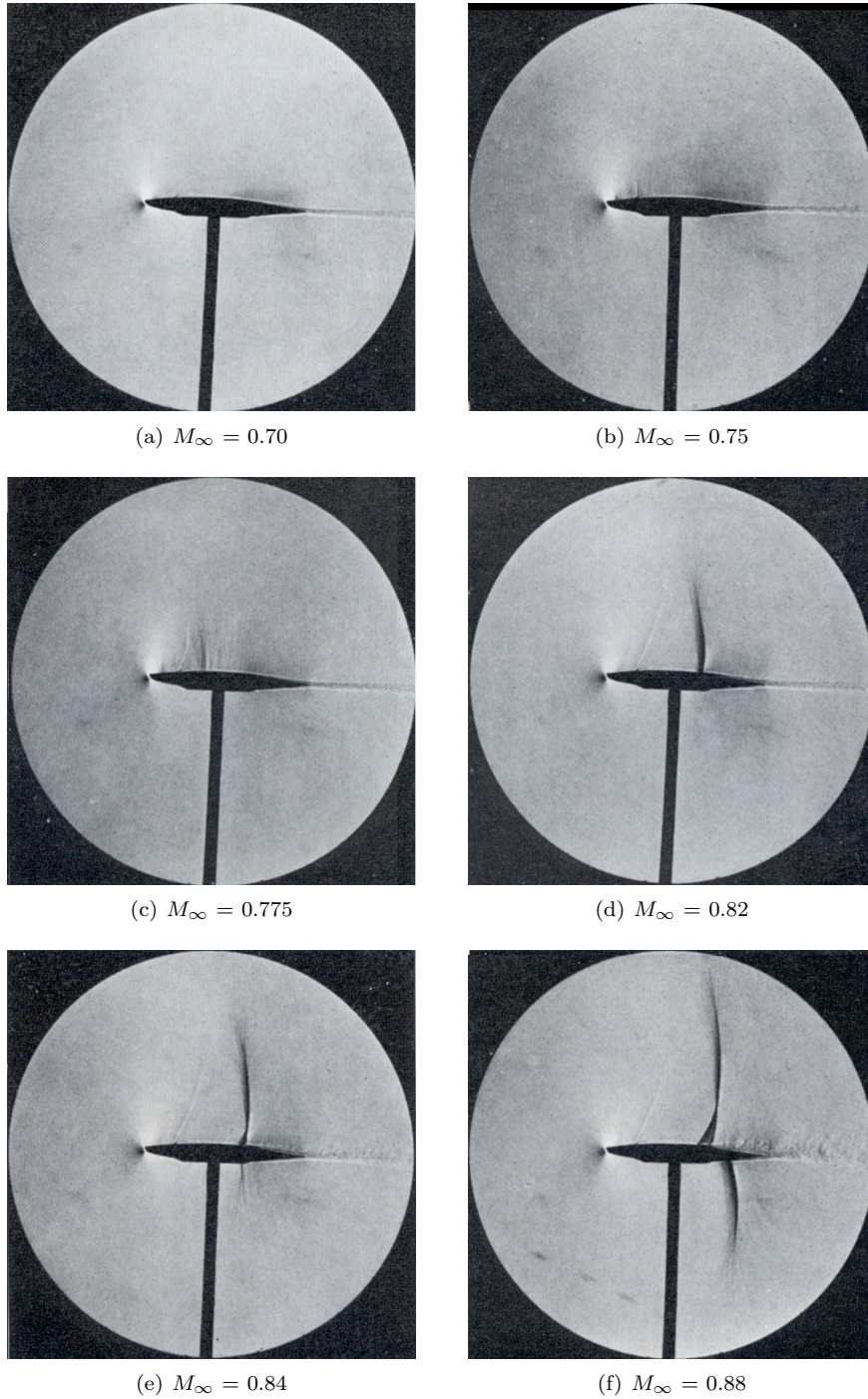


Figura 6.9: Visualizzazioni del comportamento di un profilo alare al variare del numero di Mach (*Mechanics of Fluids*)

