

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

A.A.2013/2014



DIPARTIMENTO DI INGEGNERIA INDUSTRIALE

Laurea Magistrale in Ingegneria Meccanica

TESI DI LAUREA:

Ottimizzazione aeroacustica della turbina eolica

NREL Phase VI scalata al 12%

***(Aeroacoustic optimization for 12% scaled model of NREL Phase VI
wind turbine)***

Relatore:

Prof. Ing. Ernesto Benini

Candidato:

Francesco Magagna

Correlatore:

Ing. Marco Raciti Castelli

INDICE

1.Introduzione.....	pag.1
2.Il rumore: formule generali.....	>>2
3.Il rumore in campo eolico.....	>>7
4.Misura del rumore emesso da una turbina eolica.....	>>14
5.Modelli numerici per il calcolo Aeroacustico.....	>>18
Le equazioni di Navier-Stokes.....	>>18
Computational Fluid Dynamics.....	>>25
Aeroacustica.....	>>31
6.Ottimizzazione mono/multi obiettivo.....	>>35
Ottimizzazione e fronte di Pareto: definizioni.....	>>35
NSGA II.....	>>38
7.Ottimizzazione aeroacustica della turbina eolica NREL Phase VI scalata al 12%.....	>>41
Introduzione.....	>>41
Parametrizzazione e variabili di decisione.....	>>41
Generazione della griglia di calcolo: mesh.....	>>44
Calcolo Aerodinamico.....	>>46
Calcolo Acustico.....	>>46
Validazione del modello aeroacustico.....	>>47
Procedura di ottimizzazione.....	>>50
Risultati.....	>>51
Commenti dei risultati.....	>>53
8.Ottimizzazione aeroacustica della turbina eolica NREL Phase VI non in scala.....	>>56
Validazione del modello aeroacustico.....	>>56
Risultati.....	>>57
Conclusioni.....	>>59
9.Bibliografia.....	>>60

Note: i numeri riportati tra parentesi quadre nel testo e nelle figure [.], indicano le fonti della bibliografia da cui si sono ricavate le informazioni e le immagini esposte.

I nomi di programmi commerciali riportati nel testo, tranne eventuali involontarie dimenticanze, sono stati contrassegnati con l'apice “®” indicando che essi sono marchi registrati dai rispettivi produttori.

Introduzione

Negli ultimi tempi, i problemi relativi all'emissione sonora, sono diventati sempre più importanti, a causa del sensibile aumento delle patologie legate a tale fenomeno [1]. L'inquinamento acustico prodotto dal traffico, dall'industria e dalle attività ricreative costituisce uno dei principali problemi ambientali e genera sempre più reazioni da parte della popolazione.

Ciò nonostante, tale problematica, è spesso considerata meno importante di altri tipi di inquinamento, quali per esempio quello atmosferico e delle acque, sia perché gli effetti sulla salute non compaiono immediatamente, sia perché tali effetti colpiscono soprattutto la psiche dell'individuo, molto spesso considerati patologia di secondo ordine.

Tuttavia, è molto difficile quantificare a priori gli effetti del rumore, perché variano notevolmente a seconda della tolleranza individuale e della tipologia.

Gli effetti più comuni dovuti all'esposizione del rumore possono essere riassunti come segue [1]:

Disturbi di carattere generale:

Effetto meno specifico, ma pur sempre grave, è il fatto che il rumore disturba e infastidisce. Tale sentimento non è solo conseguenza di un sonno disturbato o dell'impossibilità di comunicare normalmente, ma dipende altresì da sensazioni meno definite, quali il sentirsi infastidito e impedito nello svolgimento delle proprie attività, compreso il riposo.

Effetti extrauditivi:

Questi effetti sono per lo più di tipo psicofisiologico. I più importanti si manifestano sotto forma di stress fisiologico, acufeni transitori o permanenti, riduzione della produttività ed effetti sulla salute mentale.

Danni uditivi:

L'esposizione prolungata a rumore di elevata intensità può provocare una diminuzione delle capacità uditive, la cui entità dipende dalla differente predisposizione individuale.

Questo fenomeno avviene in generale in due fasi:

nella prima fase si registra un abbassamento temporaneo della soglia uditiva. Nella seconda fase, che può durare mesi o anni in funzione alla "dose" di rumore assorbito e dei tempi di recupero, l'abbassamento temporaneo della soglia uditiva rientra sempre più lentamente fino a quando diviene un fattore permanente.

Solamente se esposti a livelli di pressione sonora molto elevati è possibile contrarre un danno uditivo immediato, spesso accompagnato dalla rottura del timpano.

Tuttavia, non è possibile quantificare esattamente l'influenza della dose di rumore assorbito sulla modifica della soglia dell'udito, perché essa è la risultante di più fattori:

- danno da rumore
- invecchiamento naturale e/o l'incidenza di malattie
- sostanze ototossiche
- esposizione a rumori extra-professionali

Il rumore: formule generali

L'acustica è la scienza che studia la generazione del suono e la sua propagazione in un mezzo elastico: essa è una materia interdisciplinare perché compare in vari campi di applicazione, come ad esempio nella fisica, nell'ingegneria, nell'audiologia, nell'architettura, ecc.

Il rumore può essere generato da vari meccanismi, alcuni dei quali sono di seguito riportati:

Corpi vibranti: la vibrazione di un corpo solido genera lo spostamento variabile dell'aria circostante provocando la nascita di un'onda sonora;

Oscillazioni nell'aria: esempi tipici di questa sorgente sono le colonne d'aria oscillante riprodotte negli strumenti a fiato e nelle canne d'organo;

Corpi in movimento rapido: eliche rotanti e veicoli in moto provocano fluttuazioni di pressione nell'aria; una particolare categoria di corpi in moto è rappresentata da quelli supersonici, la cui emissione sonora è associata alla generazione delle onde d'urto;

Sorgenti termiche tempovarianti: l'emissione tempovariante di calore provoca una forte espansione dell'aria con la nascita di onde sonore. Esempi tipici sono le scintille elettriche nell'aria e le esplosioni.

Condizione necessaria perché il suono sia percepito dall'orecchio umano è che tra sorgente e ricevitore sia presente un corpo elastico: infatti il suono non si propaga in uno spazio privo di materia.

Un'onda sonora è formata da tre onde distinte [2][3]: un'onda di spostamento, un'onda di pressione e un'onda di densità. Entrambe sono caratterizzate dalla stessa velocità di propagazione, che coincide con la velocità del suono nel mezzo tra sorgente e ricevitore.

L'orecchio umano è in grado di percepire onde sonore con ampiezza di pressione compresa tra 2×10^{-4} μbar e 200-400 μbar : essendo il campo di udibilità molto esteso, risulta agevole riportare tutte le grandezze sonore in scala logaritmica, utilizzando la definizione di decibel.

Al posto della pressione si usa il livello di pressione sonora L_p , indicato in letteratura con l'acronimo SPL (Sound Pressure Level). Esso viene calcolato con la seguente formula [3]:

$$L_p = 20 \log (P/P_0) = 10 \log (P/P_0)^2 \text{ [dB]}$$

dove P rappresenta la pressione efficace del suono e P_0 la pressione efficace di riferimento.

Il valore di P_0 adottato è in genere pari a 2×10^{-4} μbar (2×10^{-5} Pa), coincidente con il valore di soglia inferiore del campo dell'udito dell'uomo alla frequenza di 1000 Hz.

La pressione efficace P è definita dalla seguente formula:

$$P = \sqrt{1/T \int_0^T P^2(\tau) d\tau}$$

Nel caso di andamento sinusoidale dell'onda sonora $P(\tau) = P_{\max} \sin(\omega\tau)$, la pressione efficace coincide con il rapporto tra la pressione massima e la radice di due:

$$P = P_{\max} / \sqrt{2} \text{ [Pa]}$$

L'intensità di un'onda sonora, I , rappresenta il valore medio dell'energia, per unità di tempo e di area, trasportata dall'onda che passa attraverso una sezione ortogonale alla direzione di propagazione [2].

Nel caso di sorgente puntiforme e onda sonora sferica, il suo valore può essere ottenuto dal rapporto tra la potenza trasportata dall'onda W , e la superficie sferica di raggio r che racchiude la sorgente stessa [2][3]:

$$I = W / (4 \pi r^2) \text{ [W/m}^2\text{]}$$

Nella pratica tecnica essa viene riportata utilizzando la definizione di seguito riportata, calcolando il livello di intensità sonora L_I [3]:

$$L_I = 10 \log (I/I_0) \text{ [dB]}$$

nella precedente definizione I_0 rappresenta l'intensità di riferimento, che generalmente viene assunta pari a 10^{-12} W/m^2 .

Si può dimostrare che L_I e L_P assumono valori molto simili fino a coincidere, quando il prodotto tra la densità e la velocità di propagazione del suono nel mezzo vale $\rho c = 400 \text{ kg/m}^2\text{s}$: questa condizione si ottiene con aria secca a 39°C alla pressione atmosferica [3].

La potenza sonora W di una sorgente, coincide con l'energia sonora totalmente emessa nell'unità di tempo. Anche in questo caso si fa riferimento al livello di potenza sonora L_W (indicato in letteratura con il nome di Sound Power Level) ottenuto dalla seguente relazione [3]:

$$L_W = 10 \log (W/W_0) \text{ [dB]}$$

dove W_0 rappresenta la potenza di riferimento che tipicamente assume un valore pari a 10^{-12} W .

Giova ricordare che i coefficienti poc'anzi definiti non possono essere sommati algebricamente in quanto il decibel non è una definizione lineare:

ad esempio se si vuole determinare il valore complessivo di L_I di due sorgenti caratterizzate rispettivamente da intensità I_1 e I_2 , è necessario calcolare l'intensità totale $I_{TOT} = I_1 + I_2$ e poi applicare l'espressione logaritmica precedentemente riportata.

Questo procedimento risulta corretto nell'ipotesi che le due sorgenti non emettano toni puri alla stessa frequenza [3] (in questo caso infatti possono verificarsi fenomeni di interferenza [2]).

L'analisi del rumore è eseguita di solito tramite lo spettro sonoro: esso consiste in un grafico nel quale viene riportato l'andamento di un livello sonoro (generalmente L_P) in funzione della frequenza.

Lo spettro sonoro viene costruito suddividendo le frequenze acustiche in gruppi chiamati bande: le suddivisioni più usate sono le bande di ottava e le bande di terzo di ottava. Questo procedimento si rende necessario perché risulterebbe difficile, o almeno costoso, rilevare il livello sonoro di ogni armonica costituente il rumore, nel campo uditivo dell'uomo.

Le suddivisioni sopra citate si ottengono imponendo le seguenti definizioni [3]:

- banda di ottava: il rapporto tra l'ampiezza di banda e la frequenza centrale della banda vale radice di due ($\sqrt{2}$)
- banda di terzo di ottava: il rapporto tra l'ampiezza di banda e la frequenza centrale di banda vale radice di due diviso tre ($0,33 \cdot \sqrt{2}$)

La valutazione del livello di sensazione acustica di un rumore percepito dall'uomo, può essere eseguita calcolando il valore di L_p globale, a partire dallo spettro sonoro, tramite un'opportuna pesatura. I pesi utilizzati in questa operazione sono ricavati da apposite curve (scale) in funzione all'intensità del suono (curva A per basse intensità, B per medie intensità, C per alte intensità), permettendo di riprodurre la risposta dell'orecchio umano al variare della frequenza[3].

Il procedimento per ottenere il livello di pressione sonora totale di un rumore può essere riassunto come segue[3]:

- 1) si somma al valore di L_p di ogni banda il peso corrispondente riportato nella tabella 1

$$L_p(f)\text{pesato} = L_p(f) + \text{Peso}(f)$$

- 2) si calcola l'intensità sonora per ogni banda a partire da $L_p(f)\text{pesato}$

$$I(f)\text{pesato} = 10^{[(L_p(f)\text{pesato} - 120) / 10]} \text{ [W/m}^2\text{]}$$

- 3) si calcola il valore dell'intensità sonora globale

$$I_{\text{TOT}} = \sum_f I(f)\text{pesato} \text{ [W/m}^2\text{]}$$

- 4) si calcola il valore del livello di pressione sonora $L_{p\text{TOT}}$

$$L_{p\text{TOT}} = 10 \log (I_{\text{TOT}}) + 120$$

Il livello sonoro complessivo così ottenuto va espresso in decibel, riportando tra parentesi la scala utilizzata (dB(A), dB(B), dB(C)). Ragioni di semplicità hanno successivamente portato a consigliare l'impiego della scala A in ogni circostanza[3].

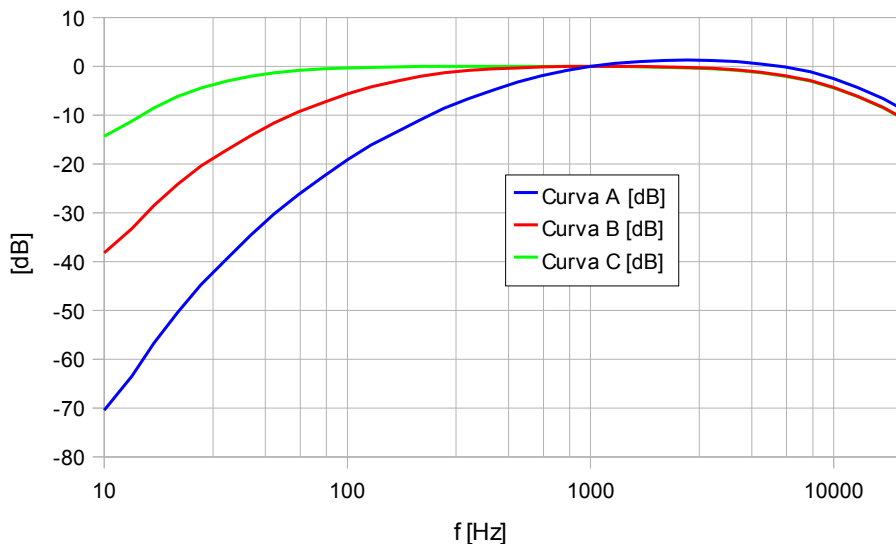


Fig. 1 Curve per la determinazione del livello sonoro complessivo

Frequenza [Hz]	Curva A [dB]	Curva B [dB]	Curva C [dB]
10	-70,4	-38,2	-14,3
13	-63,4	-33,2	-11,2
16	-56,7	-28,5	-8,5
20	-50,5	-24,2	-6,2
25	-44,7	-20,4	-4,4
32	-39,4	-17,1	-3
40	-34,6	-14,2	-2
50	-30,2	-11,6	-1,3
63	-26,2	-9,3	-0,8
80	-22,5	-7,4	-0,5
100	-19,1	-5,6	-0,3
125	-16,1	-4,2	-0,2
160	-13,4	-3	-0,1
200	-10,9	-2	0
250	-8,6	-1,3	0
315	-6,6	-0,8	0
400	-4,8	-0,5	0
500	-3,2	-0,3	0
630	-1,9	-0,1	0
800	-0,8	0	0
1000	0	0	0
1250	0,6	0	0
1600	1	0	-0,1
2000	1,2	-0,1	-0,2
2500	1,3	-0,2	-0,3
3150	1,2	-0,4	-0,5
4000	1	-0,7	-0,8
5000	0,5	-1,2	-1,3
6300	-0,1	-1,9	-2
8000	-1,1	-2,9	-3
10000	-2,5	-4,3	-4,4
12500	-4,3	-6,1	-6,2
16000	-6,6	-8,4	-8,5
20000	-9,3	-11,1	-11,2

Tabella 1 Pesì per la determinazione del livello sonoro complessivo

Durante la propagazione del rumore nel mezzo tra la sorgente ed il ricevitore, all'allontanarsi dalla sorgente, il livello di pressione sonora tende ad attenuarsi a causa di vari fattori. Nel caso in cui il mezzo sia l'atmosfera terrestre, i principali fattori che attenuano L_p al variare della distanza sono[3]:

- divergenza delle onde sonore
- assorbimento atmosferico
- precipitazioni o nebbie
- presenza di vegetazione\barriere
- fluttuazioni dovute al vento, gradienti di temperatura, turbolenza atmosferica...

Il valore di L_p può variare se il prodotto densità per velocità del suono si discosta da $400 \text{ kg/m}^2\text{s}$; in generale tale prodotto si modifica a causa di variazioni della temperatura o della pressione barometrica. Si deve tenere presente però che la variazione di L_p associata a questo fenomeno non supera mai i 2 dB[3].

In questa sede si fornisce qualche cenno riguardo ai primi due fattori.

Nel caso di sorgente sonora puntiforme, in assenza di ostacoli, le onde sonore si propagano secondo onde sferiche. È possibile legare i valori dei livelli di pressione sonora e di potenza sonora, in funzione della distanza r dalla sorgente, mettendo a sistema le equazioni di L_p , di L_w e di I e ottenendo la seguente equazione [3]:

$$L_{pid} = L_w - 10 \log (4 \pi r^2) \text{ [dB]}$$

Nella precedente relazione il valore di r deve essere espresso in metri.

È possibile verificare che raddoppiando la distanza dalla sorgente, il livello di pressione sonora si riduce di 6 dB: questa riduzione è dovuta esclusivamente alla divergenza delle onde sonore.

Il valore di L_{pid} appena calcolato non tiene conto dell'attenuazione provocata dall'atmosfera, la quale è dipendente dalla frequenza f del suono che sta propagando, dalla temperatura, dall'umidità relativa ϕ dell'aria e dalla distanza r tra la sorgente ed il ricevitore[3][4].

In particolare l'atmosfera si comporta da filtro passa basso nei confronti del suono[4]: l'attenuazione corrispondente, alla temperatura di 20°C , può essere stimata con la seguente formula [3]:

$$A(r,f,\phi) = 7,4 \cdot 10^{-8} \cdot (r f^2) / \phi \text{ [dB]}$$

Il livello di pressione sonora di un'onda sonora alla frequenza f deve essere aggiornato sottraendo al valore ideale l'attenuazione corrispondente:

$$L_p = L_{pid} - A \text{ [dB]}$$

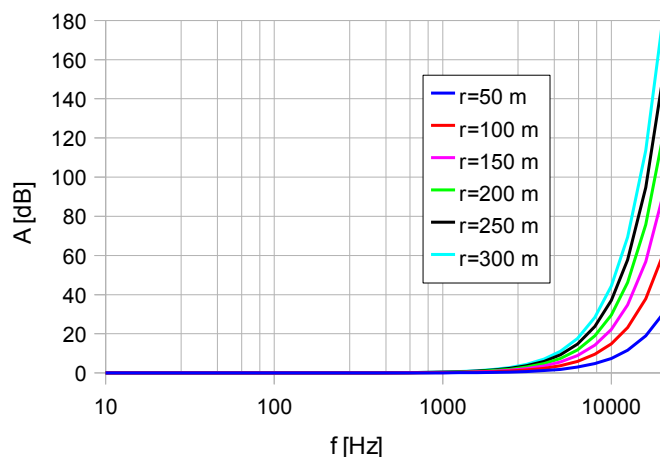


Fig. 2
Attenuazione atmosferica ($\phi = 50\%$) al variare di r

Il rumore in campo eolico

Negli ultimi anni, la generazione di potenza a partire dall'energia del vento, sta diventando sempre più interessante per ridurre la dipendenza da altre fonti energetiche non rinnovabili. Questo interesse è dovuto al fatto che la maggior parte dell'energia elettrica è prodotta a partire da combustibile fossile e atomico, i quali presentano numerosi problemi come, ad esempio, l'emissione di gas inquinante in atmosfera e la necessità di un adeguato e complesso smaltimento delle scorie derivanti dal processo.

L'emissione di gas serra, quali ad esempio biossido di carbonio, biossido di azoto, metano ed altri gas derivanti dalle attività industriali, rappresenta un problema di notevole importanza perché si è dimostrata una tra le maggiori cause delle mutazioni climatiche in atto sul pianeta terra.

In data 11 dicembre 1997, a Kyoto in Giappone, è stato sottoscritto l'impegno a ridurre le emissioni di gas serra in una misura non inferiore all'8% nel periodo tra il 2008 ed il 2012, rispetto alle emissioni registrate nel 1990 [5].

Durante il Consiglio europeo di primavera del 2007 l'Unione Europea ha inoltre concordato di aumentare la quota di energie rinnovabili al 20% del consumo energetico complessivo dell'UE entro il 2020[6].

Lo sviluppo dell'estrazione dell'energia dal vento rappresenta quindi una possibilità per soddisfare i requisiti richiesti; le macchine attualmente impiegate per questo scopo sono le turbine eoliche, ma come ogni fonte energetica, presentano alcuni problemi.

Nel passato, l'obbiettivo principale di una macchina di questo tipo era rappresentato dall'ottenimento delle massime prestazioni, mentre attualmente, si tende a includere tra le specifiche, anche il rumore generato. Esso rappresenta uno dei problemi più importanti che incidono sulla qualità della vita dei residenti nelle vicinanze dell'impianto, limitando la diffusione su vasta scala dell'energia eolica.

L'emissione sonora prodotta può essere suddivisa in due categorie[7]:

- rumore prodotto dagli organi meccanici
- rumore aerodinamico

L'emissione sonora proveniente dagli organi meccanici, ha luogo a causa del moto relativo tra i componenti stessi.

Alcuni esempi di sorgenti rumorose sono riportate di seguito:

- riduttore meccanico
- alternatore
- ventole di raffreddamento
- meccanismi ausiliari

Visto che il rumore è associato alla rotazione di parti in movimento, la sua emissione è concentrata maggiormente in frequenze ben determinate, generando un suono di tipo “tonale”.