6.3. *Caratteristiche aerodinamiche di un profilo alare in regime transonico*

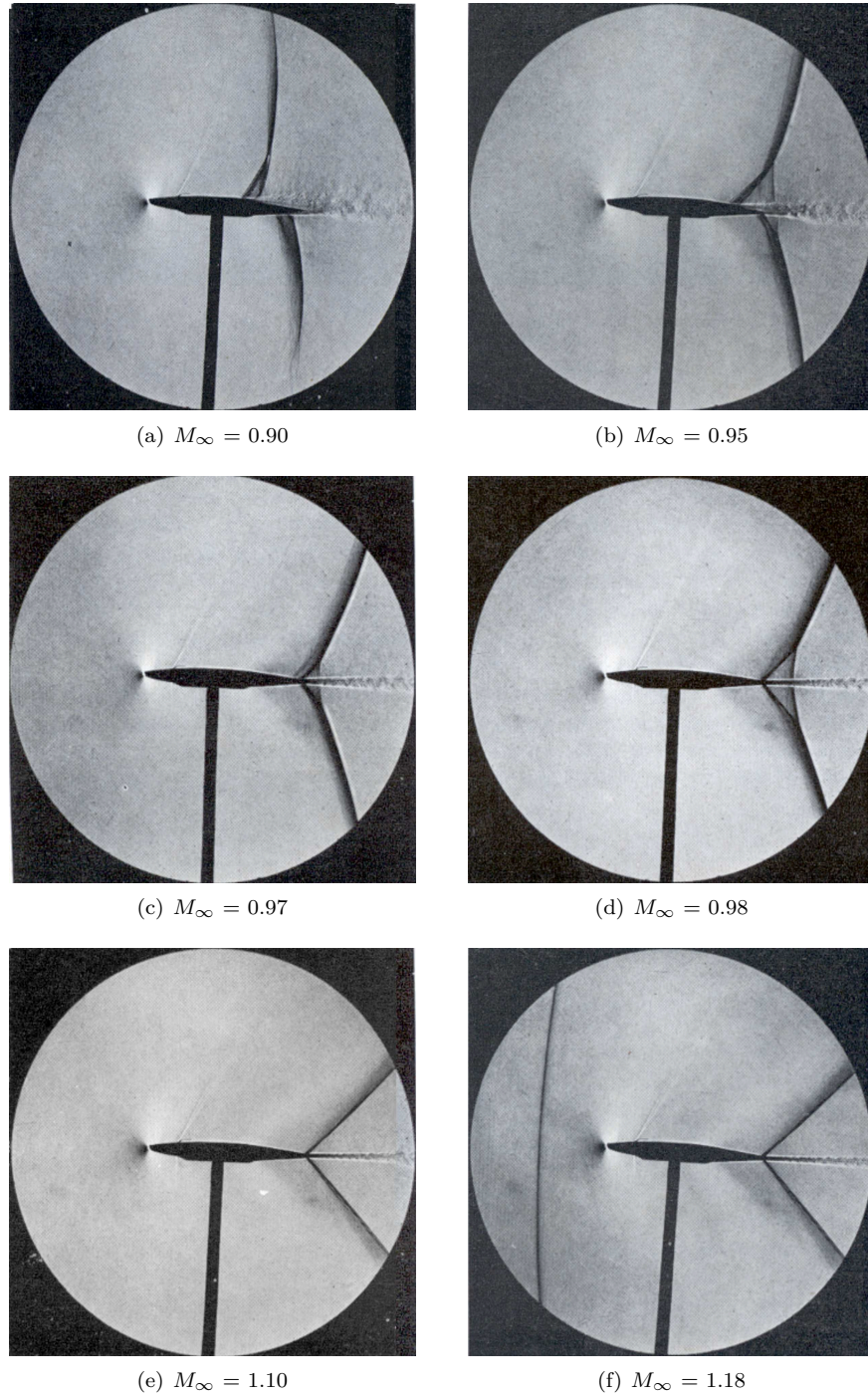


Figura 6.10: Visualizzazioni del comportamento di un profilo alare al variare del numero di Mach (*Mechanics of Fluids*)

6.4 Analisi numerica e risultati

Il profilo FFA-W3-211 è stato analizzato per mezzo di simulazioni CFD con lo scopo di verificare il fenomeno della divergenza della resistenza aerodinamica ed individuare il corrispondente valore di Mach critico, $M_{\infty,cr}$. Pertanto è stata condotta una campagna di simulazioni in cui è stato fatto variare in modo crescente il numero di Mach mantenendo fisso l’angolo di attacco del profilo, $\alpha = 0^\circ$.

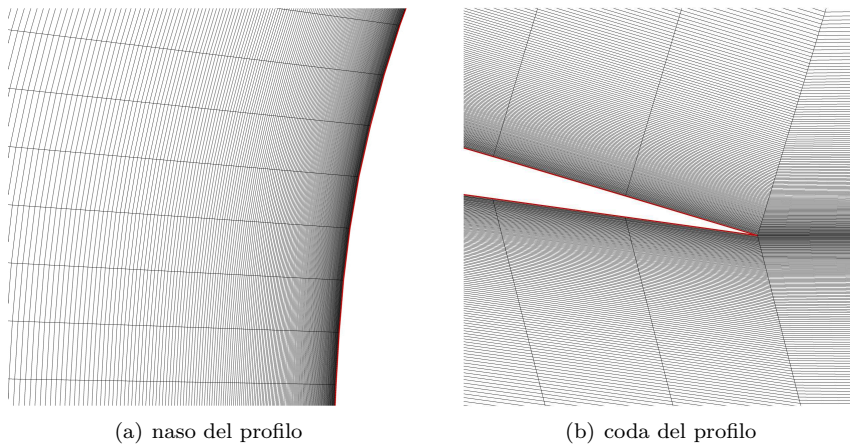


Figura 6.11: Particolari della griglia di calcolo

Il volume di fluido è stato modellato con una griglia strutturata composta da circa $7.8 \cdot 10^5$ celle, le pareti esterne sono distanti 60 corde dal profilo per evitare che le condizioni a contorno imposte modifichino il campo di moto in prossimità del profilo. La superficie del profilo alare è stata discretizzata con 864 punti, infittiti sia sul naso che sulla coda, Figura 6.11, la prima cella a parete si estende per un valore adimensionalizzato sulla corda di 10^{-5} in modo da mantenere il parametro $y^* < 1$. La griglia di calcolo è stata infittita nelle zone di maggior interesse, in modo da poter descrivere in maniera dettagliata, il comportamento termofluidodinamico del profilo alare: in particolare la griglia si infittisce man mano che ci si avvicina al naso del profilo, in quanto è la zona in cui si verifica il punto di massimo accelerazione del flusso, e anche in prossimità della coda per analizzare lo sviluppo della scia. In Figura 6.12 viene mostrata l’evoluzione del campo di moto della velocità all’aumentare del numero di Mach: a $M = 0.6$, 6.12(a), identifichiamo la zona in cui il fluido raggiunge la condizione di Mach unitario, al crescere del Mach aumenta la zona di espansione con l’urto di ricomprensione che si sposta sempre più verso la coda del profilo, a $Mach = 1.5$, Figura 6.12(f), è ben visibile l’urto curvo staccato dalla superficie del profilo.