Queste sorgenti sonore sono state ridotte notevolmente nel tempo grazie ad accurate progettazioni delle parti rotanti e all'applicazione di appropriati pannelli fonoassorbenti nei riduttori.

Il rumore aerodinamico è causato dal fatto che le pale della turbina si muovono immerse nell'aria: in questi frangenti, possono avere luogo parecchi fenomeni di generazione sonora complessi, e spesso, l'emissione associata a tali sorgenti è di tipo “broadband”[7] (la potenza sonora emessa è distribuita su un ampio range di frequenze).

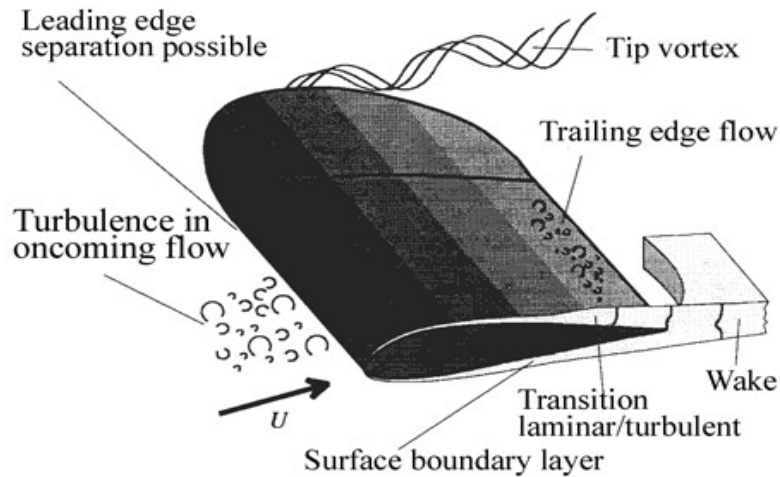


Fig. 3 Schema del flusso attorno ad una pala [7]

In figura 3 è riportato uno schema del flusso attorno ad una pala: alcuni meccanismi ivi riportati causano rumore di tipo aerodinamico. Di seguito si riassumono brevemente le più importanti sorgenti aerodinamiche di rumore, suddivise in tre gruppi distinti [7]:

1) Rumore a bassa frequenza: è formato dal “thickness noise”, dal “load noise” e dal passaggio periodico delle pale davanti alla torre di sostegno.

Il thickness noise è causato da sorgenti sonore di tipo monopolo, la cui intensità dipende dalla forma e dalla cinematica del corpo in moto (pale della turbina), mentre il load noise è associato a sorgenti sonore di tipo dipolo dovute alle forze aerodinamiche agenti sul fluido, generatesi a causa del moto[12].

L'ultima tipologia di rumore è il risultato dell'interazione della pala con la scia rilasciata dalla torre. Questo fenomeno può essere considerevolmente attenuato costruendo la turbina in configurazione “upwind”, cioè con il rotore posizionato a monte della torre, secondo la direzione del vento[7][8].

2) Rumore prodotto dalla turbolenza naturale del vento: è generato dall'interazione tra le pale del rotore e la turbolenza atmosferica ed è caratterizzato da una emissione di tipo “broadband”[7][8][10][11].

3) Rumore prodotto dal profilo aerodinamico è costituito da:

- rumore al bordo di fuga
- rumore al tip della pala
- rumore generato dall'eventuale presenza di separazione della corrente o stallo
- rumore generato dalla presenza dello strato limite laminare
- rumore causato dalla troncatura del profilo al bordo di fuga

Il primo deriva dall'interazione tra lo strato limite turbolento con il bordo di fuga e costituisce la sorgente principale dell'emissione di tipo “broadband” ad alta frequenza [7][8].

Esso viene generato prevalentemente nella zona più esterna della pala, ma non in corrispondenza della punta e spesso, l'emissione è concentrata nell'ultimo 25% della pala [16].

Alcune misurazioni sperimentali riportate nell'articolo [8] mostrano che in una turbina eolica di

grandi dimensioni (turbina eolica GAMESA G58 con diametro esterno pari a 58 m, altezza della torre pari a 53.5 m e potenza nominale pari a 850 kW), il picco di emissione sonora a 315 Hz si localizza a 24 m e quello a 5 kHz è emesso a 26 m dall'asse di rotazione della macchina. Questi risultati mostrano inoltre che all'aumentare della frequenza, il punto di massima emissione tende a spostarsi verso l'esterno.

Le condizioni di funzionamento della turbina in questione sono tali da ottenere un numero di Mach al tip pari a circa 0.22, mantenendo un numero di giri del rotore costante e pari a circa 25 giri/min. In figura 4 è riportata la proiezione dell'intensità delle sorgenti sonore, sul piano di rotazione del rotore.

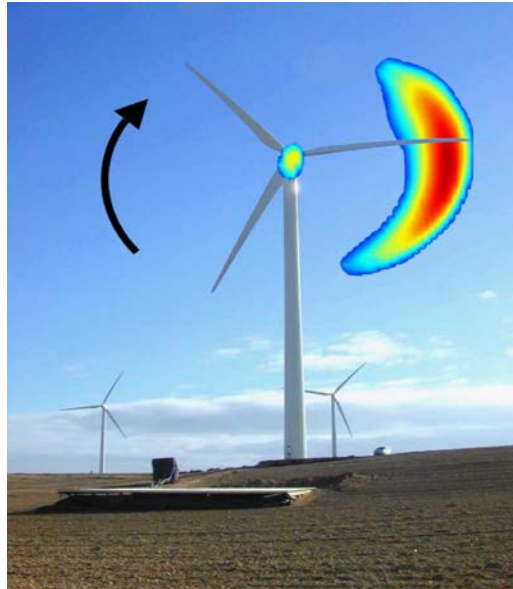


Fig. 4 Posizione delle sorgenti sonore rilevate [8]

La figura precedente mostra inoltre che il rumore viene generato nella fase di discesa della pala: questo effetto, sempre secondo [8][16], è causato dalla direttività di emissione sonora e dall'amplificazione convettiva. Si può quindi affermare che l'intensità delle sorgenti sonore rimane costante in ogni posizione della pala [8].

Il rumore proveniente dalla gondola della turbina eolica (rumore prodotto dagli organi meccanici) risulta di intensità inferiore rispetto a quello aerodinamico.

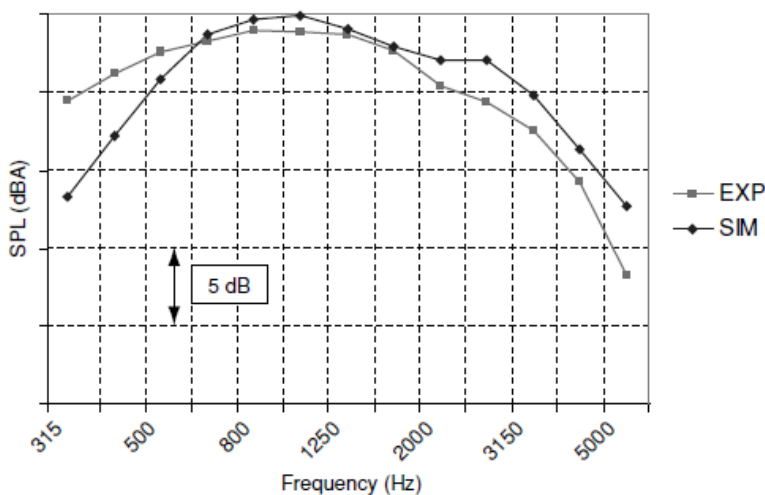


Fig. 5
Confronto tra lo spettro rilevato sperimentalmente (EXP) e lo spettro simulato (SIM) per la turbina GAMESA G58 [9]

Nell'articolo [9], utilizzando le correlazioni semi empiriche riportate in [11] per la stima delle sorgenti sonore, si dimostra che il rumore di questa turbina è prevalentemente generato al bordo di fuga. La figura 5 mostra il confronto tra l'andamento del livello di pressione sonora rilevato sperimentalmente e quello ottenuto utilizzando esclusivamente il modello semi empirico per l'emissione sonora al trailing edge della pala, confermando che quest'ultima è la principale sorgente acustica della turbina in esame.

L'articolo [9] riporta inoltre i risultati ottenuti con la turbina eolica GE 2.3 MW con diametro esterno pari a 94 m ed altezza della torre pari a 100 m; il grafico in figura 6 riporta ancora l'andamento del livello di pressione sonora sperimentalmente e quello ottenuto col modello per l'emissione sonora al bordo di fuga, confermando ulteriormente l'osservazione di cui sopra.

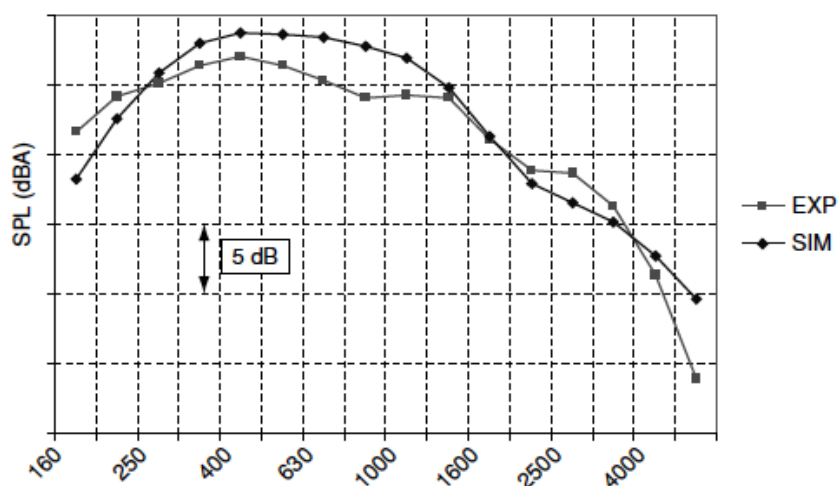


Fig. 6 Confronto tra lo spettro rilevato sperimentalmente (EXP) e lo spettro simulato (SIM) per la turbina GE 2.3 MW [9]

Nel caso di turbine eoliche di media potenza, la sorgente sonora predominante di tipo “broadband” sembra essere differente da quella precedentemente accertata. Infatti il calcolo del rumore della turbina eolica Atlantic Orient Corporation (AOC) 15/50 (diametro esterno pari a 15 m, altezza della torre di sostegno pari a 25 m, potenza nominale pari a 50 kW e velocità di rotazione costante e pari a 64.6 giri/min) riportato nell'articolo [10] mostra che la sorgente principale è dovuta dall'interazione tra le pale del rotore e la turbolenza atmosferica.

In figura 7 è riportato l'andamento del livello di pressione sonora rilevato sperimentalmente e quello ottenuto dal modello semi empirico per le varie sorgenti sonore alla velocità del vento pari a 8 m/s (Tip Speed Ratio = 6.34).

In questo grafico i dati sperimentali mostrano un picco sonoro alla frequenza di 700-800 Hz non fedelmente riprodotto dal modello semi empirico.

Secondo gli autori dell'articolo, il rumore associato a tale picco, sembra essere dovuto all'emissione sonora degli organi meccanici in movimento all'interno della gondola della turbina eolica.

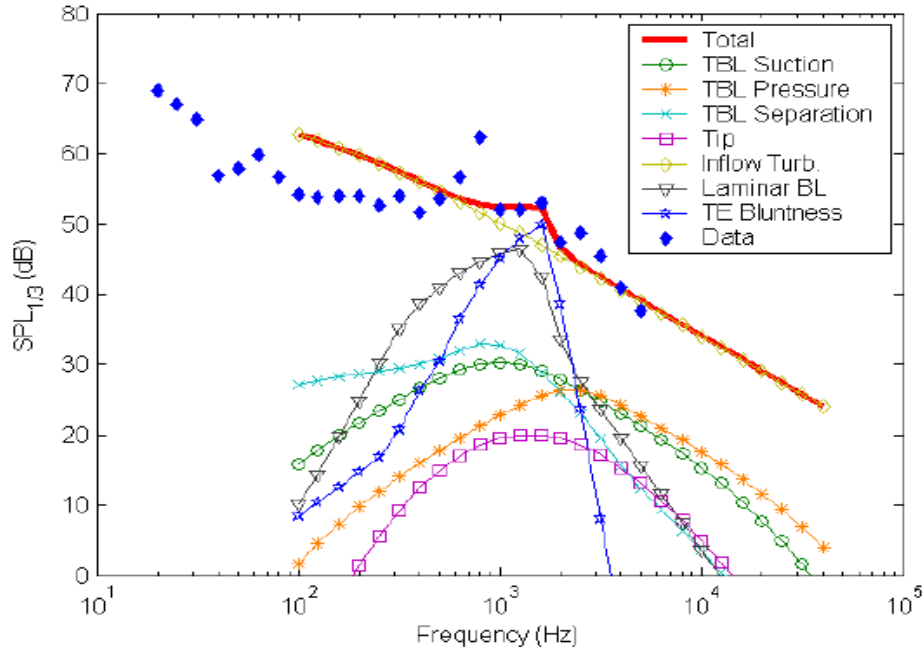


Fig. 7 Confronto tra lo spettro rilevato sperimentalmente (Data) e lo spettro simulato (Total) per la turbina AOC 15/50 [10]

Il rumore al tip della pala è causato dall'azione del vortice alla periferia della macchina, sulla superficie della punta della pala stessa, generando un'emissione sonora di tipo “broadband”[7]. In [13] si afferma che la forma della punta della pala può modificare la forma e l'intensità del vortice, provocando una riduzione del rumore emesso con conseguente modifica delle prestazioni della turbina eolica.

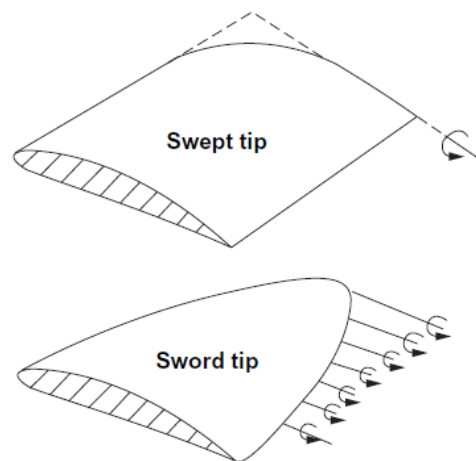


Fig. 8 Geometrie adottate per la costruzione dell'estremità della pala [13]

In figura 8 sono riportate due geometrie differenti adottabili per la costruzione dell'estremità della pala: quella indicata con il nome di “swept tip” consente di ottenere buone prestazioni aerodinamiche a scapito del rumore emesso. Generalmente la geometria più utilizzata è quella indicata con “sword tip” che consente di ridurre il rumore generato peggiorando però il rendimento aerodinamico della macchina [13].

Misurazioni acustiche sperimentali, condotte da Klug H. , Osten T. et al. su turbine eoliche aventi forma della punta differente, confermano che la geometria del tip ha una forte influenza sull'emissione sonora globale di tipo “broadband” [14]. La figura 9 mostra lo spettro sonoro misurato sperimentalmente, riportato nell'articolo [14].

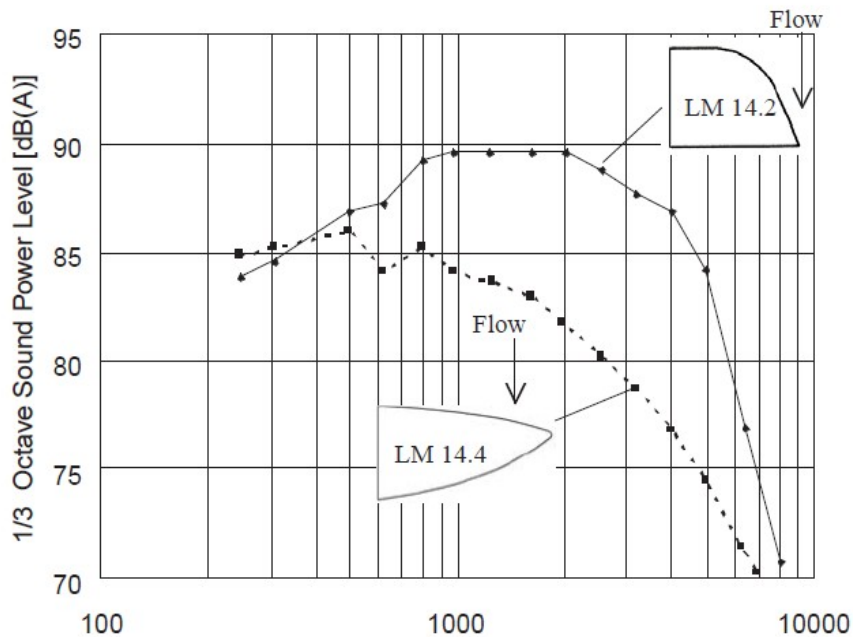


Fig. 9 Spettro sonoro al variare della forma del tip [14][26]

Altre prove sperimentali sono state condotte da [15] per analizzare ulteriormente l'influenza del tip sull'emissione sonora. La pala utilizzata in questo lavoro, è quella della turbina eolica Storm (con una potenza nominale di 1.8 kW e velocità di rotazione variabile), costruita con profilo aerodinamico S822 per garantire buone caratteristiche aerodinamiche, aeroacustiche e strutturali [15]. I test sono stati eseguiti inserendo l'ultima parte della pala all'interno della galleria del vento, come mostrato in figura 10, cambiando di volta in volta la punta removibile, la velocità del vento e l'angolo di attacco.



Fig. 10 Posizione della pala nella galleria del vento [15]

Sono state testate le 6 differenti geometrie riportate in figura 11, dove le prime 4, a partire da sinistra, hanno geometria simile a quelle studiate in Europa, la quinta è una geometria ipotetica che dovrebbe attenuare la generazione di rumore al tip e l'ultima è una winglet che dovrebbe spostare il vortice in modo da ridurre la sua azione sul bordo di fuga della pala [15].



Fig. 11 Geometrie di estremità testate in galleria del vento [15]

I risultati ottenuti per le varie configurazioni, non si discostano molto uno dall'altro; probabilmente ciò è la conseguenza di due fattori predominanti:

- i test sono eseguiti su una porzione della pala
- la galleria del vento usata è di tipo lineare

Sulla scorta di quanto sopra si evince che le prove non tengono conto delle effettive condizioni operative della turbina eolica, probabilmente alterandone i risultati.

L'unico elemento interessante consiste nella diminuzione del livello di pressione sonora globale per angoli di attacco limitati, probabilmente dovuto alla diminuzione del carico aerodinamico sulla zona più esterna della pala[15].

Il rumore generato dallo stallo deriva dalla reciproca influenza della turbolenza e la superficie della pala: il rumore risultante è di tipo “broadband”[7].

Da ultimi, la presenza dello strato limite laminare e la troncatura del profilo al bordo di fuga generano un rumore di tipo “tonale” causato rispettivamente dall'instabilità dello strato limite stesso e del distacco di vortici in corrispondenza della coda troncata: entrambe le emissioni sonore possono essere agevolmente eliminate[7].

Misura del rumore emesso da una turbina eolica

La quantificazione del rumore prodotto da una turbina eolica ad asse orizzontale, deve essere eseguita secondo la norma internazionale IEC 61400-11, che definisce le procedure da utilizzare nella misura, nell'analisi e nella pubblicazione delle emissioni acustiche.

La norma di cui sopra specifica anche gli strumenti da utilizzare per le misurazioni acustiche e per le rilevazioni delle condizioni atmosferiche, fornendo delle linee guida per la calibrazione dell'apparato sperimentale.

I dati estratti dalle rilevazioni sono [17]:

- livello di potenza sonora apparente pesato secondo la scala A (cfr. Introduzione)
- lo spettro del livello di pressione sonora, secondo la scala A in bande di terzo di ottava
- la tonalità del rumore (se presente)
- la direzionalità del rumore (facoltativo)

Ogni parametro viene ottenuto con velocità del vento costante, pari a 6 7 8 9 e 10 m/s.

Per ridurre l'influenza del vento sul rumore rilevato, il microfono viene posizionato al livello del terreno, inoltre, per eliminare l'inconveniente dovuto alla differente natura del terreno, viene collocato al di sopra di un disco di materiale rigido.

Per tenere conto della dimensione della macchina in esame, si posiziona il sensore acustico a valle della turbina ad una distanza di riferimento R_0 calcolata con la seguente formula [17]:

$$R_0 = H + D/2 \text{ [m]}$$

dove H rappresenta l'altezza della torre che sostiene il rotore e D è il diametro esterno della turbina eolica in metri.

In figura 12 è riportato lo schema di set up del sistema di rilevazione sonora comprensivo delle quote di riferimento.

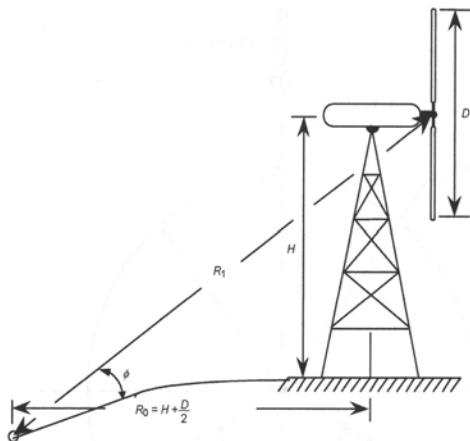


Fig. 12 Posizione del microfono [17]

Lo studio delle sorgenti sonore può essere eseguito agevolmente tramite la tecnica “beamforming”[4]: essa consente di individuare facilmente la posizione delle sorgenti predominanti e di stimare la loro potenza di emissione tramite la generazione di “immagini acustiche”. Il principio di funzionamento consiste nel combinare i segnali derivanti da più microfoni standard (non direzionali), opportunamente posizionati, in modo da ottenere complessivamente un sensore fortemente direzionale.