6.4. Analisi numerica e risultati

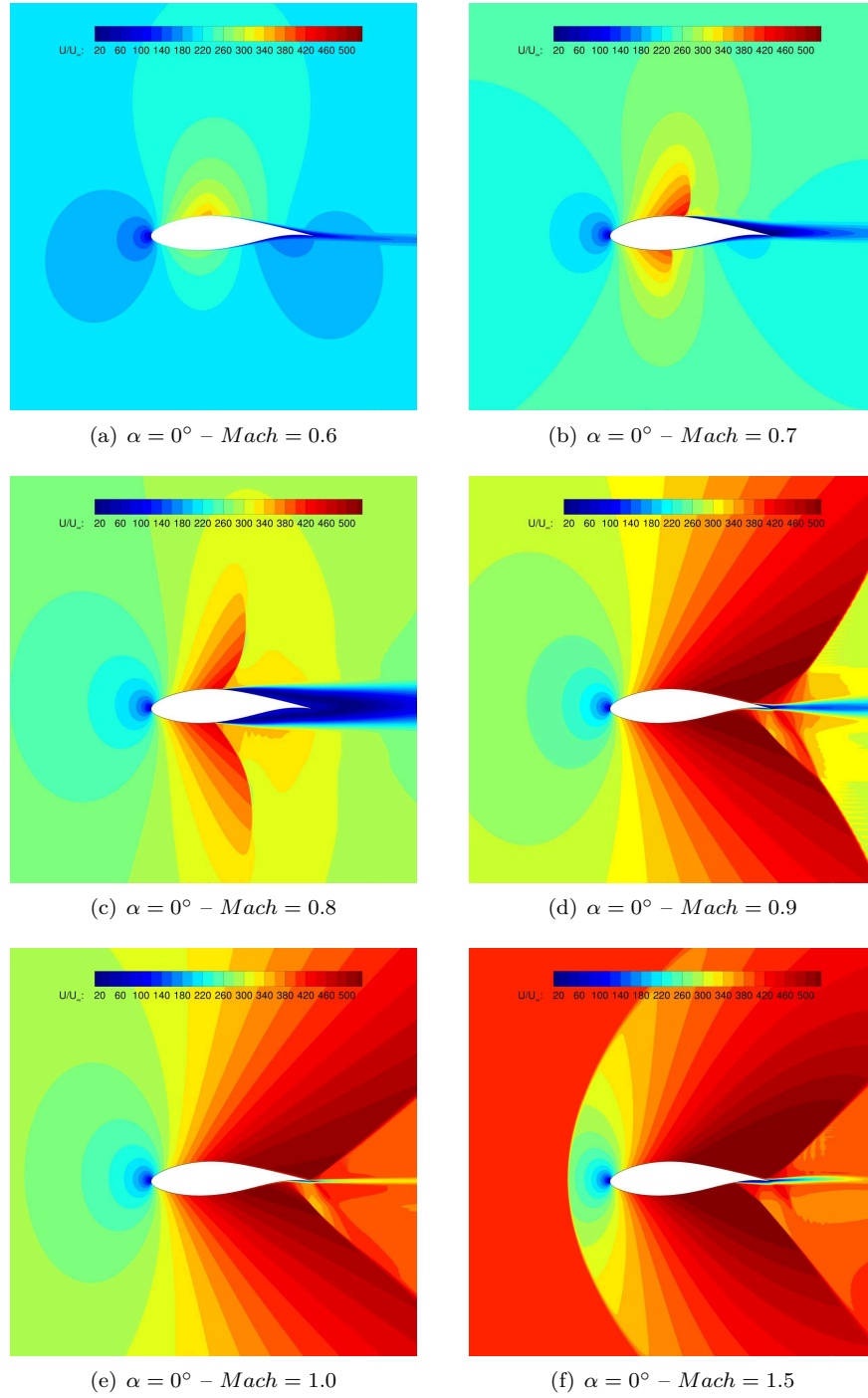
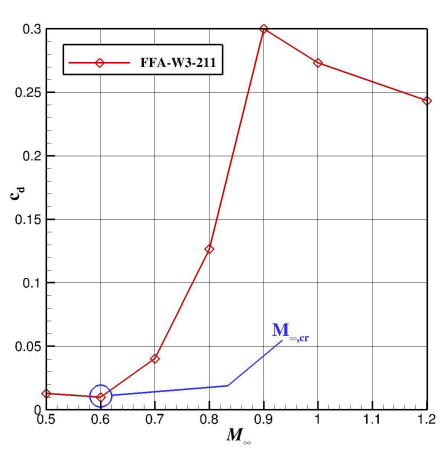


Figura 6.12: Contour di velocità

Capitolo 6. Analisi numerica di un FFA-W3-211 in regime di moto transonico

Di seguito, Figura 6.13(a), si può vedere come il coefficiente di resistenza subisca un repentino cambio di pendenza per Mach superiori a 0.6. Lo studio si sarebbe dovuto concludere con dei rilievi sperimentali su una turbina avente il profilo FFA-W3-211 presente in alcune sezioni della pala: si tratta della turbina MAIT WTG 60 KW, Figura 6.13(b), con rotore di diametro di 22 m a 2 pale. La turbina è dotata di un generatore elettrico sincrono collegato alla rete tramite un convertitore di potenza e di un controllo della rotazione di imbardata. Non è stato possibile effettuare alcun tipo di misura su campo dal momento che non è stato possibile mettere in funzione la turbina in questione per problemi di carattere burocratico.