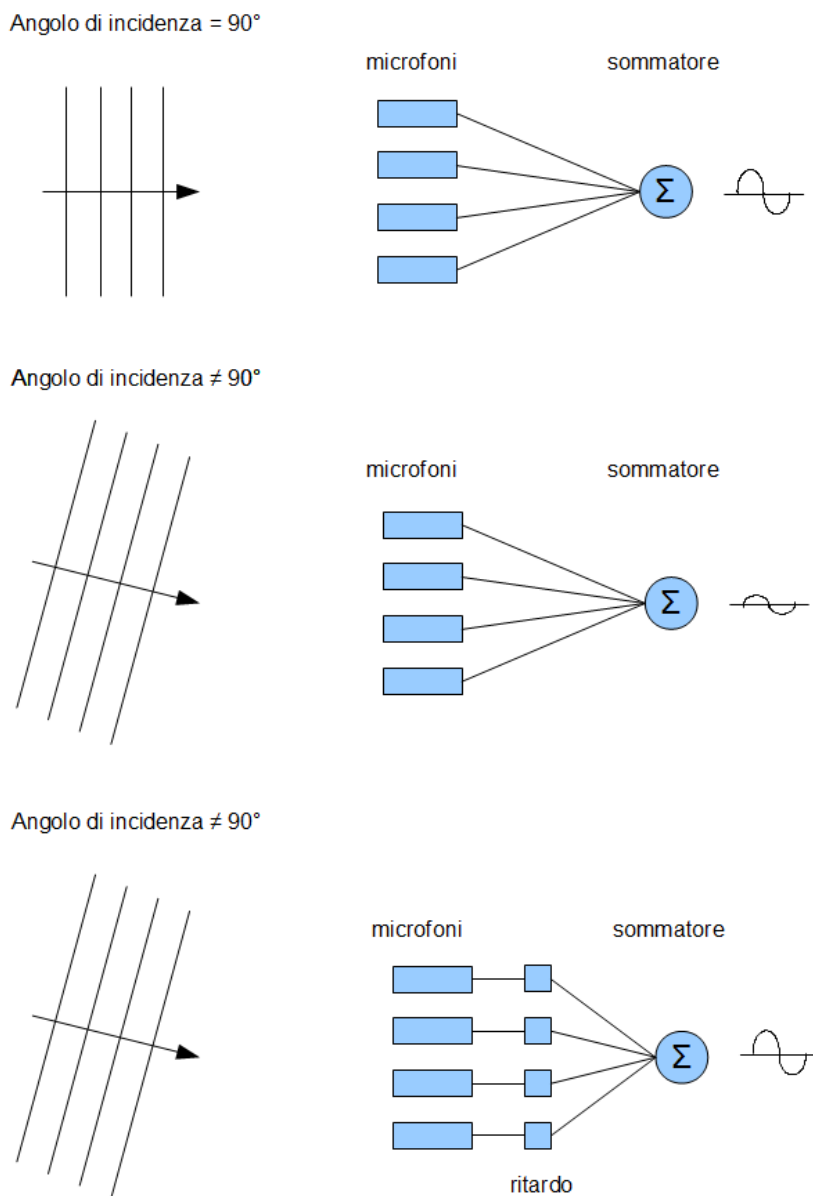


Fig. 13 Schema di funzionamento della tecnica “beamforming”

La figura 13 riporta il comportamento di un array di microfoni 1D investiti da un'onda sonora piana, al variare dell'angolo di incidenza. Nel primo caso il fronte d'onda è perpendicolare ai microfoni e li colpisce tutti contemporaneamente; i segnali dei vari sensori risultano quindi in fase e la loro somma produce un nuovo segnale di ampiezza elevata (interferenza costruttiva).

Nel secondo caso invece il fronte d'onda raggiunge i microfoni in tempi differenti e l'ampiezza del segnale all'uscita del sommatore risulterà inferiore rispetto alla configurazione precedente, a causa dell'interferenza distruttiva (i segnali provenienti dai microfoni sono tra loro sfasati).

Complessivamente l'array di microfoni si comporta da sensore direzionale privilegiando la misura del suono con onda incidente ortogonale.

La configurazione 3 di figura 13 consente di raggiungere una maggiore flessibilità di impiego perché inserendo un opportuno ritardo virtuale in ogni microfono è possibile riportare in fase i segnali modificando la direzionalità del sensore complessivo.

Utilizzando un array di microfoni 2D, il sistema consente di misurare il rumore proveniente da una piccola area e, modificando opportunamente il valore dei ritardi virtuali, si ha l'opportunità di investigare una superficie estesa generando un'immagine acustica.

Giova ricordare che le operazioni di somma e di ritardo virtuale sono gestite da un software implementato in un computer.

La stima del livello di potenza sonora proveniente da ogni singola area è ottenuta tramite semplici formule che legano il livello di pressione sonora, il livello di potenza sonora e la distanza del sensore dalla superficie analizzata (cfr. pag. 6).

Da ultimo bisogna considerare che, a causa dell'effetto Doppler, la frequenza di emissione misurata è differente da quella reale, se la superficie in esame è in movimento [2][3][4].

Prendendo in esame una sorgente sonora puntiforme il cui moto avviene lungo la congiungente con il sensore, si nota infatti che la frequenza rilevata è legata alla velocità della sorgente, alla velocità di propagazione del suono ed alla frequenza di emissione sonora.

Nella figura 14 sono rappresentati alcuni fronti d'onda emessi dalla sorgente in moto, alla velocità V_s , ad intervalli di tempo pari a T_0 ; in ogni periodo T_0 la sorgente si è spostata della quantità $V_s \cdot T_0$, inferiore alla lunghezza d'onda λ_0 (rapporto tra la velocità del suono V e la frequenza di emissione f_0).

Nella configurazione sotto riportata, il ricevitore R è interessato da un numero maggiore di fronti d'onda nell'unità di tempo, rispetto al caso di sorgente ferma, quindi la frequenza rilevata f_R è superiore alla frequenza di emissione f_S .

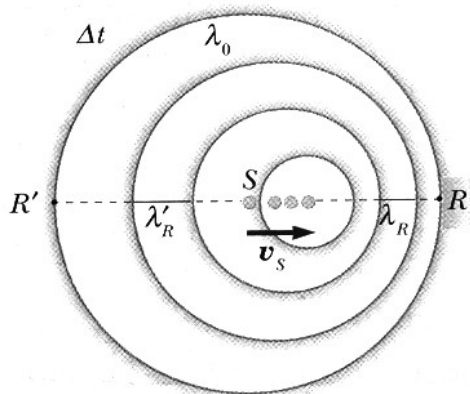


Fig. 14 Sorgente S in moto verso il ricevitore R [2]

La lunghezza d'onda ricevuta λ_R è pari a [2]:

$$\lambda_R = \lambda_0 - V_S * T_0 = \frac{V - V_S}{f_0}$$

da cui la frequenza rilevata f_R vale [2]:

$$f_R = \frac{V}{\lambda_R} = \frac{V}{V - V_S} * f_0$$

E' indispensabile tenere presente che la precedente analisi è valida sotto l'ipotesi che la velocità della sorgente sia inferiore a quella del suono, cioè che il corpo sia in moto subsonico.

Metodi numerici per il calcolo Aeroacustico

Le equazioni di Navier-Stokes

Le equazioni che regolano il moto di un fluido viscoso incompressibile sono denominate equazioni di Navier-Stokes: esse possono essere suddivise in equazione di continuità ed equazioni del momento. Nella derivazione delle precedenti formule, si fa riferimento all'approccio Euleriano, tenendo presente che ogni variabile nel campo di moto dipende dalla posizione e dal tempo.

L'equazione di continuità esprime il principio fisico secondo il quale la massa di fluido non può essere né creata, né distrutta [18]: prendendo a riferimento un volume di controllo fisso nello spazio e nel tempo (figura 15) si può quindi affermare che la portata complessiva di fluido in ingresso e in uscita alla superficie S del volume in esame, coincide con il tasso di variazione temporale della massa contenuta nel volume stesso V.

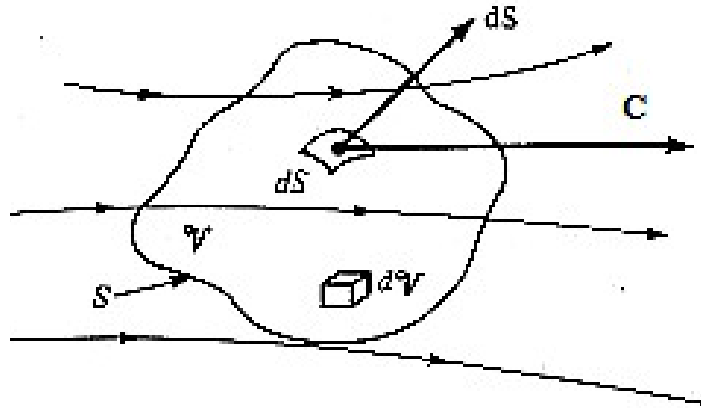


Fig. 15 Volume di controllo [18]

In termini matematici, indicando con \bar{C} la velocità assoluta del fluido e con ρ la densità locale, la portata di massa complessiva \dot{m} passante per la superficie S vale [18]:

$$\dot{m} = \int_S \rho \bar{C} \cdot d\bar{S}$$

Giova ricordare che la portata assume segno positivo se è uscente dalla superficie S, essendo per convenzione positiva la normale uscente dal volume di controllo.

La massa m contenuta all'interno del volume di controllo vale:

$$m = \int_V \rho dV$$

dalla precedente relazione è possibile ricavare l'incremento temporale di massa all'interno del volume di controllo e, ricordando che il volume V è fisso nel tempo, è possibile portare il segno di derivata all'interno dell'integrale:

$$\dot{m} = \frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV = \int_V (\partial\rho/\partial t) dV$$

Uguagliando le due espressioni della portata di massa appena ricavate, tenendo conto che una portata positiva corrisponde ad un incremento temporale di massa negativo nel volume di controllo e sfruttando il teorema della divergenza [20] si ottiene l'equazione di continuità:

$$\int_S \rho \bar{\mathbf{C}} \cdot d\bar{\mathbf{S}} = - \int_V (\partial\rho/\partial t) dV$$

$$\int_S \rho \bar{\mathbf{C}} \cdot d\bar{\mathbf{S}} + \int_V (\partial\rho/\partial t) dV = 0$$

$$\int_V \text{div}(\rho \bar{\mathbf{C}}) dV + \int_V (\partial\rho/\partial t) dV = 0$$

$$\int_V [(\partial\rho/\partial t) + \text{div}(\rho \bar{\mathbf{C}})] dV = 0$$

$$\boxed{(\partial\rho/\partial t) + \text{div}(\rho \bar{\mathbf{C}}) = 0}$$

nel caso in cui si voglia studiare un problema stazionario, la derivata temporale della densità è nulla e l'equazione di continuità si riduce alla seguente formula:

$$\boxed{\text{div}(\rho \bar{\mathbf{C}}) = 0}$$

L'ultima formula ricavata, è da applicarsi anche allo studio di un fluido incomprimibile, perché la densità si mantiene costante [19].

Le equazioni del momento si ricavano applicando la seconda legge di Newton, che esprime il bilancio tra la forza risultante $\bar{\mathbf{F}}$ agente sul corpo ed il prodotto tra la massa m e la sua accelerazione $\bar{\mathbf{a}}$ [18]: in particolare, nella presente trattazione, si parte dalla formula più generale che esprime la conservazione della quantità di moto del volume di fluido V [19]:

$$\bar{\mathbf{F}} = \frac{d}{dt} \int_V \rho \bar{\mathbf{C}} dV$$

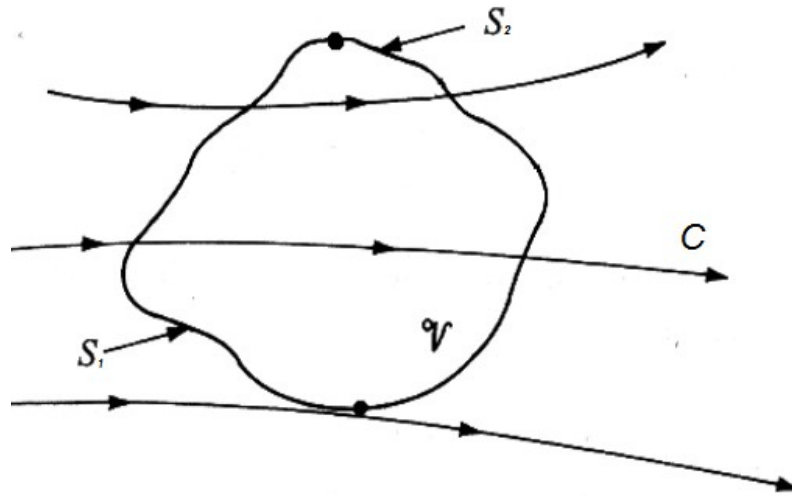


Fig. 16 Volume di controllo per la derivazione dell'equazione del momento [18]

Con riferimento al volume di controllo in figura 16, indicando con $\bar{\mathbf{i}}$ il versore della coordinata curvilinea tangente al vettore velocità e suddividendo la superficie di controllo in due parti S_1 e S_2 , è possibile sviluppare ulteriormente la variazione temporale della quantità di moto:

$$d/dt \int_V \rho \bar{\mathbf{C}} dV = \int_V d(\rho \bar{\mathbf{C}})/dt dV$$

Ricordando la definizione di derivata euleriana [19]:

$$\begin{aligned} d(\rho \bar{\mathbf{C}})/dt &= \partial(\rho \bar{\mathbf{C}})/\partial x^* \partial x/\partial t + \partial(\rho \bar{\mathbf{C}})/\partial y^* \partial y/\partial t + \partial(\rho \bar{\mathbf{C}})/\partial z^* \partial z/\partial t + \partial(\rho \bar{\mathbf{C}})/\partial t = \\ &= \partial(\rho \bar{\mathbf{C}})/\partial t + \bar{\mathbf{C}} \cdot \text{grad}(\rho \bar{\mathbf{C}}) \end{aligned}$$

e sostituendo nell'integrale di cui sopra, si ottiene:

$$\begin{aligned} \int_V d(\rho \bar{\mathbf{C}})/dt dV &= \int_V \partial(\rho \bar{\mathbf{C}})/\partial t + \bar{\mathbf{C}} \cdot \text{grad}(\rho \bar{\mathbf{C}}) dV = \\ \int_V \partial(\rho \bar{\mathbf{C}})/\partial t + |\bar{\mathbf{C}}| \bar{\mathbf{i}} \cdot \text{grad}(\rho \bar{\mathbf{C}}) dV &= \int_V \partial(\rho \bar{\mathbf{C}})/\partial t + |\bar{\mathbf{C}}| \partial(\rho \bar{\mathbf{C}})/\partial l dV = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \int_V \partial(\rho\bar{\mathbf{C}})/\partial t \, dV + \int_S \left(\int_l \partial(\rho\bar{\mathbf{C}})/\partial l \, dl \right) |\bar{\mathbf{C}}| \, dS = \\
& \int_V \partial(\rho\bar{\mathbf{C}})/\partial t \, dV + \int_S (\rho\bar{\mathbf{C}}_2 - \rho\bar{\mathbf{C}}_1) |\bar{\mathbf{C}}| \, dS = \\
& \int_V \partial(\rho\bar{\mathbf{C}})/\partial t \, dV + \int_{S_2} \rho\bar{\mathbf{C}}_2 |\bar{\mathbf{C}}| \, dS - \int_{S_1} \rho\bar{\mathbf{C}}_1 |\bar{\mathbf{C}}| \, dS = \\
& \partial/\partial t \int_V \rho\bar{\mathbf{C}} \, dV + \int_{S_2} \bar{\mathbf{C}} (\rho\bar{\mathbf{C}} \cdot d\bar{\mathbf{S}}) + \int_{S_1} \bar{\mathbf{C}} (\rho\bar{\mathbf{C}} \cdot d\bar{\mathbf{S}}) = \\
& \partial/\partial t \int_V \rho\bar{\mathbf{C}} \, dV + \int_S \bar{\mathbf{C}} (\rho\bar{\mathbf{C}} \cdot d\bar{\mathbf{S}})
\end{aligned}$$

Nel penultimo passaggio si è applicata la formula del prodotto scalare tra i due vettori $\bar{\mathbf{C}}$ e $d\bar{\mathbf{S}}$; da notare che tali vettori sono concordi nella superficie S_2 e discordi in S_1 .
In definitiva si ottiene [18][19]:

$$\boxed{\frac{d}{dt} \int_V \rho\bar{\mathbf{C}} \, dV = \partial/\partial t \int_V \rho\bar{\mathbf{C}} \, dV + \int_S \bar{\mathbf{C}} (\rho\bar{\mathbf{C}} \cdot d\bar{\mathbf{S}})}$$

Le componenti forza che agiscono sul volume di controllo possono essere distinte in due categorie:

- Forze di volume: sono le forze, (come la gravità) che agiscono a distanza sul volume di fluido.
- Forze di superficie: sono le forze legate alla pressione ed alla viscosità che agiscono sulla superficie di controllo S

Indicando con $\bar{\mathbf{f}}$ la densità massica delle forze di volume, con $\bar{\mathbf{F}}_{\text{visc}}$ la forza globale legata alla viscosità e con p la pressione che agisce sulla superficie di controllo, la somma delle forze agenti sul volume di controllo vale[18]:

$$\boxed{\bar{\mathbf{F}} = \int_V \rho\bar{\mathbf{f}} \, dV - \int_S p \, d\bar{\mathbf{S}} + \bar{\mathbf{F}}_{\text{visc}}}$$

nella precedente equazione si è utilizzato il segno negativo sull'integrale superficiale perché la pressione agisce in senso contrario alla normale uscente dal volume di controllo.

Ricomponendo i termini della equazione di conservazione della quantità di moto ed applicando il teorema del gradiente all'integrale della pressione [20] si ottiene:

$$\int_V \partial(\rho\bar{\mathbf{C}})/\partial t \, dV + \int_S \bar{\mathbf{C}} (\rho\bar{\mathbf{C}} \cdot d\bar{\mathbf{S}}) = \int_V \rho\bar{\mathbf{f}} \, dV - \int_V \text{grad}(p) \, dV + \bar{\mathbf{F}}_{\text{visc}}$$

Per rendere omogenea la precedente espressione è opportuno trasformare l'integrale di superficie, a sinistra del segno di uguaglianza, in integrale di volume, e riscrivere l'addendo $\overline{\mathbf{F}}_{\text{visc}}$ in termini integrali [18]; per semplicità si eseguono i calcoli facendo riferimento alla sola direzione x. Sfruttando il teorema della divergenza [20] si ottiene :

$$\int_V \partial(\rho C_x)/\partial t dV + \int_S C_x \rho \overline{\mathbf{C}} \cdot d\overline{\mathbf{S}} = \int_V \rho f_x dV - \int_V \partial(p)/\partial x dV + \int_V f_{\text{visc},x} dV$$

$$\int_V \partial(\rho C_x)/\partial t dV + \int_V \text{div}(C_x \rho \overline{\mathbf{C}}) dV = \int_V \rho f_x dV - \int_V \partial(p)/\partial x dV + \int_V f_{\text{visc},x} dV$$

$$\int_V \partial(\rho C_x)/\partial t + \text{div}(C_x \rho \overline{\mathbf{C}}) - \rho f_x + \partial(p)/\partial x - f_{\text{visc},x} dV = 0$$

La precedente scrittura stabilisce che l'integrale esteso ad un volume finito è nullo: di conseguenza anche l' integrando assume valore zero;

$$\partial(\rho C_x)/\partial t + \text{div}(C_x \rho \overline{\mathbf{C}}) - \rho f_x + \partial(p)/\partial x - f_{\text{visc},x} = 0$$

$$\partial(\rho C_x)/\partial t + \text{div}(C_x \rho \overline{\mathbf{C}}) = \rho f_x - \partial(p)/\partial x + f_{\text{visc},x}$$

$$\rho [(\partial C_x/\partial t) + \overline{\mathbf{C}} \cdot \text{grad}(C_x)] + C_x [(\partial \rho/\partial t) + \text{div}(\rho \overline{\mathbf{C}})] = \rho f_x - \partial(p)/\partial x + f_{\text{visc},x}$$

ricordando l'equazione di continuità, il secondo termine a sinistra del segno di uguale si elide, fornendo la seguente espressione:

$$\rho(\partial C_x/\partial t) + \rho \overline{\mathbf{C}} \cdot \text{grad}(C_x) = \rho f_x - \partial(p)/\partial x + f_{\text{visc},x}$$

L'ultima equazione scritta rappresenta l'equazione differenziale alle derivate parziali che regola la conservazione della quantità di moto in un fluido incomprimibile nella direzione x. Con passaggi del tutto simili si ricavano le espressioni per le direzioni y e z :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho(\partial C_x/\partial t) + \rho \overline{\mathbf{C}} \cdot \text{grad}(C_x) = \rho f_x - \partial(p)/\partial x + f_{\text{visc},x} \\ \rho(\partial C_y/\partial t) + \rho \overline{\mathbf{C}} \cdot \text{grad}(C_y) = \rho f_y - \partial(p)/\partial y + f_{\text{visc},y} \\ \rho(\partial C_z/\partial t) + \rho \overline{\mathbf{C}} \cdot \text{grad}(C_z) = \rho f_z - \partial(p)/\partial z + f_{\text{visc},z} \end{array} \right.$$

I termini $f_{\text{visc},i}$ corrispondono alla forza globale agente nella direzione i -esima, su unità di volume causati dalle forze viscosi; di seguito si riporta esclusivamente la derivazione per la direzione x, quelle per le direzioni y e z, infatti, sono analoghe.