(a) Mach critico – FFA-W3-221 – $\alpha = 0^\circ$



(b) Turbina MAIT WTG 60 kW

Figura 6.13

Capitolo 7

Conclusioni

La progettazione e la costruzione di macchine eoliche si sta spostando sempre più su diametri rotorici di grandi dimensioni e sulla produzione di elevate potenze, ad esempio la *Vestas V164-8 MW* ha una pala di 82 m e una potenza nominale di 8 MW. Risulta evidente che l'aerodinamica della pala ricopre un ruolo fondamentale nel processo di conversione dell'energia eolica in energia meccanica, e di conseguenza è richiesta una precisione sempre più elevata nei metodi di predizione di tali caratteristiche; inoltre con l'utilizzo di profili a comportamento laminare per la composizione di pale eoliche, prevedere la transizione dello strato limite da laminare a turbolento diventa il punto cruciale per ottenere una elevata accuratezza dei risultati provenienti da approcci di tipo CFD (*Computational Fluid Dynamics*). Per i motivi sopra citati si è indirizzato il presente lavoro di tesi sullo studio e l'implementazione di possibili soluzioni per analizzare fenomeni termofluidodinamici complessi volti allo sviluppo di nuovi aerogeneratori. In particolare viene presentato il modello di turbolenza $SA - \gamma - \overline{Re_{\theta t}}$: si tratta di un modello per approcci numerici RANS (*Reynolds-Averaged Navier-Stokes Equations*), che è stato sviluppato negli ultimi anni, per risolvere la transizione dello strato limite da laminare a turbolento. Questo modello basato sulla correlazione locale della transizione (*local correlation-based transition models - LCTM*) include gli effetti della transizione nei modelli RANS standard con ulteriori equazioni di trasporto e correlazioni empiriche. Il modello $SA - \gamma - \overline{Re_{\theta t}}$ è stato implementato, e successivamente testato e validato, nel solutore OpenFOAM (*Open-source Field Operation And Manipulation*) che è un codice non strutturato ai volumi finiti, rilasciato sotto GNU Public License (GPL).

Il modello di turbolenza $SA - \gamma - \overline{Re_{\theta t}}$ è stato testato inizialmente riproducendo il test ERCOFTAC denominato T3A, per valutarne la capacità di risolvere la transizione su lastra piana. In questo primo test di validazione sono state utilizzate diverse tipologie di griglia e diverse correlazioni presenti in letteratura derivanti da test sperimentali. Alla luce delle simulazioni effettuate, risulta che la prima cella a parete deve garantire un valore di y^+ inferiore all'unità. La correlazione di Malan è quella che meglio descrive il comportamento della

Capitolo 7. Conclusioni

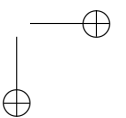
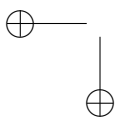
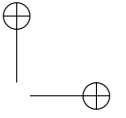
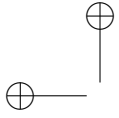
transizione.

Successivamente sono stati eseguiti test su profili alari, Eppler 387 e Selig-Donovan SD7003, per la valutazione della transizione indotta da separazione, meglio conosciuta con *Bolla di Separazione Laminare*. L'E387 è stato simulato a due differenti numeri di Reynolds ($1 \cdot 10^5$, $2 \cdot 10^5$), mentre l'SD7003 a Reynolds $6.4 \cdot 10^4$. Anche in questo caso è stato verificato che la dimensione della prima cella a parete influisce sul risultato e che la correlazione di Malan fornisce i risultati più accurati. La particolare formazione di una lunga bolla di separazione (*long-bubble*) da parte dell'SD7003 è stata individuata con precisione.

Avendo validato il modello presentato su casi noti in letteratura e per questo utilizzati da molti come benchmarks, sono stati condotti test su profili utilizzati in ambito eolico. Il profilo alare WT2 (*Wind Turbine 2*), il primo ad essere testato, è un profilo alare sviluppato dall'Università Politecnica delle Marche (UNIVPM), concepito per essere posto su una sezione media di una pala per aerogeneratori di piccola taglia. I risultati ottenuti con il modello $SA - \gamma - \overline{Re_{\theta t}}$ sono in accordo con i dati sperimentali ottenuti da test effettuati in anni precedenti, nella Galleria Aerodinamica dell'UNIVPM presso il Dipartimento di Ingegneria Industriale e Scienze Matematiche (DIISM). Anche in questo caso, la formazione di una bolla di separazione laminare viene individuata in maniera accurata a diversi angoli di attacco. I profili S809 e S827, sono stati simulati a Reynolds decisamente superiori ($2 \cdot 10^6$, $3 \cdot 10^6$), in accordo ai valori presentati nei report NREL. I dati ottenuti da questa campagna di simulazioni descrivono bene l'andamento delle polari provenienti da test sperimentali. Infine, il profilo FFA-W3-211 testato a Reynolds $1.8 \cdot 10^6$ ha fornito risultati in forte similitudine con i dati sperimentali provenienti da report tecnici presenti in letteratura. Inoltre il modello $SA - \gamma - \overline{Re_{\theta t}}$ implementato in questo lavoro di tesi ha superato egregiamente anche il confronto con il solutore EllipSys2D, particolarmente noto nelle simulazioni CFD in ambito eolico. Il profilo FFA-W3-211, nel capitolo 6, è stato simulato anche in condizioni di moto transonico per valutare di utilizzare il fenomeno della *drag-divergence* come freno aerodinamico per una turbina eolica. Gli studi numerici condotti sul profilo alare, individuano tale comportamento in maniera qualitativamente corretta. Lo studio comprendeva anche la simulazione della pala per effettuare un confronto attraverso misurazioni sul posto delle grandezze caratteristiche della turbina, che non è stato possibile effettuare per problemi di carattere burocratico.

Nella parte finale di questo lavoro di tesi, il modello di turbolenza è stato utilizzato per analizzare il comportamento aerodinamico di un profilo alare a cambiamento di camber e valutare se possa essere utilizzato per generare una pala per turbine eoliche di grandi dimensioni. Il primo passo è stato quello di individuare un profilo che abbia un sistema di regolazione che sia il più simile

possibile ad un *morphing-wing*: è stato scelto il profilo alare per alianti KL002-128/17. Tale profilo è stato realizzato per mezzo di una stampante 3D di tipo “Polyjet” e successivamente testato nella galleria del vento aerodinamica dell’UNIVPM e inoltre sono state condotte simulazioni CFD con il $SA-\gamma-\overline{Re}_{\theta t}$. Le simulazioni CFD, oltre che nella forma base del profilo, sono state effettuate anche in 4 diverse posizioni di flap. Lo step successivo ha visto la modifica del profilo per alianti, in modo tale da essere adattato, almeno concettualmente, ad un profilo per turbine eoliche: in particolare è stato aumentato lo spessore fino ad un valore di circa il 20%. Anche in questo caso si è studiato, con simulazioni numeriche, il comportamento del nuovo profilo (*KL002WT-199*) e sono state costruite le polari dei coefficienti aerodinamici. A questo punto del lavoro, si è cercato di valutare come operare su una macchina di grande taglia, per comprendere quali sono le grandezze fondamentali di macchine di queste dimensioni, prendendo come linea guida la Vestas 164-8.0 MW. Infine è stata condotta un’analisi, del tutto qualitativa, ipotizzando di operare con un sistema a giri variabili, con l’obiettivo di cercare di sostituire al passo variabile della Vestas, il profilo a camber variabile. Per ora è stata ipotizzato un rotore avente un profilo costante su tutta la pala, che ovviamente non sarà quello definitivo, ed è stato individuato nell’intervallo che va da 4 a 12 rpm, il range di rotazione della pala per avere a 11,5 m/s la potenza nominale di 8 MW. Nel gruppo di ricerca del dipartimento DIISM si sta operando per proseguire questa ricerca nell’ottimizzazione del flap e del profilo che consenta di ridurre la velocità del vento di massima potenza e di restringere il campo di variabilità dei giri, operando poi la regolazione della potenza massima soltanto attraverso il cambiamento di camber del profilo.