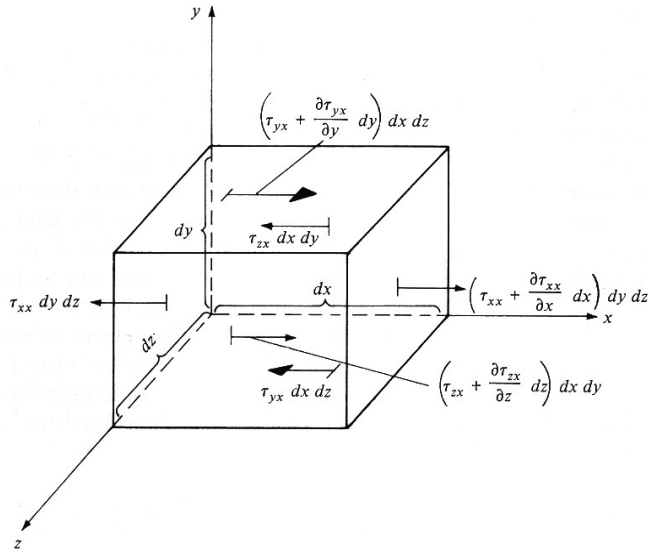


Fig. 17 Volume cubico per la derivazione del termine $f_{\text{visc},x}$ [18]

In figura 17 sono riportate le forze viscose su unità di superficie agenti su un volumetto di riferimento nella direzione x; la forza globale $dF_{\text{visc},x}$ vale:

$$\begin{aligned}
 dF_{\text{visc},x} &= \tau_{xx} * dy * dz + \partial \tau_{xx} / \partial x * dx * dy * dz - \tau_{xx} * dy * dz + \\
 &+ \tau_{yx} * dx * dz + \partial \tau_{yx} / \partial y * dx * dy * dz - \tau_{yx} * dx * dz + \\
 &+ \tau_{zx} * dx * dy + \partial \tau_{zx} / \partial z * dx * dy * dz - \tau_{zx} * dx * dy \\
 dF_{\text{visc},x} &= (\partial \tau_{xx} / \partial x + \partial \tau_{yx} / \partial y + \partial \tau_{zx} / \partial z) * dV
 \end{aligned}$$

da cui la forza globale agente nella direzione x su unità di volume $f_{\text{visc},x}$ vale:

$$f_{\text{visc},x} = dF_{\text{visc},x} / dV = (\partial \tau_{xx} / \partial x + \partial \tau_{yx} / \partial y + \partial \tau_{zx} / \partial z)$$

Nel caso di fluido newtoniano incomprimibile, gli sforzi tangenziali τ_{ij} possono essere calcolati a partire dalla viscosità dinamica e dalle componenti della velocità del fluido stesso, utilizzando la seguente formula [18][19]:

$$\tau_{ij} = \mu (\partial C_i / \partial x_j + \partial C_j / \partial x_i)$$

sostituendo nella precedente, il termine $f_{\text{visc},x}$ vale:

$$\begin{aligned}
 f_{\text{visc},x} &= \partial / \partial x (\mu \partial C_x / \partial x + \mu \partial C_x / \partial x) + \partial / \partial y (\mu \partial C_y / \partial x + \mu \partial C_x / \partial y) + \partial / \partial z (\mu \partial C_z / \partial x + \mu \partial C_x / \partial z) = \\
 &= \text{div}(\mu \text{grad}(C_x) + \mu \partial \bar{C} / \partial x) = \text{div} [\mu (\text{grad}(C_x) + \partial \bar{C} / \partial x)]
 \end{aligned}$$

e inserendo nel sistema di equazioni del momento precedente si ottiene:

$$\left\{ \begin{aligned}
 \rho (\partial C_x / \partial t) + \rho \bar{C} \cdot \text{grad}(C_x) &= \rho f_x - \partial(p) / \partial x + \text{div} [\mu (\text{grad}(C_x) + \partial \bar{C} / \partial x)] \\
 \rho (\partial C_y / \partial t) + \rho \bar{C} \cdot \text{grad}(C_y) &= \rho f_y - \partial(p) / \partial y + \text{div} [\mu (\text{grad}(C_y) + \partial \bar{C} / \partial y)] \\
 \rho (\partial C_z / \partial t) + \rho \bar{C} \cdot \text{grad}(C_z) &= \rho f_z - \partial(p) / \partial z + \text{div} [\mu (\text{grad}(C_z) + \partial \bar{C} / \partial z)]
 \end{aligned} \right.$$

Le formule così ricavate prendono il nome di equazioni di Navier-Stokes e regolano, nel caso più generale, la dinamica dei fluidi viscosi Newtoniani. Esse possono essere riassunte utilizzando una scrittura vettoriale che, trascurando le forze di volume e trattando adeguatamente il termine $\bar{\mathbf{f}}_{\text{visc}}$ assumono la seguente forma:

$$\bar{\mathbf{f}}_{\text{visc}} = \begin{Bmatrix} f_{\text{visc},x} \\ f_{\text{visc},y} \\ f_{\text{visc},z} \end{Bmatrix} = \begin{pmatrix} \mu(\frac{\partial}{\partial x} C_x + \frac{\partial}{\partial x} C_x) & \mu(\frac{\partial}{\partial x} C_y + \frac{\partial}{\partial y} C_x) & \mu(\frac{\partial}{\partial x} C_z + \frac{\partial}{\partial z} C_x) \\ \mu(\frac{\partial}{\partial y} C_x + \frac{\partial}{\partial x} C_y) & \mu(\frac{\partial}{\partial y} C_y + \frac{\partial}{\partial y} C_y) & \mu(\frac{\partial}{\partial y} C_z + \frac{\partial}{\partial z} C_y) \\ \mu(\frac{\partial}{\partial z} C_x + \frac{\partial}{\partial x} C_z) & \mu(\frac{\partial}{\partial z} C_y + \frac{\partial}{\partial y} C_z) & \mu(\frac{\partial}{\partial z} C_z + \frac{\partial}{\partial z} C_z) \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{Bmatrix} =$$

$$= \text{div}[\mu \text{grad}(\bar{\mathbf{C}}) + \mu \text{grad}(\bar{\mathbf{C}})^T]$$

$$\rho(\frac{\partial \bar{\mathbf{C}}}{\partial t}) + \rho \bar{\mathbf{C}} \cdot \text{grad}(\bar{\mathbf{C}}) = - \text{grad}(p) + \text{div}[\mu \text{grad}(\bar{\mathbf{C}}) + \mu \text{grad}(\bar{\mathbf{C}})^T]$$

Se si aggiungono le ipotesi che il fluido sia incomprimibile e che la viscosità dinamica sia costante, allora, sfruttando l'equazione della continuità, il termine $\bar{\mathbf{f}}_{\text{visc}}$ può essere semplificato ulteriormente. Facendo riferimento alla direzione x si ottiene:

$$f_{\text{visc},x} = \frac{\partial}{\partial x}(\mu \frac{\partial C_x}{\partial x} + \mu \frac{\partial C_x}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(\mu \frac{\partial C_y}{\partial x} + \mu \frac{\partial C_x}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z}(\mu \frac{\partial C_z}{\partial x} + \mu \frac{\partial C_x}{\partial z}) =$$

$$\mu \frac{\partial^2 C_x}{\partial x^2} + \mu \frac{\partial^2 C_x}{\partial x^2} + \mu \frac{\partial^2 C_y}{\partial x \partial y} + \mu \frac{\partial^2 C_x}{\partial y^2} + \mu \frac{\partial^2 C_z}{\partial x \partial z} + \mu \frac{\partial^2 C_x}{\partial z^2} =$$

$$[\mu \frac{\partial^2 C_x}{\partial x^2} + \mu \frac{\partial^2 C_x}{\partial y^2} + \mu \frac{\partial^2 C_x}{\partial z^2}] + [\mu \frac{\partial^2 C_y}{\partial x \partial y} + \mu \frac{\partial^2 C_z}{\partial x \partial z}] =$$

$$\text{div}(\mu \text{grad}(C_x)) + \mu \frac{\partial}{\partial x} \text{div}(\bar{\mathbf{C}}) = \text{div}(\mu \text{grad}(C_x))$$

i termini f_{visc} per le direzioni y e z si ricavano in maniera analoga. Inserendo nell'equazione vettoriale del momento si ottiene:

$$\rho(\frac{\partial \bar{\mathbf{C}}}{\partial t}) + \rho \bar{\mathbf{C}} \cdot \text{grad}(\bar{\mathbf{C}}) = - \text{grad}(p) + \text{div}[\mu \text{grad}(\bar{\mathbf{C}})]$$

Computational Fluid Dynamics

L'aumento della potenza di calcolo raggiunta dai moderni calcolatori elettronici ha permesso la soluzione di problemi aerodinamici complessi, senza l'ausilio di prove sperimentali.

Questa nuova tecnica consente di risparmiare risorse in termini economici e temporali, fornendo le caratteristiche aerodinamiche della geometria in esame, immersa in un moto turbolento.

I codici di calcolo utilizzati si basano sulla soluzione delle equazioni di Navier-Stokes opportunamente adattate alle varie alternative [21]:

- DNS
- LES
- RANS

Il calcolo DNS (Direct Numerical Simulation) risolve direttamente le equazioni di cui sopra ottenendo, in maniera molto dettagliata, il campo di moto attorno al corpo immerso nel fluido.

Questa tecnica richiede l'uso di supercomputer, a causa dell'elevato numero di nodi richiesto per la corretta risoluzione di tutte le strutture vorticosi presenti, quindi non viene in genere utilizzata in campo industriale.

Il metodo LES (Large Eddy Simulation) utilizza equazioni, derivate dalle precedenti, che consentono di simulare i vortici di maggiore dimensione; l'effetto delle strutture turbolente minori è affidato al modello.

La complessità di calcolo del presente metodo, è molto inferiore rispetto al DNS, ma il tempo necessario per l'ottenimento di una soluzione soddisfacente, con gli attuali computer, risulta ancora elevato e non consente di affrontare, in tempi ragionevoli, problemi ingegneristici di notevole difficoltà.

La tecnica RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes) invece permette di ottenere il campo di moto medio, del problema in esame, fornendo tutte le caratteristiche aerodinamiche richieste.

Le equazioni risolte si ricavano applicando la media temporale alle equazioni di Navier-Stokes: questa operazione genera la nascita di termini aggiuntivi nelle equazioni stesse rendendo necessaria l'introduzione di un modello di turbolenza per la chiusura del problema.

La complessità di calcolo ed il tempo richiesto da questo metodo, sono molto inferiori rispetto ai precedenti, rappresentando di fatto il metodo più utilizzato in campo industriale.

Di seguito si riporta brevemente la derivazione delle equazioni implementate nel modello RANS eseguendo i calcoli per l'equazione di continuità e l'equazione del momento nella direzione x .

Il moto turbolento di un fluido è caratterizzato dalla presenza di innumerevoli vortici di varie dimensioni, orientati nello spazio: in ogni punto, le caratteristiche fluidodinamiche si presentano diverse istante per istante, perché influenzate dai vortici in transito nelle vicinanze [19]. Se si fa riferimento alla media temporale della velocità, si può osservare che il moto è suddiviso in una componente media ed una fluttuante: ogni variabile fluidodinamica può essere quindi riscritta in questi termini [19].

Nel caso di moto incomprimibile, le variabili influenzate, sono le componenti della velocità ed il valore della pressione [19]; indicando con l'apice “ m ” la componente media e con l'apice “ $'$ ” la componente fluttuante, si può scrivere che:

$$C_x = C_x^m + C_x'$$

$$C_y = C_y^m + C_y'$$

$$C_z = C_z^m + C_z'$$

$$p = p^m + p'$$

si vuole altresì far notare che la quantità media è ottenuta prendendo a riferimento un periodo di tempo T abbastanza esteso, in modo che la media della componente fluttuante sia nulla [19]:

$$C_x^m = 1/T \int_0^T C_x d\tau$$

$$1/T \int_0^T C_x' d\tau = 0$$

Prima di derivare le equazioni che regolano il moto medio, è opportuno ricavare alcune relazioni di base che faciliteranno i calcoli successivi; sia φ una grandezza scalare ed \bar{A} una vettoriale, composti da valore medio e componente fluttuante e sia s una variabile generica [21]:

$$\begin{aligned} (\partial\varphi/\partial s)^m &= 1/T \int_0^T \partial\varphi/\partial s d\tau = \partial/\partial s \left[1/T \int_0^T \varphi d\tau \right] = \partial/\partial s \left[1/T \int_0^T \varphi^m + \varphi' d\tau \right] = \\ &= \partial/\partial s \left[1/T \int_0^T \varphi^m d\tau + 1/T \int_0^T \varphi' d\tau \right] = \partial/\partial s \left[\varphi^m + 0 \right] = \partial\varphi^m/\partial s \end{aligned}$$

$$\boxed{(\partial\varphi/\partial s)^m = \partial\varphi^m/\partial s}$$

$$\begin{aligned} (\partial^2\varphi/\partial s^2)^m &= 1/T \int_0^T \partial^2\varphi/\partial s^2 d\tau = \partial^2/\partial s^2 \left[1/T \int_0^T \varphi d\tau \right] = \partial^2/\partial s^2 \left[1/T \int_0^T \varphi^m + \varphi' d\tau \right] = \\ &= \partial^2/\partial s^2 \left[1/T \int_0^T \varphi^m d\tau + 1/T \int_0^T \varphi' d\tau \right] = \partial^2/\partial s^2 \left[\varphi^m + 0 \right] = \partial^2\varphi^m/\partial s^2 \end{aligned}$$

$$\boxed{(\partial^2\varphi/\partial s^2)^m = \partial^2\varphi^m/\partial s^2}$$

$$(\partial\bar{A}/\partial s)^m = [\partial A_x/\partial s ; \partial A_y/\partial s ; \partial A_z/\partial s]^m = [\partial A_x^m/\partial s ; \partial A_y^m/\partial s ; \partial A_z^m/\partial s] = \partial\bar{A}^m/\partial s$$

$$\boxed{(\partial\bar{A}/\partial s)^m = \partial\bar{A}^m/\partial s}$$

$$\begin{aligned}
[\bar{\mathbf{A}} \cdot \text{grad}(\varphi)]^m &= [A_x \partial\varphi/\partial x + A_y \partial\varphi/\partial y + A_z \partial\varphi/\partial z]^m = \\
&= \frac{1}{T} \int_0^T A_x \partial\varphi/\partial x \, d\tau + \frac{1}{T} \int_0^T A_y \partial\varphi/\partial y \, d\tau + \frac{1}{T} \int_0^T A_z \partial\varphi/\partial z \, d\tau = \\
&= \left[\frac{1}{T} \int_0^T (A_x^m + A_x') (\partial\varphi^m/\partial x + \partial\varphi'/\partial x) \, d\tau \right] + \\
&= \left[\frac{1}{T} \int_0^T (A_y^m + A_y') (\partial\varphi^m/\partial y + \partial\varphi'/\partial y) \, d\tau \right] + \\
&= \left[\frac{1}{T} \int_0^T (A_z^m + A_z') (\partial\varphi^m/\partial z + \partial\varphi'/\partial z) \, d\tau \right] = \\
&= \left[\frac{1}{T} \int_0^T A_x^m \partial\varphi^m/\partial x + A_x' \partial\varphi'/\partial x + A_x^m \partial\varphi'/\partial x + A_x' \partial\varphi^m/\partial x \, d\tau \right] + \\
&= \left[\frac{1}{T} \int_0^T A_y^m \partial\varphi^m/\partial y + A_y' \partial\varphi'/\partial y + A_y^m \partial\varphi'/\partial y + A_y' \partial\varphi^m/\partial y \, d\tau \right] + \\
&= \left[\frac{1}{T} \int_0^T A_z^m \partial\varphi^m/\partial z + A_z' \partial\varphi'/\partial z + A_z^m \partial\varphi'/\partial z + A_z' \partial\varphi^m/\partial z \, d\tau \right] = \\
&= \left[A_x^m \partial\varphi^m/\partial x + (A_x' \partial\varphi'/\partial x)^m + A_x^m/T \partial/\partial x \int_0^T \varphi' \, d\tau + \frac{1}{T} \partial\varphi^m/\partial x \int_0^T A_x' \, d\tau \right] + \\
&= \left[A_y^m \partial\varphi^m/\partial y + (A_y' \partial\varphi'/\partial y)^m + A_y^m/T \partial/\partial y \int_0^T \varphi' \, d\tau + \frac{1}{T} \partial\varphi^m/\partial y \int_0^T A_y' \, d\tau \right] + \\
&= \left[A_z^m \partial\varphi^m/\partial z + (A_z' \partial\varphi'/\partial z)^m + A_z^m/T \partial/\partial z \int_0^T \varphi' \, d\tau + \frac{1}{T} \partial\varphi^m/\partial z \int_0^T A_z' \, d\tau \right] = \\
&= A_x^m \partial\varphi^m/\partial x + A_y^m \partial\varphi^m/\partial y + A_z^m \partial\varphi^m/\partial z + (A_x' \partial\varphi'/\partial x + A_y' \partial\varphi'/\partial y + A_z' \partial\varphi'/\partial z)^m = \\
&= \bar{\mathbf{A}}^m \cdot \text{grad}(\varphi^m) + [\bar{\mathbf{A}}' \cdot \text{grad}(\varphi')]^m
\end{aligned}$$

$$[\bar{\mathbf{A}} \cdot \text{grad}(\varphi)]^m = \bar{\mathbf{A}}^m \cdot \text{grad}(\varphi^m) + [\bar{\mathbf{A}}' \cdot \text{grad}(\varphi')]^m$$

$$[\text{div}(\bar{\mathbf{A}})]^m = [\partial A_x/\partial x]^m + [\partial A_y/\partial y]^m + [\partial A_z/\partial z]^m =$$

$$\partial A_x^m/\partial x + \partial A_y^m/\partial y + \partial A_z^m/\partial z = \text{div}(\bar{\mathbf{A}}^m)$$

$$[\text{div}(\bar{\mathbf{A}})]^m = \text{div}(\bar{\mathbf{A}}^m)$$

A partire dalle formule appena derivate risulta semplice applicare l'operazione di media temporale sull'equazione di continuità e sull'equazione del momento ottenendo:

$$[\text{div}(\bar{\mathbf{C}})]^m = [0]^m \Rightarrow \boxed{\text{div}(\bar{\mathbf{C}}^m) = 0}$$

$$[\rho(\partial C_x/\partial t) + \rho\bar{\mathbf{C}} \cdot \text{grad}(C_x)]^m = [-\partial(\rho)/\partial x + \text{div}[\mu(\text{grad}(C_x) + \partial\bar{\mathbf{C}}/\partial x)]]^m$$

||
v

$$\boxed{\rho(\partial C_x^m/\partial t) + \rho\bar{\mathbf{C}}^m \cdot \text{grad}(C_x^m) + [\rho\bar{\mathbf{C}}' \cdot \text{grad}(C_x')]^m = -\partial(\rho^m)/\partial x + \text{div}[\mu(\text{grad}(C_x^m) + \partial\bar{\mathbf{C}}^m/\partial x)]}$$

Le equazioni del momento mediate per la direzione y e z si ottengono in maniera analoga. Come precedentemente esposto, nell'equazione del momento nasce un termine aggiuntivo, dipendente dalle quantità fluttuanti della velocità, che prende il nome di sforzo turbolento [21]. Analizzando il sistema matematico risultante, si osserva che sono disponibili quattro equazioni (equazione di continuità e tre equazioni del momento) in sette incognite (pressione, tre componenti della velocità media e tre componenti della velocità fluttuante), rendendo la risoluzione del sistema impossibile. Si introduce allora l'ipotesi di Boussinesq che consente di calcolare le quantità fluttuanti rimanenti a partire dalle componenti medie della velocità [21]:

$$[-\rho C_i' C_j']^m = \mu_t (\partial C_i^m/\partial x_j + \partial C_j^m/\partial x_i) - (2\rho k \delta_{ij})/3$$

$$k = \rho(C_x'^2 + C_y'^2 + C_z'^2)/2$$

dove μ_t rappresenta la viscosità dinamica turbolenta, k l'energia cinetica turbolenta per unità di massa e δ_{ij} il delta di Kronecker [21].