Bibliografia

- [1] Martin O. L. Hansen. *Aerodynamics of Wind Turbines*. EARTHSCAN, 2008.
- [2] International Energy Agency. Annual report. 2013.
- [3] Brouwer H. H. On the Use of the Method of Matched Asymptotic Expansions in Propeller Aerodynamics and Acoustics. *J. Fluid. Mech.*, 242:117–143, 1992.
- [4] F.R. Menter, R.B. Langtry, S.R. Likki, Y.B. Suzen, P.G. Huang, and S. Volker. A correlation-based transition model using local variables - part 1: Model formulation. *Journal of Turbomachinery*, 128(3):413–422, 2006.
- [5] F.R. Menter, R.B. Langtry, and S. Volker. Transition modelling for general purpose CFD codes. *Flow, Turbulence and Combustion*, 77:277–303, 2006.
- [6] D.K. Walters and D. Cokljat. A three-equation eddy-viscosity model Reynolds-Averaged Navier-Stokes simulations of transitional flows. *Journal of Fluids Engineering, Transactions of ASME*, 130(12):1214011–12140114, 2008.
- [7] R. Mayle and A. Schulz. The path of predicting bypass transition. *ASME Journal of Turbomachinery*, 119:405–411, 1991.
- [8] S. Medida and J. Baeder. Application of the Correlation-based γ - transition model to the Spalart-Allmaras turbulence model. Honolulu, HI, June, 2011 2011.
- [9] A. Crivellini, V. D’Alessandro, and F. Bassi. A Spalart-Allmaras turbulence model implementation in a discontinuous Galerkin solver for incompressible flows. *Journal of Computational Physics*, 241:388 – 415, 2013.
- [10] B.J. Abu-Ghannam and R. Shaw. Natural Transition of Boundary Layers—The Effect of Turbulence, Pressure Gradient, and Flow History. *Journal of Mechanical Engineering Science*, 22(5):213–228, 1980.

Bibliografia

- [11] P. Malan, K. Suluksna, and E. Juntasaro. Calibrating γ -Transition Model for Commercial CFD. In *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, Orlando, FL, January 5–8 2009.
- [12] Keerati Suluksna, Pramote Dechaumphai, and Ekachai Juntasaro. Correlations for modeling transitional boundary layers under influences of free-stream turbulence and pressure gradient. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 30(1):66 – 75, 2009.
- [13] M. Krause, M. Behr, and J. Ballmann. Modeling of Transition Effects in Hypersonic Intake Flows Using a Correlation-Based Intermittency Model. In *15th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*, Dayton, OH, April, 28–May, 1 2008.
- [14] T. Mikasa and S. Obayashi. Application of Local Correlation-based Transition Model to Flows around Wings. In *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, Reno, NV, January, 9–12 2006.
- [15] K. Petterson and S. Crippa. Implementation and Verification of a Correlation Based Transition Prediction Method. In *38th AIAA Fluid Dynamics Conference*, Seattle, WA, June, 23–26 2008.
- [16] C. Seyfert and A. Krumbein. Evaluation of a Correlation-Based Transition Model and Comparison with the e^N -method. Chicago, IL, June, 28–July, 1 2010.
- [17] R.I. Issa. Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting. *Journal of Computational Physics*, 62(1):40–65, 1986.
- [18] J.H. Ferziger and M. Peric. *Computational Methods for Fluid Dynamics*. Springer, 1999.
- [19] H.G. Weller, G. Tabor, H. Jasak, and C. Fureby. A tensorial approach to computational continuum mechanics using object-oriented techniques. *Comput. Phys.*, 12(6):620–631, 1998.
- [20] V. D’Alessandro, S. Montelpare, and R. Ricci. Detached-eddy simulations of the flow over a cylinder at $Re = 3900$ using OpenFOAM. *Computers & Fluids*, 136:152–156, 2016.
- [21] A. Buffo, M. Vanni, and D.L. Marchisio. On the implementation of moment transport equations in OpenFOAM: Boundedness and realizability. *International Journal of Multiphase Flow*, 85:223–235, 2016.