Sfruttando queste ultime relazioni, lo sforzo turbolento assume la seguente forma:

$$[\rho\bar{\mathbf{C}}' \cdot \text{grad}(C_x')]^m = [\rho C_x' \partial C_x'/\partial x + \rho C_y' \partial C_x'/\partial y + \rho C_z' \partial C_x'/\partial z]^m =$$

$$[\partial(\rho C_x' C_x')/\partial x + \partial(\rho C_y' C_x')/\partial y + \partial(\rho C_z' C_x')/\partial z - \rho C_x' \partial C_x'/\partial x - \rho C_x' \partial C_y'/\partial y - \rho C_x' \partial C_z'/\partial z]^m =$$

$$[\partial(\rho C_x' C_x')/\partial x + \partial(\rho C_y' C_x')/\partial y + \partial(\rho C_z' C_x')/\partial z - \rho C_x \text{div}(\bar{\mathbf{C}}')]^m =$$

$$[\partial(\rho C_x' C_x')/\partial x + \partial(\rho C_y' C_x')/\partial y + \partial(\rho C_z' C_x')/\partial z]^m =$$

$$[\partial(\rho C_x' C_x')/\partial x]^m + [\partial(\rho C_y' C_x')/\partial y]^m + [\partial(\rho C_z' C_x')/\partial z]^m =$$

$$\partial(\rho C_x' C_x')^m/\partial x + \partial(\rho C_y' C_x')^m/\partial y + \partial(\rho C_z' C_x')^m/\partial z$$

Inserendo la formula di Boussinesq si ottiene:

$$\partial(\rho C_x' C_x')^m/\partial x + \partial(\rho C_y' C_x')^m/\partial y + \partial(\rho C_z' C_x')^m/\partial z =$$

$$-\text{div} [\mu_t (\text{grad}(C_x^m) + \partial\bar{\mathbf{C}}^m/\partial x)] + \partial/\partial x(2\rho k/3)$$

$$\boxed{[\rho\bar{\mathbf{C}}' \cdot \text{grad}(C_x')]^m = -\text{div} [\mu_t (\text{grad}(C_x^m) + \partial\bar{\mathbf{C}}^m/\partial x)] + \partial/\partial x(2\rho k/3)}$$

Nella precedente dimostrazione è stato semplificato il termini $\text{div}(\bar{\mathbf{C}}')$ nella terza riga per i seguenti motivi:

- 1) $\text{div}(\bar{\mathbf{C}}^m)=0$ per l'equazione di continuità della velocità media;
- 2) $\text{div}(\bar{\mathbf{C}}')=0$ perché $\text{div}(\bar{\mathbf{C}})=0 \Rightarrow \text{div}(\bar{\mathbf{C}}^m + \bar{\mathbf{C}}') = \text{div}(\bar{\mathbf{C}}') + \text{div}(\bar{\mathbf{C}}^m)=0$ ed essendo $\text{div}(\bar{\mathbf{C}}^m)=0$ si ottiene $\text{div}(\bar{\mathbf{C}}')=0$

L'equazione del momento con i termini riordinati diventa:

$$\rho(\partial C_x^m / \partial t) + \rho \bar{\mathbf{C}}^m \cdot \text{grad}(C_x^m) = - \partial(P^m + 2\rho k/3) / \partial x + \text{div}[(\mu + \mu_t)(\text{grad}(C_x^m) + \partial \bar{\mathbf{C}}^m / \partial x)]$$

e imponendo $P^m = p^m + 2\rho k/3$ si ottiene:

$$\rho(\partial C_x^m / \partial t) + \rho \bar{\mathbf{C}}^m \cdot \text{grad}(C_x^m) = - \partial(P^m) / \partial x + \text{div}[(\mu + \mu_t)(\text{grad}(C_x^m) + \partial \bar{\mathbf{C}}^m / \partial x)]$$

Con passaggi del tutto simili si ricavano le espressioni per le direzioni y e z.

Analogamente al paragrafo precedente, è possibile riscrivere in forma vettoriale il sistema di equazioni del momento, ottenendo la seguente formula:

$$\rho(\partial \bar{\mathbf{C}}^m / \partial t) + \rho \bar{\mathbf{C}}^m \cdot \text{grad}(\bar{\mathbf{C}}^m) = - \text{grad}(P^m) + \text{div}[(\mu + \mu_t)(\text{grad}(\bar{\mathbf{C}}^m) + \text{grad}(\bar{\mathbf{C}}^m)^T)]$$

Il sistema matematico ottenuto è composto da quattro equazioni (continuità e bilancio della quantità di moto) nelle cinque incognite $C_x^m, C_y^m, C_z^m, P^m, \mu_t$:

per ottenere la chiusura del problema in esame, viene utilizzato un modello di turbolenza che consente, a partire dalle componenti della velocità media, di calcolare la viscosità cinematica turbolenta. Per essere applicabile in un codice CFD, un modello di turbolenza deve essere semplice, accurato, fornire risultati ragionevoli in un ampio spettro di casi e deve sfruttare il minor numero di risorse computazionali[21]. I modelli più utilizzati possono essere suddivisi in:

- modelli a zero equazioni: essi sfruttano delle equazioni algebriche per determinare il valore di μ_t nel campo di moto, risultano molto economici dal punto di vista computazionale, ma non consentono di rilevare fenomeni turbolenti complessi [21];
- modelli ad una equazione: in questi modelli la viscosità turbolenta viene calcolata utilizzando una equazione differenziale alle derivate parziali. Si ottiene dunque un aumento della complessità del metodo, a vantaggio di una migliore simulazione della turbolenza [21];
- modelli a due equazioni: sono i modelli più utilizzati nella pratica tecnica perché, tramite l'utilizzo di due equazioni differenziali, consentono di ottenere una simulazione più completa dei fenomeni turbolenti[21].

La soluzione numerica del problema matematico precedentemente esposto può essere eseguita principalmente con tre metodi:

- metodo delle differenze finite
- metodo degli elementi finiti
- metodo dei volumi finiti

Il metodo delle differenze finite si basa sulla sostituzione delle derivate parziali, presenti nelle varie equazioni, con i rapporti incrementali, generando un sistema di equazioni algebriche la cui soluzione fornisce il campo di moto nei punti di appoggio.

E' necessario utilizzare una griglia cartesiana di base per ottenere la discretizzazione delle derivate rispetto alle variabili indipendenti x , y , z : tale griglia costituisce un forte vincolo alla simulazione di geometrie complesse tridimensionali [21].

Il metodo degli elementi finiti si basa sull'utilizzo di funzioni di forma locali per l'approssimazione del campo di moto, eliminando la necessità dell'impiego di griglie cartesiane. Il residuo derivante dalla sostituzione del campo di moto approssimato nelle equazioni di partenza, viene minimizzato ortogonalizzandolo con un set di funzioni test opportunamente scelte. Questa operazione consente di derivare un sistema algebrico la cui soluzione fornisce il campo di moto nei punti di discretizzazione [22][23].

Il metodo dei volumi finiti è il metodo più utilizzato nei codici CFD commerciali. Esso si basa sull'integrazione formale delle equazioni che governano il moto sull'intero volume di controllo in esame: nella formulazione integrale così ottenuta si eseguono delle sostituzioni simili a quelle delle differenze finite ottenendo in definitiva il sistema algebrico risolutivo[21].

Aeroacustica

La previsione del rumore prodotto per via aerodinamica è un problema molto complesso e di difficile soluzione. Esistono svariati metodi, più o meno affidabili, che consentono di studiare i problemi associati all'emissione ed alla propagazione sonora; essi si possono suddividere principalmente in tre categorie:

- Metodi diretti
- Metodi basati su analogie acustiche
- Modelli per la previsione del rumore di tipo “broadband”

Nella prima categoria, il campo sonoro viene direttamente ricavato calcolando l'entità delle sorgenti e le onde che lo costituiscono; data la natura non stazionaria di queste ultime, è sempre necessario utilizzare le equazioni che regolano il moto di un fluido non stazionario.

Il valore del timestep per la discretizzazione temporale deve essere scelto in modo da poter campionare correttamente i fenomeni non stazionari presenti: in generale il suo valore deve essere tale da ottenere una frequenza di campionamento superiore al doppio della frequenza massima caratteristica del problema in esame (teorema del campionamento) [24].

Nella pratica tecnica, la frequenza di campionamento da utilizzarsi, può essere assunta pari a dieci volte quella caratteristica del problema, per ottenere una migliore ricostruzione della grandezza esaminata. Anche le dimensioni degli elementi che costituiscono la griglia di calcolo, devono essere controllate adeguatamente, in modo da ottenere una buona risoluzione spaziale delle onde sonore[25]: i lati delle celle devono essere più piccoli della minima lunghezza d'onda [12].

Per poter simulare correttamente la propagazione delle onde sonore, è necessario che le equazioni del moto impiegate rappresentino un fluido comprimibile; è altresì importante che sia contemplata la presenza della viscosità e della turbolenza.

Da quanto esposto nei paragrafi precedenti, risulta evidente che un calcolo fluidodinamico di tipo RANS non è in grado di ricavare il campo sonoro, perché le grandezze fluidodinamiche sono mediate nel tempo, quindi ci si deve affidare a simulazioni di tipo LES o DNS, rendendo i metodi diretti molto onerosi, dal punto di vista del calcolo e praticamente inapplicabili, dove è necessario calcolare la propagazione del suono a lunga distanza dalle sorgenti [25].

I metodi basati su analogie acustiche invece consentono di disaccoppiare il calcolo della propagazione acustica da quello delle sorgenti sonore: i codici commerciali si basano tipicamente sul metodo di Ffowcs-Williams e Hawkings che rappresenta la forma più generale dell'analogia acustica proposta da Lighthill [25].

In questo caso, è necessario calcolare l'entità delle sorgenti sonore superficiali equivalenti, tramite un'analisi fluidodinamica tempovariante, e successivamente, viene determinato il campo sonoro a lunga distanza con il metodo di cui sopra[25].

Come nel caso precedente, è necessario rispettare il teorema del campionamento, assegnando un timestep adeguato: il suo valore dovrà tenere conto della frequenza caratteristica o della frequenza massima del problema, a seconda che si stia studiando un'emissione sonora di tipo tonale o di tipo “broadband”[25].

Di seguito, per semplicità, si ricava l'equazione di propagazione delle onde nel caso di fluido non viscoso [26].

Le formule che regolano il moto di un fluido non viscoso, si ottengono semplificando le equazioni di Navier-Stokes e prendono il nome di equazioni di Eulero; l'equazione di continuità invece rimane inalterata:

$$\partial\rho/\partial t + \text{div}(\rho\bar{\mathbf{C}}) = 0$$

$$\partial(\rho C_x)/\partial t + \partial(\rho C_x C_x)/\partial x + \partial(\rho C_x C_y)/\partial y + \partial(\rho C_x C_z)/\partial z + \partial(p)/\partial x = 0$$

$$\partial(\rho C_y)/\partial t + \partial(\rho C_y C_x)/\partial x + \partial(\rho C_y C_y)/\partial y + \partial(\rho C_y C_z)/\partial z + \partial(p)/\partial y = 0$$

$$\partial(\rho C_z)/\partial t + \partial(\rho C_z C_x)/\partial x + \partial(\rho C_z C_y)/\partial y + \partial(\rho C_z C_z)/\partial z + \partial(p)/\partial z = 0$$

Derivando rispetto al tempo l'equazione di continuità e rispetto a x, y, z le equazioni di Eulero, si ottiene:

$$\partial^2\rho/\partial t^2 + \text{div}(\partial\rho\bar{\mathbf{C}}/\partial t) = 0$$

$$\partial^2(\rho C_x)/\partial t\partial x + \partial^2(\rho C_x C_x)/\partial^2 x + \partial^2(\rho C_x C_y)/\partial y\partial x + \partial^2(\rho C_x C_z)/\partial z\partial x + \partial^2(p)/\partial x^2 = 0$$

$$\partial^2(\rho C_y)/\partial t\partial y + \partial^2(\rho C_y C_x)/\partial x\partial y + \partial^2(\rho C_y C_y)/\partial y^2 + \partial^2(\rho C_y C_z)/\partial z\partial y + \partial^2(p)/\partial y^2 = 0$$

$$\partial^2(\rho C_z)/\partial t\partial z + \partial^2(\rho C_z C_x)/\partial x\partial z + \partial^2(\rho C_z C_y)/\partial y\partial z + \partial^2(\rho C_z C_z)/\partial z^2 + \partial^2(p)/\partial z^2 = 0$$

Sommando le equazioni di Eulero così modificate si ottiene:

$$\partial^2\rho/\partial t^2 + \text{div}(\partial\rho\bar{\mathbf{C}}/\partial t) = 0$$

$$\text{div}(\partial\rho\bar{\mathbf{C}}/\partial t) + \sum_i \sum_j \partial^2/\partial x_i \partial x_j (\rho C_i C_j) + \text{div}(\text{grad}(p)) = 0$$

essendo x_1, x_2, x_3 le direzioni coordinate x, y, z e C_1, C_2, C_3 le tre componenti della velocità C_x, C_y, C_z . Sottraendo dalla prima equazione la seconda si ottiene:

$$\partial^2\rho/\partial t^2 - \sum_i \sum_j \partial^2/\partial x_i \partial x_j (\rho C_i C_j) - \text{div}(\text{grad}(p)) = 0$$

Il campo acustico è caratterizzato dalle grandezze fluttuanti $\rho', p', C_x', C_y', C_z'$ considerate come piccole variazioni rispetto alle grandezze indisturbate $\rho_0, p_0, C_x, C_y, C_z$ del fluido in esame [26]. Nel caso di velocità assoluta nulla e di grandezze ρ_0, p_0 uniformi nel campo di moto, è possibile scrivere le seguenti equazioni:

$$\rho = \rho_0 + \rho'$$

$$p = p_0 + p'$$

$$C_i = C_i'$$

che sostituite nell'equazione precedentemente ricavata, trascurando i prodotti di piccole quantità[26] consentono di ottenere:

$$\frac{\partial^2(\rho_0 + \rho')}{\partial t^2} - \sum_i \sum_j \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} [(\rho_0 + \rho') C_i C_j] - \text{div}(\text{grad}(\rho_0 + \rho')) = 0$$

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - \text{div}(\text{grad}(\rho')) = 0$$

La presenza di onde sonore in un campo fluidodinamico genera delle compressioni e delle espansioni dell'aria: se tali processi sono isentropici, allora è possibile collegare la pressione alla densità tramite la velocità di propagazione del mezzo C_0 [26]:

$$p' = (C_0)^2 \rho'$$

e, inserendo nell'ultima formula ricavata, si ottiene l'equazione omogenea di propagazione delle onde in un fluido aviscoso: è possibile scrivere tale equazione sia in funzione della pressione, che in funzione della densità:

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - C_0^2 \text{div}(\text{grad}(\rho')) = \frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - C_0^2 [\frac{\partial^2 \rho'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \rho'}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \rho'}{\partial z^2}] = 0$$

$$\frac{1}{C_0^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \text{div}(\text{grad}(p')) = \frac{1}{C_0^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p'}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p'}{\partial z^2} = 0$$

Se si includono le forze viscosse nelle equazioni di partenza, utilizzando ragionamenti simili a quelli precedentemente esposti, si ricava l'equazione di Lighthill [26]:

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - C_0^2 [\frac{\partial^2 \rho'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \rho'}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \rho'}{\partial z^2}] = \frac{\partial^2(\rho C_x^2)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2(\rho C_x C_y)}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2(\rho C_x C_z)}{\partial x \partial z} +$$

$$+ \frac{\partial^2(\rho C_y C_x)}{\partial y \partial x} + \frac{\partial^2(\rho C_y^2)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2(\rho C_y C_z)}{\partial y \partial z} +$$

$$+ \frac{\partial^2(\rho C_z C_x)}{\partial z \partial x} + \frac{\partial^2(\rho C_z C_y)}{\partial z \partial y} + \frac{\partial^2(\rho C_z^2)}{\partial z^2}$$

A differenza dell'equazione omogenea precedentemente ottenuta, si nota la presenza di un termine forzante, che viene associato alle sorgenti sonore equivalenti distribuite causate dalla turbolenza (sorgenti quadrupolari).

La forma più generale della formula di Lighthill, si ottiene ipotizzando che all'interno del campo fluido, sia presente un oggetto solido: eseguendo gli sviluppi matematici richiesti, si ottiene l'equazione di Ffowcs-Williams e Hawkings la quale differisce da quella di Lighthill per la presenza di due termini forzanti aggiuntivi. Essi sono associati alle sorgenti sonore equivalenti di tipo monopolo e dipolo distribuite sulla superficie del corpo [26].

In generale, se il moto è di tipo subsonico ($M < 0,3$) l'entità delle sorgenti quadrupolari è trascurabile rispetto alle altre. Le sorgenti sonore appena descritte devono essere calcolate accuratamente e, come nel caso dei metodi diretti, è necessario affidarsi a simulazioni di tipo LES, almeno nelle vicinanze delle pareti solide.

Una delle limitazioni fondamentali di questo metodo è che esso può essere applicato esclusivamente alla propagazione del suono dovuto a casi di aerodinamica esterna[25].

In molti casi pratici, dove il moto fluidodinamico ha caratteristica turbolenta, il rumore generato è di tipo broadband, cioè l'energia sonora è distribuita in un ampio spettro di frequenze sonore: è possibile quindi impiegare i modelli per la previsione del rumore di tipo “broadband”, che consentono di stimare l'entità delle sorgenti, utilizzando correlazioni semiempiriche e l'analogia acustica di Lighthill [25].

I modelli per la previsione del rumore di tipo “broadband”, consentono inoltre di ottenere informazioni utili sulla posizione delle sorgenti sonore predominanti: l'utente ha quindi la possibilità di migliorare il prodotto modificando opportunamente la sua geometria.

Tra i modelli disponibili, i più interessanti sono la formula di Proudman ed il modello per la determinazione del rumore prodotto dallo strato limite.

La formula di Proudman deriva dall'analogia acustica di Lighthill e consente di calcolare la potenza sonora su unità di volume dovuta alle sorgenti quadrupolari [25]:

$$P = \alpha_\varepsilon \rho_0 \varepsilon (\sqrt{2k} / C_0)^5$$

essendo $\alpha_\varepsilon=0.1$, k e ε le grandezze turbolente, ρ_0 la densità del fluido e C_0 la velocità del suono.

Allo stesso modo, sviluppando opportunamente l'integrale di Curle, si ottiene il modello per le sorgenti sonore dello strato limite, che consente di determinarne la potenza per unità di superficie, fornendo di fatto l'entità delle sorgenti di tipo monopolo e dipolo[25].

Diversamente dai due metodi precedenti, quest'ultimo non necessita di soluzioni tempovarianti delle equazioni del moto, perché l'entità delle sorgenti è calcolata a partire dalla velocità media, dal valore dell'energia cinetica turbolenta e dal tasso di dissipazione turbolento: queste grandezze sono già disponibili eseguendo un'analisi di tipo RANS, quindi la complessità computazionale è molto inferiore [25].

Ottimizzazione mono/multi obiettivo

La determinazione della geometria ottimale di una turbomacchina è un problema di difficile soluzione: in generale, il problema in esame, contempla più di un obiettivo, rendendo improponibile un'analisi per tentativi successivi.

Nella pratica tecnica, la determinazione della/e soluzione/i di ottimo si ottiene utilizzando un algoritmo di ottimizzazione mono-multi obiettivo.

Esistono svariati algoritmi adatti a tale scopo e, tra quelli più efficienti, si trovano gli algoritmi genetico-evolutivi: le loro caratteristiche fondamentali possono essere sintetizzate come segue [27] [28]:

- sono algoritmi globali
- si basano su una combinazione di operatori casuali e deterministici
- in ogni iterazione sono contemplate più soluzioni candidate
- gli operatori utilizzati prendono spunto dalla teoria della selezione genetica naturale

Ottimizzazione e fronte di Pareto: definizioni

Il problema di ottimizzazione consiste nel trovare il set di variabili che minimizzano (o massimizzano) la funzione obiettivo: le variabili prendono il nome di variabili di decisione e sono dei parametri che consentono di modificare le caratteristiche della soluzione candidata (ad esempio la sua geometria). Esse vengono scelte dall'utente e, molto spesso, possono assumere tutti i valori all'interno di un campo limitato che prende il nome di spazio di decisione.

La funzione obiettivo permette di calcolare le caratteristiche dell' i -esima soluzione: a causa della presenza di eventuali equazioni di vincolo (vincoli di uguaglianza e di disuguaglianza), la funzione obiettivo può assumere valori in una porzione di spazio limitato che prende il nome di spazio fattibile.

In analogia alla teoria della selezione naturale, ogni soluzione candidata prende il nome di individuo, l'insieme degli individui all' i -esima iterazione prende il nome di generazione ed il valore della funzione obiettivo viene indicato come fitness dell'individuo.

L'algoritmo di ottimizzazione procede costruendo nuove generazioni di individui che tendono ad adattarsi all'ambiente in cui vivono, massimizzando il loro fitness, cioè rendendo massima o minima la funzione obiettivo [27][28].

Nel caso di problema multi obiettivo, non è semplice implementare la strategia appena descritta perché gli individui devono progredire nella specie, in modo da soddisfare entrambi gli obiettivi imposti; un metodo efficiente molto utilizzato a questo scopo è il criterio di ordinamento di Pareto che sfrutta il concetto di dominanza [27][28].

Con riferimento ad un problema bi obiettivo, dove le funzioni f_1 e f_2 devono essere entrambe minimizzate, l'individuo I_1 domina l'individuo I_2 se sono rispettate le seguenti condizioni [27][28]:

1. i valori assunti da entrambe le funzioni in I_1 sono inferiori rispetto a quelli calcolati in I_2 :

$$\begin{cases} f_1(I_1) \leq f_1(I_2) \\ f_2(I_1) \leq f_2(I_2) \end{cases}$$

2. in almeno una funzione obiettivo (ad esempio su f_1), l'individuo I_1 ha fitness strettamente migliore rispetto a I_2 :

$$f_1(I_1) < f_1(I_2)$$

La regola appena descritta prevede la possibilità che due individui differenti non si dominino a vicenda: in questo caso si dice che i due individui hanno stesso rango e questa situazione si verifica per esempio quando sono soddisfatte le seguenti relazioni [28]:

$$\begin{cases} f_1(I_1) < f_1(I_2) \\ f_2(I_1) > f_2(I_2) \end{cases}$$

Sfruttando la precedente osservazione è possibile quindi suddividere la popolazione di ogni generazione in insiemi di individui: ogni insieme è caratterizzato dal fatto che tutti i membri hanno stesso rango [27][28].

L'insieme di individui che domina tutta la generazione è quello con rango minore (rango pari a uno) e viene chiamato insieme ottimale di Pareto; il fronte di Pareto invece è l'immagine, sul piano degli obiettivi, dell'insieme ottimale di Pareto [27][28].