- [22] M. Abdollahzadeh, J.C J.C. Pascoa, and P.J. Oliveira. Implementation of the classical plasma–fluid model for simulation of dielectric barrier discharge (DBD) actuators in OpenFOAM. *Computers & Fluids*, 128:77–90, 2016.
- [23] C. Fiorina, I. Clifford, M. Aufiero, and K. Mikityuk. GeN–Foam: a novel OpenFOAM based multi–physics solver for 2D/3D transient analysis of nuclear reactors. *Nuclear Engineering and Design*, 294:24–37, 2015.
- [24] L.F.L.R Silva and P.L.C. Lage. Development and implementation of a polydispersed multiphase flow model in OpenFOAM. *Computers and Chemical Engineering*, 35:2653–2666, 2011.
- [25] H.I Kassem, K.M. Saqr, H.S. Aly, M.M. Sies, and M.A Wahid. Implementation of the eddy dissipation model of turbulent non-premixed combustion in OpenFOAM. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 38:363–367, 2011.
- [26] J.L. Favero, A.R. Secchi, N.S.M. Cardozo, and H. Jasak. Viscoelastic Flow Simulation: Development of a Methodology of Analysis Using the Software OpenFOAM and Differential Constitutive Equations. *Computer Aided Chemical Engineering*, 27:915–920, 2007.
- [27] B. Geurts. *Elements of Direct and Large-Eddy Simulation*. R.T. Edwards, 2004.
- [28] H. Jasak, H.G. Weller, and A.D. Gosman. High resolution NVD differencing scheme for arbitrarily unstructured meshes. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 31(2):431–449, 1999.
- [29] R.J. McGhee, B.S. Walker, and B.F. Millard. Experimental Results for Eppler 387 Airfoil at low Re numbers in Langley Low Turbulence pressure tunnel. Technical Report TM 4062, NASA, 1988.
- [30] M.V. Ol, B.R. McAuliffe, E.S. Hanff, U. Scholz, and C. Kalher. Comparison of laminar separation bubble measurements on a low Reynolds number airfoil in three facilities. In *135th AIAA Fluid Dynamics Conference for Aerospace Sciences, Toronto, Canada, June 6–9 2005*. AIAA paper 2005-5149.
- [31] M.S. Selig, J.F. Donovan, and D.B. Fraser. Airfoil at low speeds. In *Soartech 8, H.A. Stokely, Virginia Beach, VA, USA, 1989*. Soartech Publications.

Bibliografia

- [32] M.S. Selig, J.J. Guglielmo, A.P. Groeren, and P. Giguere. Summary of Low-Speed Airfoil Data. In *H.A. Stokely, Virginia Beach, VA, USA*, 1995. Soartech Aero Publications.
- [33] M.C. Galbraith and M.R. Visbal. Implicit large eddy simulation of low Reynolds number flow past the SD 7003 airfoil. In *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV*, Jan 7–10 2008. AIAA paper 2008-225.
- [34] P. Catalano and R. Tognaccini. RANS analysis of the low-Reynolds number flow around the SD7003 airfoil. *Aerospace Science and Technology*, 15:615 – 626, 2011.
- [35] D. M. Somers. Design and Experimental Result for the S809 Airfoil, 1997. Technical Report, NREL.
- [36] D. M. Somers. Design and Experimental Result for the S827 Airfoil, 2005. Technical Report, NREL.
- [37] A. C. Aranake, V. K. Lakshminarayan, and K. Duraisamy. Assessment of Transition Model and CFD Methodology for Wind Turbine Flows. In *42nd AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, New Orleans, Louisiana*, June 25–28 2012. AIAA paper 2012-2720.
- [38] F. Bertagnolio, N. N. Sørensen, J. Johansen, and P. Fuglsang. Wind turbine airfoil catalogue, August 2001. Risø National Laboratory, Roskilde, Denmark.
- [39] Drela M. XFOIL Users Guide, Version 6.94. *MIT Aeronautics and Astronautics Department*, 2002.
- [40] Keerati Suluksna, Pramote Dechaumphai, and Ekachai Juntasaro. Empirical calculation of roll damping for ships and barges. *Ocean Engineering*, 28:915 – 932, 2001.
- [41] L.L. Pauley, P. Moin, and W.C. Reynolds. The structure of the two-dimensional separation. *Journal of Fluid Mechanics*, 220:397 – 411, 1990.
- [42] A. Choudhry, M. Arjomandi, and R. Kelso. A study of long separation bubble on thick airfoils and its consequent effects. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 52:84 – 96, 215.