Da quanto sopra esposto è facile intuire che, con questo approccio, la soluzione di un problema multi obiettivo si ottiene trasformandolo in uno mono obiettivo di minimizzazione della funzione "rango": la soluzione (insieme ottimale di Pareto alla n -esima generazione) è formata da un'insieme di individui non dominati da tutte le precedenti generazioni: essi rappresentano le migliori soluzioni di compromesso ai vari obiettivi imposti.

L'utente ha quindi la possibilità di scegliere una tra le soluzioni trovate che si adatta maggiormente ad ulteriori esigenze, come per esempio la minore complessità geometrica e la massima economicità di costruzione.

Durante varie applicazioni degli algoritmi genetici, si è potuto dimostrare che, per ottenere la convergenza, è necessario che siano eseguiti in maniera ordinata i seguenti operatori:

1. selezione
2. incrocio
3. mutazione

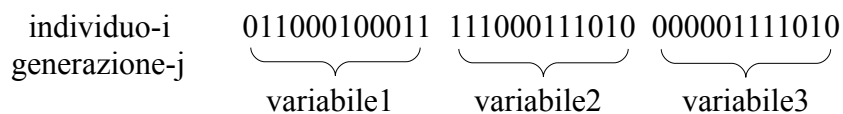
Lo scopo dell'operatore di selezione è quello di scegliere due individui a partire da quelli della generazione precedente: essi saranno i genitori di due individui figli della prossima generazione. Una tecnica molto comune per la selezione è il “metodo a torneo” che consiste nella seguente lista di azioni [27][28]:

1. si scelgono due individui in modo casuale all'interno della generazione precedente;
2. il primo genitore è l'individuo che presenta il migliore fitness tra i due precedentemente scelti;
3. si scelgono nuovamente due individui in modo casuale all'interno della generazione precedente;
4. il secondo genitore è l'individuo che presenta il migliore fitness tra i due precedentemente scelti;

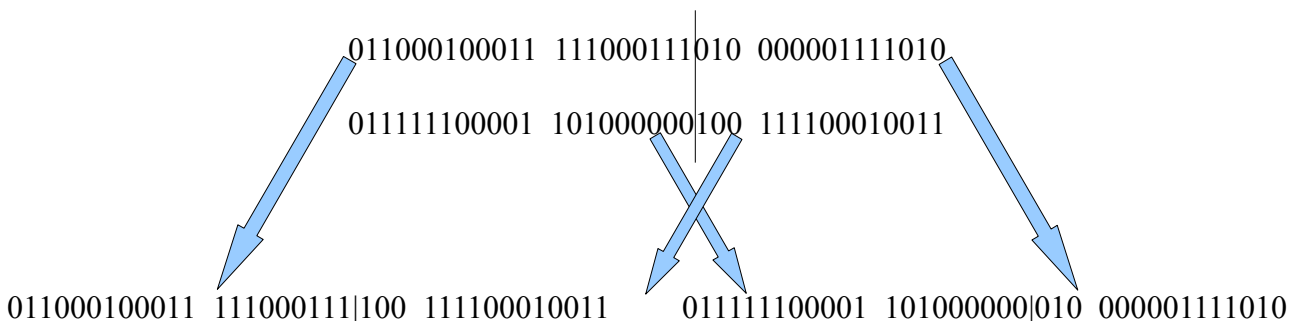
L'operatore di incrocio consente di ottenere due nuovi individui figli a partire dai due genitori appena selezionati.

Negli algoritmi genetici di tipo binario, gli individui sono descritti da un vettore di variabili che costituiscono il DNA dell'individuo stesso; ogni variabile viene trasformata in numero binario.

In complessiva, un individuo può essere immaginato come una serie di zero e uno [27][28]:



Esistono molte tecniche di incrocio utilizzabili e una tra le più popolari è “l'incrocio a singolo punto”: gli individui figli si ottengono assegnando ad ognuno una parte del DNA dei genitori, tagliati a metà in una posizione scelta casualmente [27][28]:



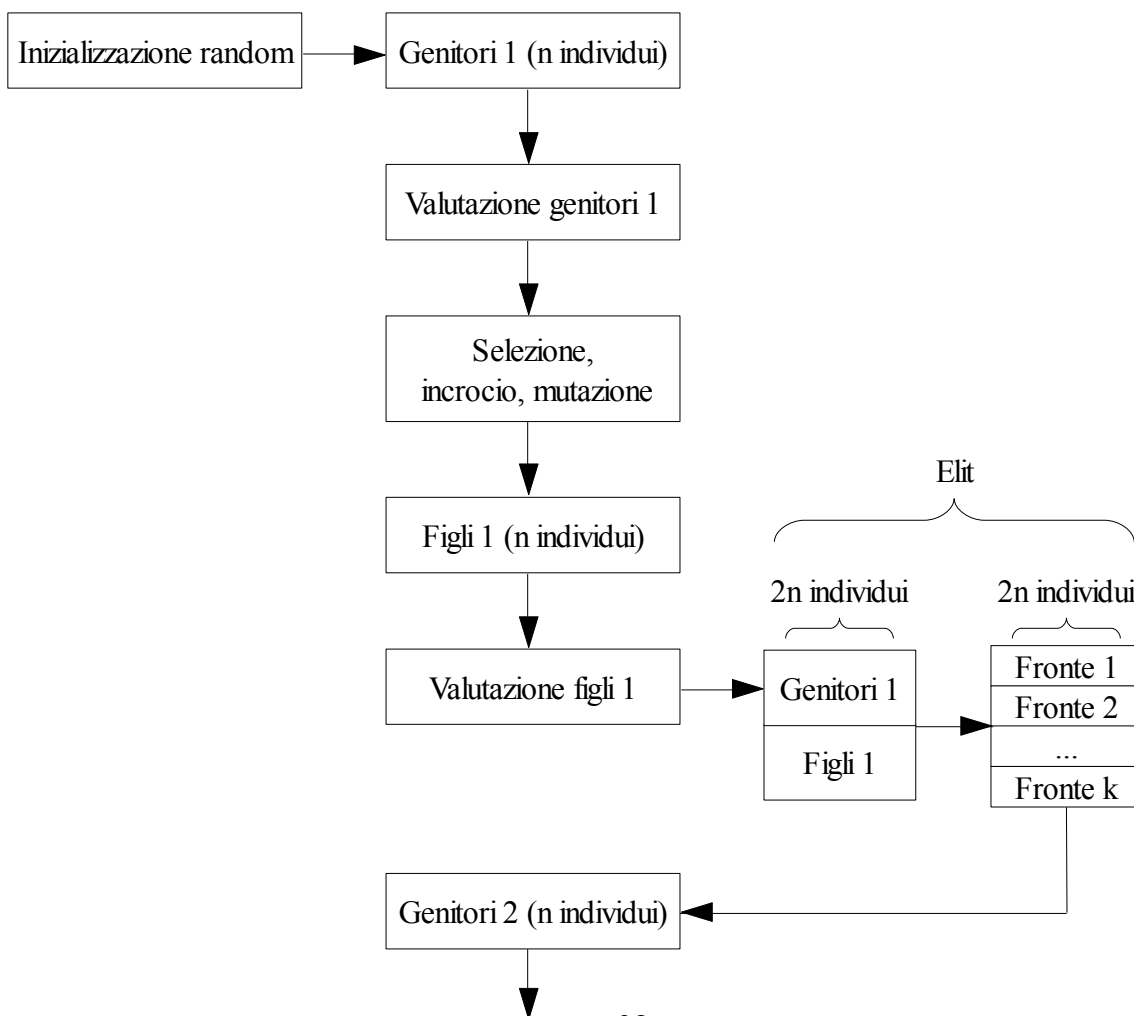
L'operatore di mutazione agisce modificando uno o più bit in una posizione random nel DNA dei figli. Il suo scopo è quello di evitare la convergenza dell' algoritmo ad un minimo locale della funzione spostando la ricerca dell' algoritmo in maniera casuale. Si deve fare attenzione però al numero di individui che vengono mutati in ogni generazione: se il loro numero è elevato, si perde il potere di ricerca dei precedenti operatori, inducendo una troppo elevata differenziazione genotipica. Molti algoritmi genetici implementano un ulteriore step: l'operazione di elit.

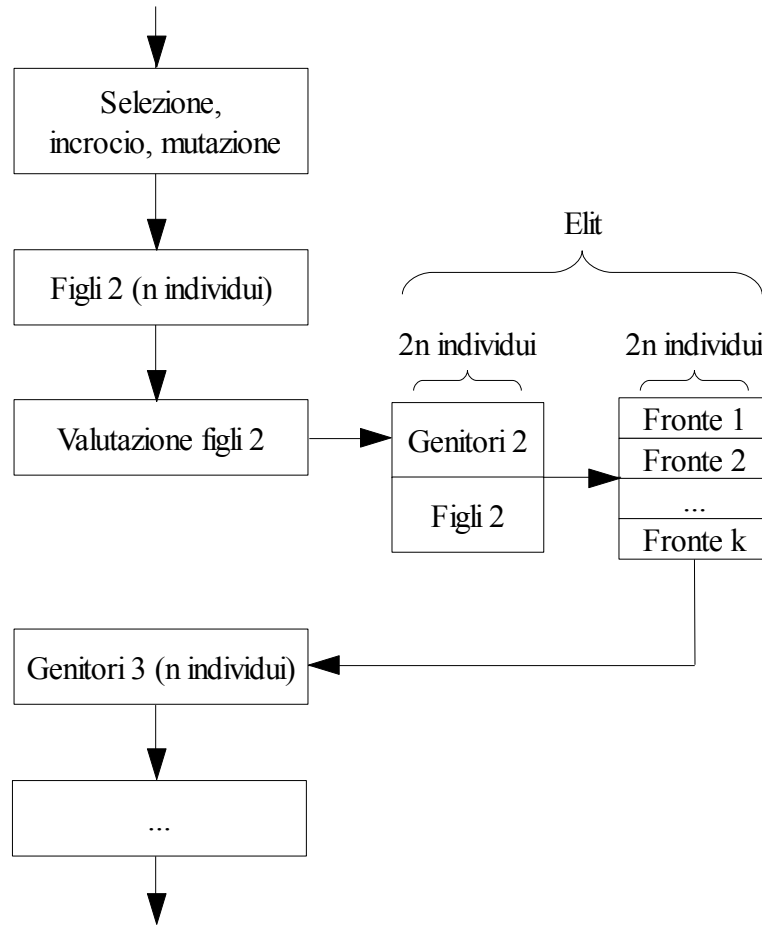
Essa consiste nel preservare da una generazione all'altra i migliori individui trovati durante l'esplorazione, copiandoli direttamente dalla generazione precedente a quella successiva; questo accorgimento consente di velocizzare il processo di ottimizzazione escludendo che l'operazione di selezione perda tali individui.

NSGA II

L'algoritmo di ottimizzazione scelto in questo lavoro è l'NSGA II proposto da Kalyanmoy Deb presente nel programma Matlab®: esso implementa una strategia esplicita di preservazione dei migliori individui trovati (operazione di elit) e, allo stesso tempo, consente di mantenere una buona diversità della popolazione a vantaggio della convergenza al minimo globale [27].

Il principio di funzionamento dell'NSGA II può essere descritto utilizzando lo schema seguente:





Si inizializza l'algorithmo scegliendo n individui in maniera casuale, appartenenti allo spazio di decisione: essi rappresentano la prima generazione e sono indicati con la dicitura "Genitori 1" nello schema precedente.

L'NSGA II prosegue con la valutazione della/e funzione/i obiettivo/i in ogni genitore e in base a tali risultati, sfruttando gli operatori di selezione, incrocio, mutazione, vengono generati n individui figli (Figli 1). Giova ricordare che, nel caso di funzione multi obiettivo, l'operatore di selezione fa riferimento al valore del rango degli individui per la scelta dei genitori da incrociare.

Il passo successivo consiste nella valutazione dei figli; a questo punto agisce l'operatore di elit che consiste nei seguenti passi [28]:

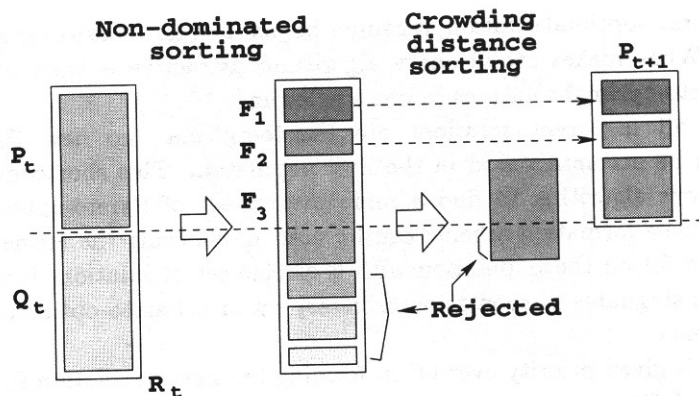


Fig. 18 Meccanismo di elit [28]

- i Genitori 1 vengono mescolati con i Figli 1 creando un insieme di $2n$ individui;
- si ordina l'insieme appena creato e, sfruttando la definizione di dominanza, si suddividono gli individui nei vari fronti $F1, F2, F3, \dots$;
- la nuova generazione (Genitori 2) di sarà costituita dagli individui che appartengono ai primi fronti, cioè sarà costituita dagli n individui migliori presenti in Genitori 1 e Figli 1.

La nuova generazione non deve essere valutata perché sono già noti i fitness degli individui che la compongono: l'ottimizzazione può quindi proseguire in maniera analoga a quanto illustrato precedentemente.

Dalla figura 18 si può notare che i fronti $F1$ e $F2$ sono direttamente copiati nella generazione successiva, mentre il fronte $F3$, essendo di dimensione superiore rispetto allo spazio rimasto, viene ulteriormente ordinato per identificare i migliori individui da inserire nella nuova generazione: il metodo di ordinamento scelto dagli autori dell'NSGA II prende il nome di “Crowding distance sorting”.

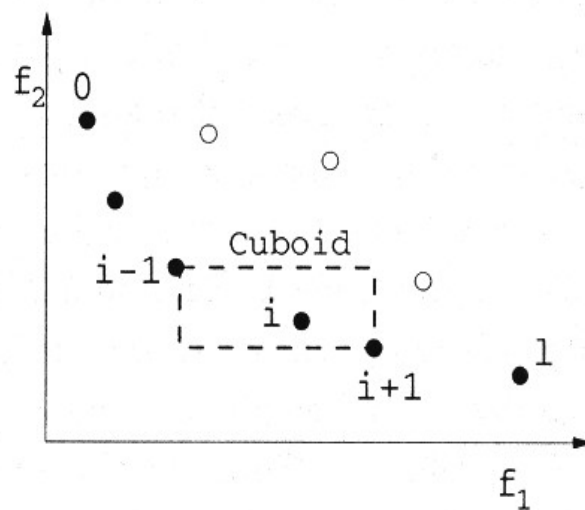


Fig. 19 Crowding distance sorting [28]

In figura 19 è riportato il fronte $F3$ (punti neri): per ogni individuo viene calcolato il perimetro del rettangolo i cui vertici sono rappresentati dagli individui più vicini; tale perimetro viene impiegato come indice di “affollamento” della zona in esame del fronte di Pareto.

I migliori individui sono quelli che presentano un indice di affollamento basso (cioè distanza elevata)[28]: questa condizione consente di preservare la diversità fenotipica degli individui stessi.

Ottimizzazione aeroacustica della turbina eolica NREL

Phase VI scalata al 12 %

Introduzione

Scopo del presente lavoro è la minimizzazione del rumore emesso dalle pale di una turbina eolica. Ulteriore requisito fondamentale dell'analisi in oggetto, è la massimizzazione della potenza meccanica estratta dal vento, mantenendo costante il diametro esterno e la velocità di rotazione della turbina stessa.

Si è presa in esame la turbina eolica NREL Phase VI (con profilo S809), della quale è disponibile liberamente la geometria sotto forma di distribuzione della corda e del twist lungo l'asse di calettamento; in particolare è stato preso a riferimento lo studio [29] che presenta i dati sperimentali della turbina scalata al 12%.

Lo schema di calcolo adottato consiste in una procedura di ottimizzazione bi-obiettivo che sfrutta l'algoritmo genetico NSGA II con criterio di Pareto, implementando la massimizzazione del coefficiente di potenza e la minimizzazione della potenza sonora emessa.

Il ciclo di ottimizzazione ha lo scopo di identificare le configurazioni ottimali della pala che meglio soddisfano le specifiche di progetto, modificandone la geometria.

Il problema, di tipo tridimensionale, è stato analizzato con un codice di calcolo CFD per la valutazione delle funzioni obbiettivo.

Parametrizzazione e variabili di decisione

Come esaminato nei paragrafi precedenti, la zona della pala che maggiormente produce l'emissione sonora, è quella situata all'ultimo 25% dell'asse di calettamento; questa zona inoltre contribuisce notevolmente alla generazione della coppia, essendo molto distante dall'asse di rotazione.

Si ritiene, in prima analisi, che le caratteristiche geometriche che influenzano maggiormente il comportamento aeroacustico della macchina, siano la distribuzione della corda, la distribuzione del twist e la forma dell'asse di calettamento nella zona di cui sopra.

Per limitare il tempo di calcolo richiesto all'ottimizzazione, il numero delle variabili di decisione è stato scelto pari a 4:

1. dimensione della corda al tip della pala
2. valore del twist al tip della pala
3. posizione lungo l'asse x del punto di calettamento dell'ultimo profilo (effetto "sweep")
4. posizione del punto di calettamento dell'ultimo profilo lungo $R\theta$ (effetto "lean")

dove R rappresenta il raggio esterno della macchina. Le ultime due variabili di controllo consentono di modificare la geometria dell'asse di calettamento: in particolare l'effetto "sweep" agisce sulla pala spostando la sua punta in avanti e indietro parallelamente all'asse di rotazione, mentre l'effetto del

“lean” consiste nel spostare la punta della pala sul piano di rotazione della macchina, mantenendo il diametro esterno costante.

La geometria è stata costruita calettando i profili S809 al 30 % della corda.

La variazione delle caratteristiche geometriche, sull'ultimo 25% della pala, è stata ottenuta sfruttando una curva polinomiale di secondo grado che soddisfa i seguenti requisiti:

1. la variabile indipendente è il raggio
2. la curva consente di mantenere la continuità della caratteristica geometrica generica per $r = 75\% R$
3. la curva consente di mantenere la continuità della derivata prima della caratteristica geometrica generica per $r = 75\% R$
4. la curva permette di modificare agevolmente la geometria dell'ultimo 25% della pala agendo esclusivamente sulle caratteristiche del tip

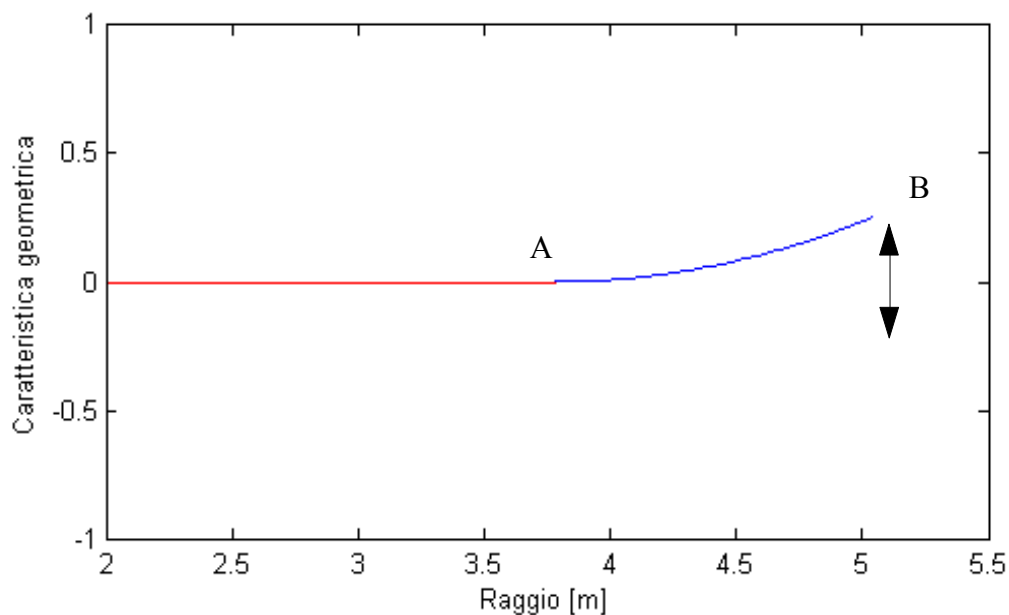


Fig. 20 Esempio di curva polinomiale usata per la descrizione della geometria

La linea blu in figura 20 riporta un esempio della curva polinomiale usata per la descrizione della geometria al tip della pala: la linea rossa invece rappresenta la variazione della caratteristica geometrica generica, che rimane costante durante l'ottimizzazione.

Le linee di cui sopra si incontrano nel punto A mantenendo la stessa pendenza: l'ottimizzatore agisce sul punto B modificando la geometria dell'ultima zona della pala.

Le quattro variabili di decisione sopra specificate, sono state vincolate ai seguenti campi di variazione:

$$0,1 \leq c \leq 0,356 \quad [\text{m}]$$

$$-7 \leq t \leq 3 \quad [^\circ]$$

$$-0,2 \leq l \leq 0,2 \quad [\text{m}]$$

$$-0,2 \leq s \leq 0,2 \quad [\text{m}]$$

dove c rappresenta la corda del profilo aerodinamico, t il valore assunto dal twist, l quello del “lean” ed s quello dello “sweep” sulla punta della pala.

Gli estremi dei campi delle variabili di decisione sono stati scelti tenendo conto delle seguenti motivazioni:

- relativamente alla corda, il valore pari a 0,1 m è stato scelto per limitare il numero dei nodi della mesh di volume, in prossimità della superficie della punta della pala, per contenere i tempi di calcolo delle prestazioni aeroacustiche. Il valore pari a 0,356 m è stato assunto per dare la possibilità all'ottimizzazione di ricostruire il caso baseline; un valore troppo elevato della corda al tip, avrebbe causato un aumento della resistenza aerodinamica su questa zona e avrebbe influenzato negativamente il valore della potenza meccanica.
- l'intervallo di variazione del twist, è stato scelto sommando e sottraendo al valore baseline di -2° , una quantità pari a 5° , portando l'ampiezza complessiva a 10° . Tale intervallo è ritenuto sufficiente ai fini della presente ottimizzazione; un ulteriore aumento del campo avrebbe generato forti difficoltà di generazione della mesh, nel caso specifico si sarebbero ottenuti elementi molto distorti precludendo il passo successivo di calcolo.
- gli intervalli di variazione del lean e dello sweep si sono scelti entrambi con estremi pari a $-0,2$ $+0,2$ m per evitare che si verificano due eventi negativi. Il primo consiste nella perdita dei riferimenti delle superfici, durante la generazione automatica della geometria; in tale caso infatti, l'operazione successiva di costruzione della mesh sarebbe impossibilitata. Il secondo consiste nella generazione di elementi molto distorti in prossimità del tip che possono compromettere il passo successivo di calcolo. La scelta di estensione del campo dei parametri di cui sopra, dovrà essere confermata in fase di post processing, valutando la possibilità di allargare lo spazio di ricerca, tenendo presente, nel contempo, la necessità di ricostruire l'intero blocco di generazione della geometria e della mesh.

Generazione della griglia di calcolo: Mesh

La geometria e la griglia di calcolo sono state ottenute utilizzando il software GAMBIT® versione 2.4.6.

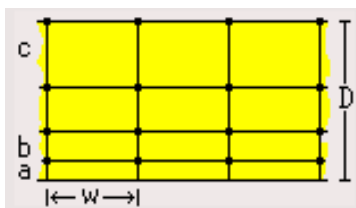
Per risparmiare risorse di calcolo, è stata sfruttata la simmetria del problema, simulando esclusivamente una sola pala. Il dominio di calcolo è costituito da un semicilindro di asse coincidente con quello della macchina, le cui dimensioni esterne sono state scelte sufficientemente ampie in modo da ridurre l'influenza sulle prestazioni della pala.

Onde eliminare l'influenza della navicella, è stata sottratta, al dominio di calcolo di cui sopra, una piccola porzione volumetrica di sezione semicilindrica in corrispondenza dell'asse della macchina (cfr figura 22).

La geometria della pala è stata ottenuta importando i profili aerodinamici precedentemente generati da un codice MATLAB® sotto forma di file testo: l'influenza delle variabili di decisione è gestita direttamente da quest'ultimo programma, semplificando la generazione automatica della pala.

Una volta completata la geometria, è stata costruita la mesh sulle linee, utilizzando 120 elementi equispaziati sia sull'estradosso che sull'intradosso di ciascun profilo.

Sulla superficie della pala è stato costruito il "Boundary Layer" con le seguenti caratteristiche:



- $a/w = 15\%$
- $b/a = 1,2$ (Growth Rate)
- numero di righe = 2

Appoggiandosi ad una struttura di volumi cilindrici precedentemente realizzati, è stata costruita, in primo luogo, la mesh di volume attorno alla pala: questa strategia permette di guidare la crescita degli elementi di volume, seguendo in modo agevole la geometria della macchina da simulare (cfr figura 21). Successivamente si è proceduto alla generazione della mesh sul volume restante.

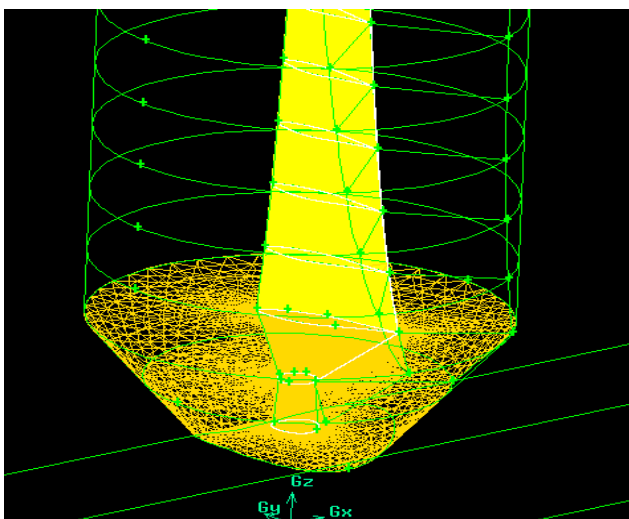


Fig. 21 Costruzione della mesh di volume attorno alla pala

La griglia di calcolo utilizzata è di tipo tetraedrico non strutturato con fattore di crescita pari a 1,35. Le condizioni al contorno impostate per la risoluzione del problema, riassunte nella figura 22, sono:

- “Velocity Inlet” sulla superficie in ingresso alla galleria del vento
- “Pressure outlet” sulla superficie in uscita alla galleria del vento
- “Symmetry” sulla superficie esterna del semicilindro
- “Symmetry” sulla superficie semicircolare alla base alla base del volume di controllo
- “Wall” sulla superficie della pala
- “Periodic” sulla superficie di base del semicilindro
- “Fluid” sull'intero volume

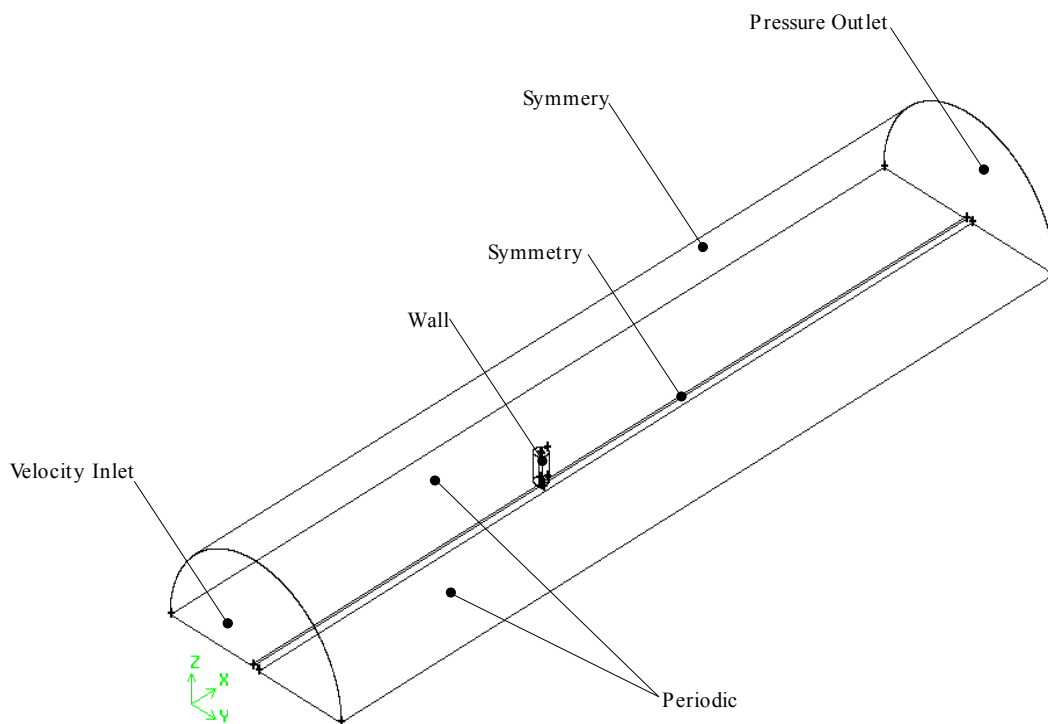


Fig. 22 Dominio di calcolo
e relative condizioni al
contorno

Calcolo Aerodinamico

Il funzionamento della pala è stato simulato tramite il codice di calcolo commerciale Fluent® presente nel pacchetto di software ANSYS® versione 14.

Il calcolo è stato condotto seguendo i passi di seguito esposti:

1. importazione della mesh precedentemente generata
2. conversione degli elementi tetraedrici in elementi poliedrici
3. impostazione del solutore
4. inizializzazione del solutore
5. calcolo della fluidodinamica usando lo schema al primo ordine
6. calcolo della fluidodinamica usando lo schema al secondo ordine
7. calcolo acustico
8. determinazione dei parametri di performance richiesti dall'ottimizzatore

Tra tutti i modelli di calcolo disponibili per la soluzione aerodinamica, si è scelto di usare quello che risolve le equazioni RANS espresse nei paragrafi precedenti: questa è stata una scelta obbligata, visto le notevoli dimensioni della mesh, le risorse di calcolo disponibili in questo progetto e la necessità di ridurre il più possibile il tempo di ogni simulazione.

In particolare quest'ultima esigenza risulta importante per poter eseguire, in tempi ragionevoli, l'ottimizzazione della turbina in esame.

L'analisi è stata condotta riconducendosi ad un caso stazionario tramite l'opzione "Moving Reference Frame" e le equazioni del modello sono state risolte in doppia precisione.

I setup principali del codice sono:

- Velocità del vento $V = 5.4 \text{ m/s}$
- Densità $\rho = 1,2458 \text{ kg/m}^3$
- Velocità di rotazione della pala $n = 600 \text{ giri/min}$
- Modello di turbolenza $k-\omega$ SST

Calcolo Acustico

Il calcolo acustico della turbina eolica in esame è stato condotto utilizzando il modello per la previsione del rumore di tipo "broadband" che fornisce la potenza delle sorgenti sonore superficiali (Boundary layer noise source model) presente nel software di calcolo Fluent®.

Validazione del modello aeroacustico

I dati sperimentali utilizzati per la validazione del modello numerico sono stati estratti dall'articolo [29] che riporta lo studio in galleria del vento di un modello della turbina eolica NREL Phase VI scalata al 12%.

Gli autori dell'articolo ritengono che il rumore complessivamente emesso dalla macchina sia dovuto principalmente dalle sorgenti sonore nello strato limite turbolento della pala: il carattere di questa emissione sonora è di tipo di tipo broadband.

Per questo motivo essi hanno ricavato il valore medio della potenza sonora superficiale della pala stessa utilizzando la tecnica "Beamforming".

Giova ricordare che tutti i test sperimentali sono stati condotti in galleria del vento, la quale non presenta particolari trattamenti superficiali per le analisi sonore, come esplicitamente dichiarato nell'articolo e come si evince dalla figura 23.

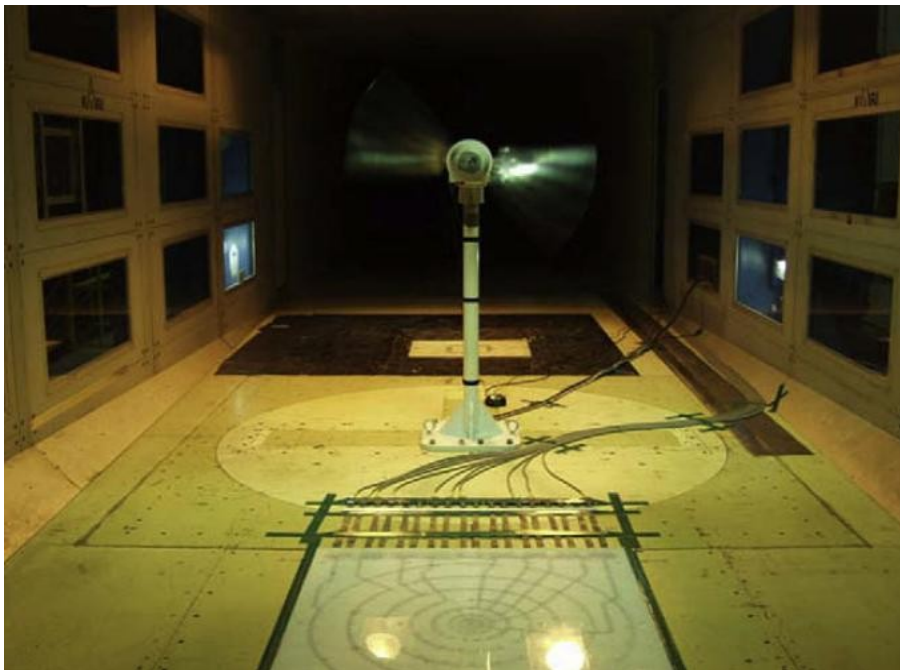


Fig. 23 Galleria del vento e modello della turbina eolica testata [29]

Le rilevazioni sonore ottenute dimostrano che le sorgenti predominanti si concentrano sulla periferia della macchina e che il punto di massima emissione si sposta verso la punta della pala, all'aumentare della frequenza.

La velocità di rotazione del modello è stata scelta pari a 600 giri/min, in modo da ottenere lo stesso numero di Mach al tip della macchina di riferimento, testata dalla NREL.

Oltre ai dati relativi al rumore, sono stati riportati i valori della coppia all'asse della turbina, al variare della velocità del vento.

Usando il metodo numerico riportato nei paragrafi precedenti, è stato analizzato il rumore emesso dalla pala al variare del pitch, alla velocità del vento pari a 5,4 m/s: i valori ottenuti sono stati successivamente confrontati con quelli sperimentali ottenendo il grafico riportato in figura 24:

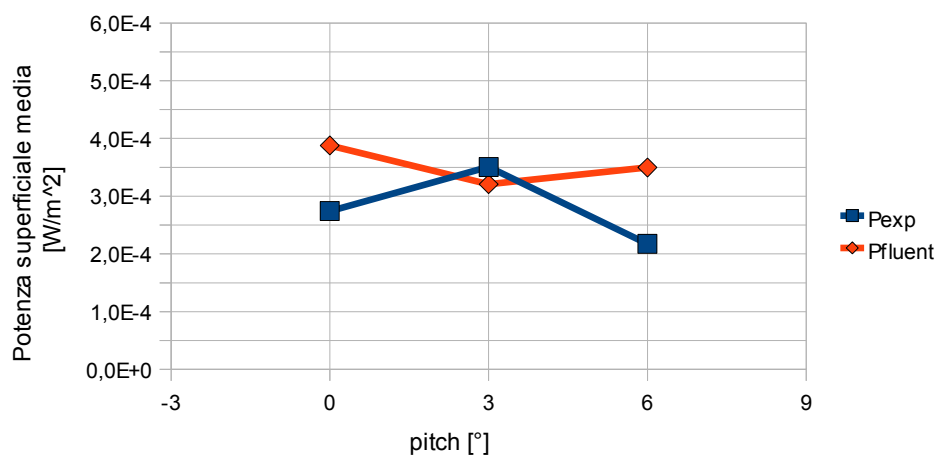


Fig. 24 Potenza superficiale media delle sorgenti sonore ($V_{\infty}=5,4$ m/s)

Tracciando le linee di regressione lineare per i dati sperimentali e numerici al variare del pitch si ottiene il seguente grafico:

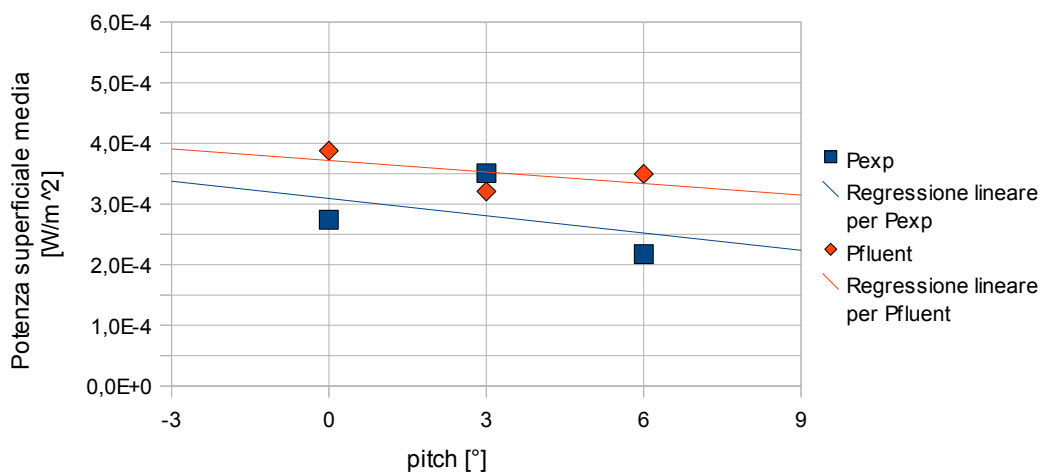


Fig. 25 Regressione lineare dei dati del rumore ($V_{\infty}=5,4$ m/s)

A partire dai precedenti grafici si può affermare che la configurazione della pala, che consente di ottenere una buona compatibilità con i dati sperimentali, è quella con valore del pitch pari a 3°; si osserva inoltre che la potenza calcolata numericamente mantiene in media lo stesso andamento di quello sperimentale (cfr figura25).

Sulla scorta di quanto sopra esposto, si è deciso di proseguire lo studio della macchina nella configurazione con pitch pari a 3° e velocità del vento pari a 5,4 m/s, proseguendo con la validazione della coppia.

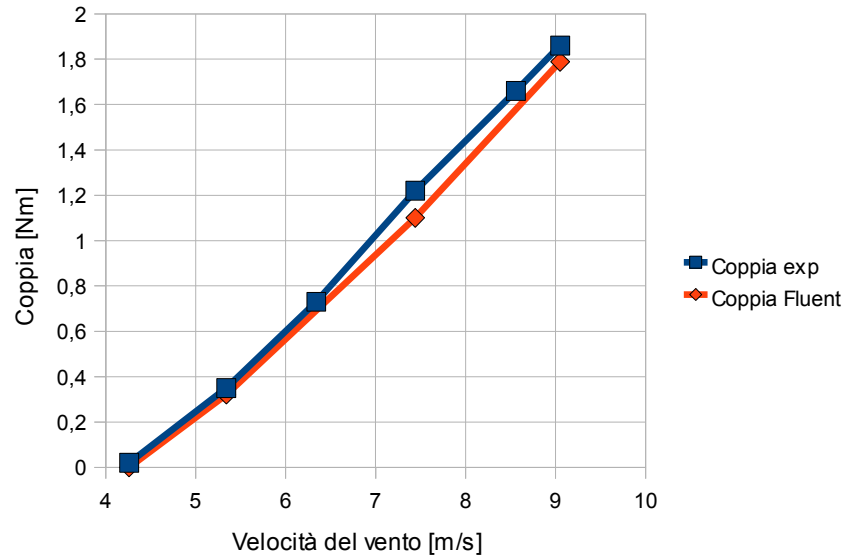


Fig. 26 Validazione della coppia
(Pitch = 3°)

Il grafico sopra riportato mostra la comparazione dei dati sperimentali con quelli ottenuti dal modello numerico: in particolare si osserva una buona compatibilità alla velocità del vento pari a 5,4 m/s.

Procedura di ottimizzazione

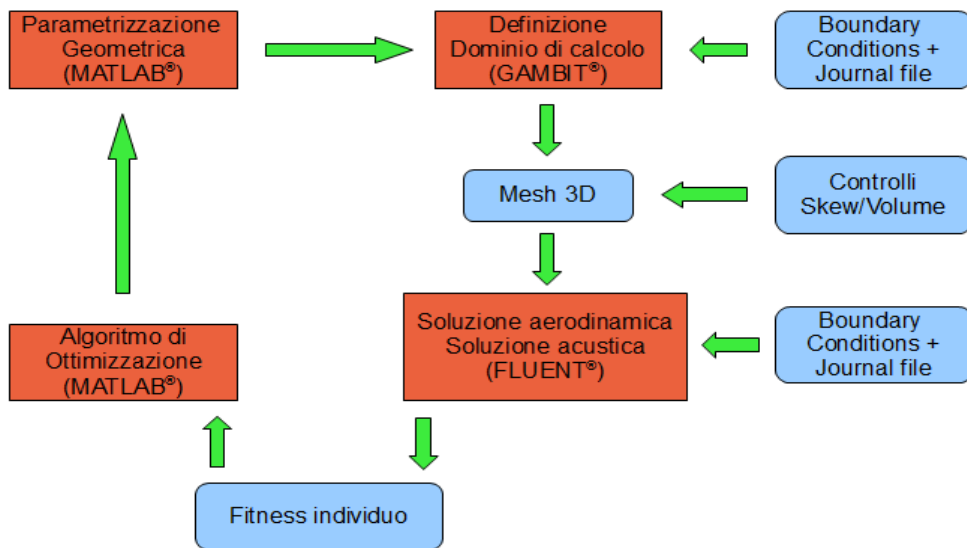


Fig. 27 Schema a blocchi della procedura di ottimizzazione

In figura 27 è riportato lo schema a blocchi che riassume, a grandi linee, la logica di ottimizzazione utilizzata in questa tesi.

L'intero loop è gestito dalla funzione “main”, la quale effettua la chiamata all'algoritmo genetico di MATLAB® (disponibile all'interno del toolbox “Global Optimization”) e provvede a fornirgli, tramite una handle, la funzione “fitnessfcn”.

Quest'ultima funzione permette la valutazione di ciascun individuo, restituendo in output il relativo valore del fitness, in forma vettoriale, a partire dai valori delle quattro variabili di decisione in input. Al suo interno sono presenti le chiamate a GAMBIT® e a FLUENT®;

due differenti controlli verificano, dopo aver generato la mesh, che il valore dello skew massimo (distorsione degli elementi) si mantenga strettamente inferiore a 0,9 e che tutti i volumi vengano meshati correttamente.

Qualora il set di variabili di decisione generasse un errore, l'algoritmo provvederebbe in modo automatico alla modifica random delle variabili stesse, imponendo una variazione sufficientemente ridotta, in modo da non snaturare l'individuo e da non compromettere il patrimonio genetico complessivo.

Se, anche dopo tale modifica, l'errore permane, l'algoritmo assegna in automatico un fitness elevato in modo da escludere tale individuo dall'ottimizzazione.

All'interno della funzione principale vengono inoltre specificati gli estremi dello spazio di ricerca e tutti i parametri necessari al corretto settaggio della procedura di ottimizzazione.

Mediante una ulteriore opzione accessoria “option_ga”, vengono specificati il numero di generazioni, il numero di individui appartenenti ad ogni generazione e la popolazione iniziale.

Risultati

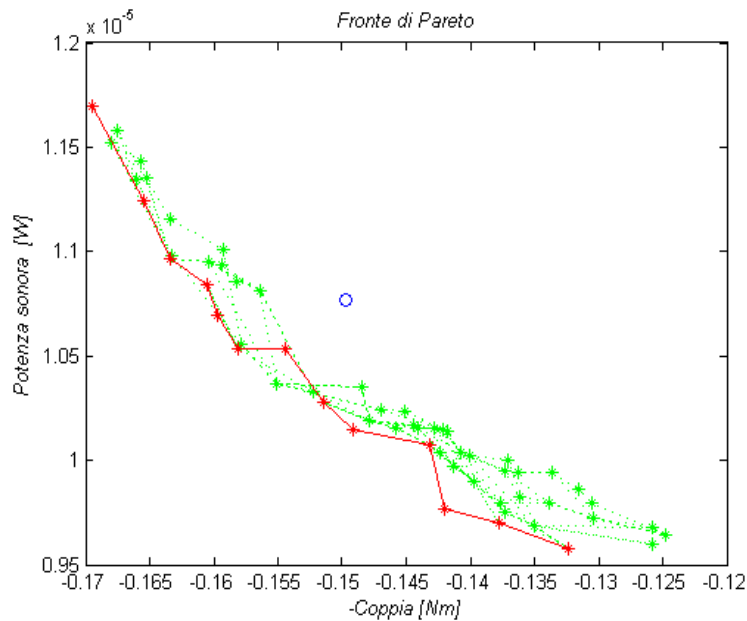


Fig. 28 Fronti di Pareto sovrapposti

Per risolvere il problema evidenziato nell'introduzione, si è proceduto all'esecuzione dell'ottimizzazione con 20 generazioni formate da 16 individui ciascuna (4*#variabili di decisione). Come proposto nei paragrafi precedenti, il calcolo è stato eseguito su una sola pala minimizzando il rumore globale emesso e massimizzando il valore della coppia all'asse della macchina: questa strategia consente quindi di risparmiare risorse di calcolo, velocizzando allo stesso tempo il processo di ottimizzazione.

Giova ricordare, che la massimizzazione della coppia all'asse della turbina, è compatibile con la specifica sulla potenza di cui all'introduzione, perché la velocità del vento, la densità dell'aria, il diametro esterno della macchina e la velocità di rotazione della palettatura rimangono costanti in tutti i casi esaminati.

Per assolvere alla specifica sul rumore emesso di cui all'introduzione, si è inoltre ritenuto più opportuno minimizzare la potenza globale emessa: indicando con p la potenza superficiale locale, la potenza media P_{med} e la potenza globale P_{tot} valgono:

$$P_{tot} = \int_A p \, dA$$

$$P_{med} = \frac{1}{A} \int_A p \, dA = P_{tot} / A$$

si osserva quindi che la minimizzazione della potenza media avrebbe agito, oltre che sul valore della potenza totale emessa, anche su quello della superficie della pala A , requisito non richiesto dal presente progetto.

In figura 28 è riportato l'avanzamento del processo di ottimizzazione sovrapposto al fitness dell'individuo baseline (simbolo “o” di colore blu); la linea rossa contrassegna il fronte di Pareto dell'ultima generazione. Da tale grafico si può notare che il fronte della ventesima generazione non domina completamente quelli precedenti: il fenomeno appena evidenziato, potrebbe essere causa del processo di “elit” implementato nell'algoritmo NSGA II. Infatti il set di “genitori” della generazione i -esima è ottenuto scegliendo gli individui che presentano migliore fitness e maggiore distanza fenotipica all'interno dell'insieme unione dei genitori e dei figli della generazione $i-1$. La necessità di mantenere gli individui distanti sul fronte di pareto, per ottenere una migliore risoluzione del fronte stesso, potrebbe essere quindi la causa di tale fenomeno. Il grafico in figura 29 è ottenuto da quello in figura 28 eliminando le linee verdi.

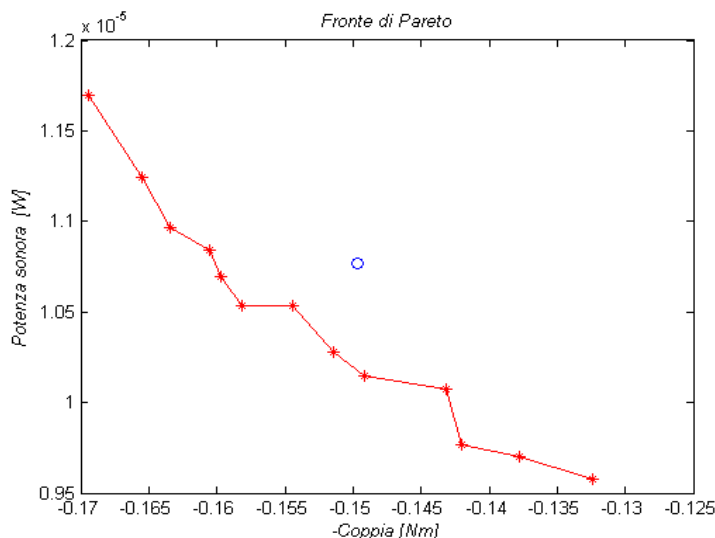


Fig. 29 Fronte di Pareto della ventesima generazione

Si riportano, nella tabella a seguire, gli individui, con i corrispondenti fitness, appartenenti all'ultimo fronte di pareto, nonché le caratteristiche della turbina eolica di base.

Individuo				Coppia	Potenza sonora	ΔC	ΔP
c	t	s	l	singola pala	singola pala	aumento	aumento
[m]	[°]	[m]	[m]	[Nm]	[W]	%	%
0,235	-5,97	0,200	-0,007	0,16795	1,15E-005	12,2	6,9
0,146	2,25	0,042	-0,116	0,13239	9,58E-006	-11,6	-11,1
0,235	-4,97	-0,050	-0,007	0,16057	1,08E-005	7,3	0,6
0,313	-0,6	0,079	0,058	0,15143	1,03E-005	1,2	-4,6
0,143	1,02	0,163	-0,053	0,14320	1,01E-005	-4,3	-6,4
0,293	-3,18	0,017	0,045	0,15439	1,05E-005	3,1	-2,2
0,146	2,25	0,042	0,134	0,13777	9,70E-006	-8,0	-9,9
0,267	-5,33	0,172	0,031	0,16551	1,12E-005	10,6	4,4
0,282	-3,78	0,083	0,044	0,15970	1,07E-005	6,7	-0,7
0,280	-4,05	0,169	0,042	0,16339	1,10E-005	9,2	1,8
0,293	-3,68	0,017	0,045	0,15812	1,05E-005	5,6	-2,2
0,313	-0,1	0,079	0,058	0,14912	1,01E-005	-0,4	-5,8
0,143	2,52	0,163	0,197	0,14204	9,76E-006	-5,1	-9,4
turbina eolica di base				0,14968	1,08E-005	-	-

Le variabili di decisione assumono i seguenti valori per la pala della turbina eolica NREL Phase VI:

$$c = 0,356 \text{ m}$$

$$t = -2^\circ$$

$$s = 0 \text{ m}$$

$$l = 0 \text{ m}$$

Commenti dei risultati

Dai risultati riportati nel precedente paragrafo, si evince che tutti gli individui appartenenti al fronte di Pareto, presentano migliori prestazioni rispetto al caso baseline: a parità di rumore emesso, esiste una configurazione la cui coppia è incrementata di circa il 6%, mentre a parità di potenza meccanica estratta dal vento, ne esiste un'altra che presenta una riduzione del rumore attorno al 5%. Probabilmente, proseguendo l'ottimizzazione con ulteriori generazioni, si sarebbero ottenute nuove configurazioni con incrementi più consistenti rispetto a quelli di cui sopra.

In particolare, analizzando la tabella sopra riportata, si può notare che l'aumento massimo della coppia è pari al 12,2% , mentre la riduzione massima della potenza sonora globale vale 11,1%.

Questi due individui estremi presentano delle caratteristiche geometriche notevoli che giustificano l'aumento della prestazione considerata:

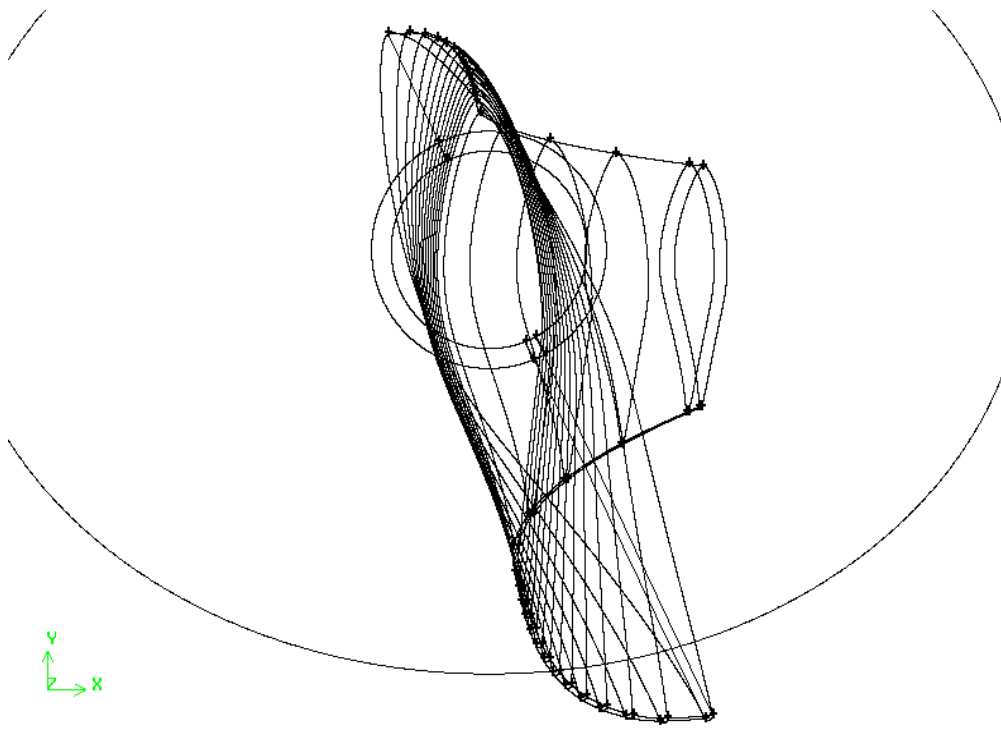


Fig. 30 Individuo con incremento della coppia pari al 12,2%

In figura 30 è riportata la geometria della configurazione ottimizzata con massima potenza, vista dal tip della pala: si osserva immediatamente che l'ottimizzatore ha trovato una soluzione, non suggerita dall'utente, in cui la punta della pala assume una forma a winglet.

In particolare le variabili di decisione “l” ed “s” hanno valore tale da ottenere una winglet piegata sull'estradosso della pala.

Questo, secondo chi scrive, è un ottimo risultato, infatti le winglet di questo tipo vengono comunemente montate sulle pale degli aerei per incrementare le prestazioni di portanza delle pale stesse, mantenendo alta la differenza di pressione tra estradosso ed intradosso.

L'impiego di tali dispositivi contribuisce a diminuire il consumo di carburante richiesto dall'aereo.

Esaminando attentamente i valori assunti dalle variabili di decisione nella tabella di pagina 52, si osserva che le sezioni aerodinamiche al tip della pala risultano molto caricate (l'angolo “t” è molto inferiore rispetto al caso baseline) consentendo di aumentare la differenza di pressione tra intradosso ed estradosso della pala; questa caratteristica probabilmente è la causa delle scarse prestazioni sonore della pala in esame rispetto al caso baseline (cfr risultati a pagina 13).

Da ultimo si vuole far notare che il valore della corda “c”, in corrispondenza del diametro esterno della macchina, assume valore intermedio all'interno del campo di decisione, probabilmente per ridurre il più possibile la resistenza aerodinamica sull'ultimo tratto della pala.

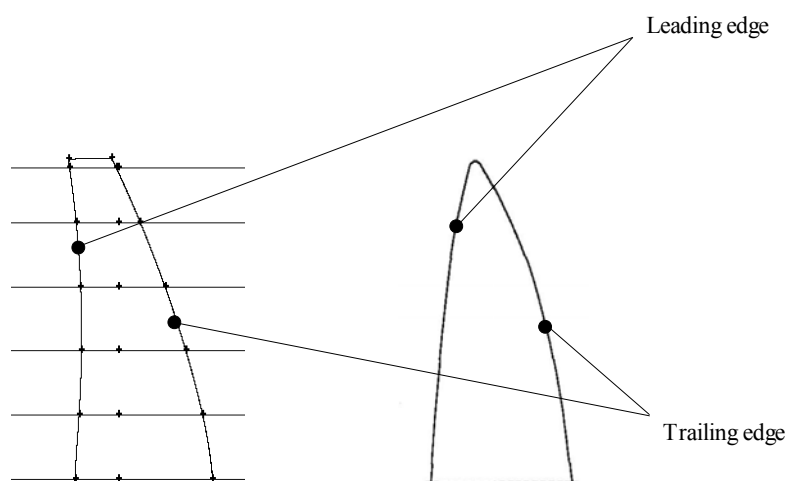


Fig. 31 Individuo con riduzione di rumore del 11,1%: confronto con i risultati sperimentali [14][26]

In figura 31, a sinistra, è riportata la forma della punta della pala ottimizzata, che presenta minimo rumore, vista da un osservatore a monte della turbina eolica; la figura di destra riporta invece la forma del tip che sperimentalmente ha dimostrato le migliori prestazioni acustiche, rispetto a tutte le altre geometrie testate [13][14][26].

L'analisi delle due immagini consente di affermare che le due geometrie presentano un trailing edge molto simile, mentre il leading edge risulta differente.

Tale incongruenza è sicuramente dovuta al fatto che la variabile di decisione “c” non può assumere valore nullo nel campo di ricerca (cfr pagina 43); inoltre, osservando i fronti di Pareto in figura 28, si nota che il maggiore avanzamento si concentra proprio in corrispondenza dell'individuo più silenzioso. Probabilmente, le variabili “c” ed “l”, stavano evolvendo per assestarsi in una configurazione più simile a quella sperimentale; è lecito ritenere che un ulteriore proseguimento dell'ottimizzazione avrebbe potuto portare a tale conferma.

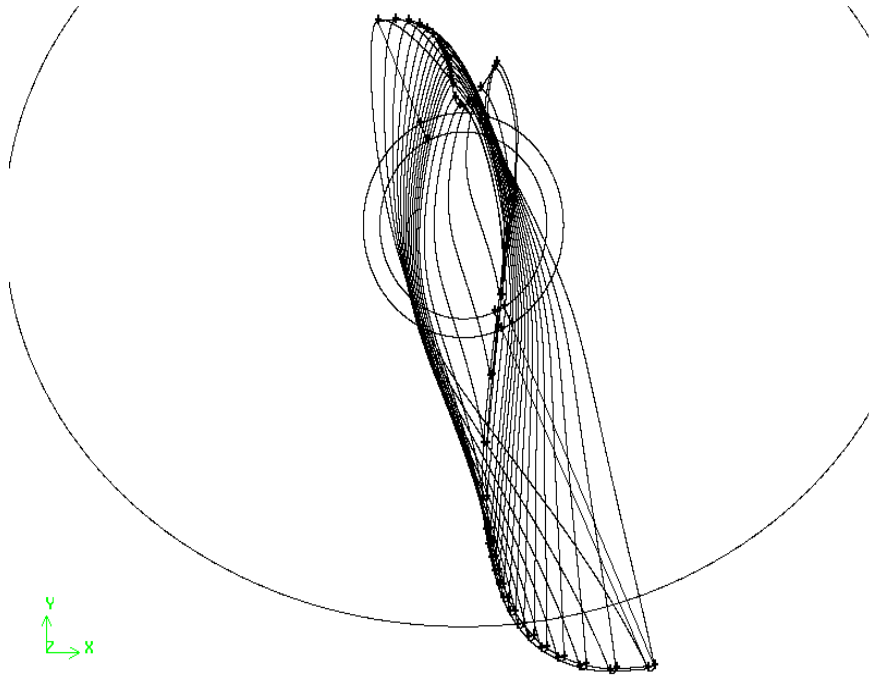


Fig. 32 Individuo con riduzione di rumore del 11,1% visto dall'alto

Come si evince dalla figura 32, il valore della variabile di decisione “s” tende a spostare la punta della pala parallelamente all'asse della macchina nella direzione del vento; la posizione del vortice che si forma in questa zona viene quindi modificata, riducendo probabilmente l'influenza del vortice stesso sulle sorgenti sonore superficiali.

Da ultimo, si osserva che la variabile “t” assume valore positivo, scaricando i profili aerodinamici al tip (cfr tabella a pagina 52): questa caratteristica geometrica induce un abbassamento sonoro abbastanza prevedibile, come confermato dall'articolo [15] riportato a pagina 13.

La potenza estratta dal vento, a velocità angolare costante, risulta peraltro limitata, dal momento che la riduzione della portanza in corrispondenza del diametro esterno della macchina determina una forte variazione della coppia.

Ottimizzazione aeroacustica della turbina eolica NREL Phase VI non in scala

Per verificare la coerenza dei risultati ottenuti nel precedente lavoro, è stata condotta una nuova ottimizzazione, prendendo in esame la turbina eolica NREL Phase VI non in scala.

In questa verifica, il modello sonoro impiegato, calcola l'acustica a valle della macchina tramite l'equazione di Ffowcs-Williams e Hawkings (cfr pag 33).

Le variabili di decisione e la configurazione della mesh sono rimaste inalterate: anche i parametri di set up del calcolo CFD sono gli stessi del caso precedente, tranne il valore della velocità di rotazione della macchina e quello della velocità del vento che sono stati impostati pari a:

- Velocità del vento $V = 7.5259$ m/s
- Velocità di rotazione della pala $n = 71.63$ giri/min

I dati sonori di riferimento per la validazione del codice acustico, sono stati ricavati dall'articolo [30]: questo studio riporta un'analisi, di tipo numerico, dell'emissione sonora della turbina eolica NREL Phase VI. Gli autori, dopo aver validato il modello su una pala di elicottero, hanno ricavato lo spettro del livello di pressione sonora della turbina in esame, a partire dai risultati fluidodinamici di un codice commerciale CFD di tipo RANS.

In particolare i risultati acustici sono stati ottenuti posizionando un ricevitore virtuale a valle della turbina, alla distanza "d" prescritta dalla norma internazionale IEC 61400-11 (cfr pag 14); la propagazione del suono è stata modellata con l'equazione di Ffowcs-Williams e Hawkings.

Giova ricordare che non esistono, in letteratura, dati sonori sperimentali per la macchina in esame, che consentano di valutare la bontà dello spettro sonoro ricavato nell'articolo di cui sopra.

Validazione del modello aeroacustico

Utilizzando il metodo numerico sopra riportato, è stato analizzato il rumore emesso dalla pala, nella configurazione con $\text{pitch}=3^\circ$: lo spettro del livello di pressione sonora ottenuto è stato successivamente confrontato con quello riportato in [30] :

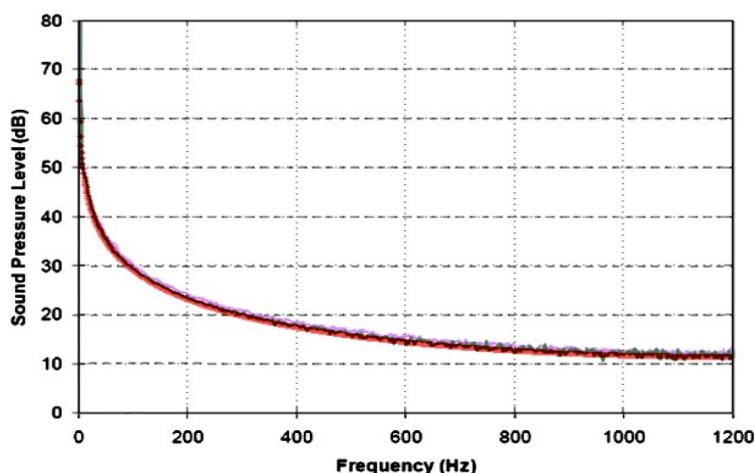


Fig. 33 Validazione del modello acustico

La linea continua verde, nel grafico in figura 33, rappresenta i dati ricavati dalla pubblicazione, mentre i valori riportati in rosso sono i risultati ottenuti dal modello numerico implementato per l'ottimizzazione; a partire da tale figura si può affermare che il modello acustico riproduce perfettamente i dati di cui l'articolo [30].

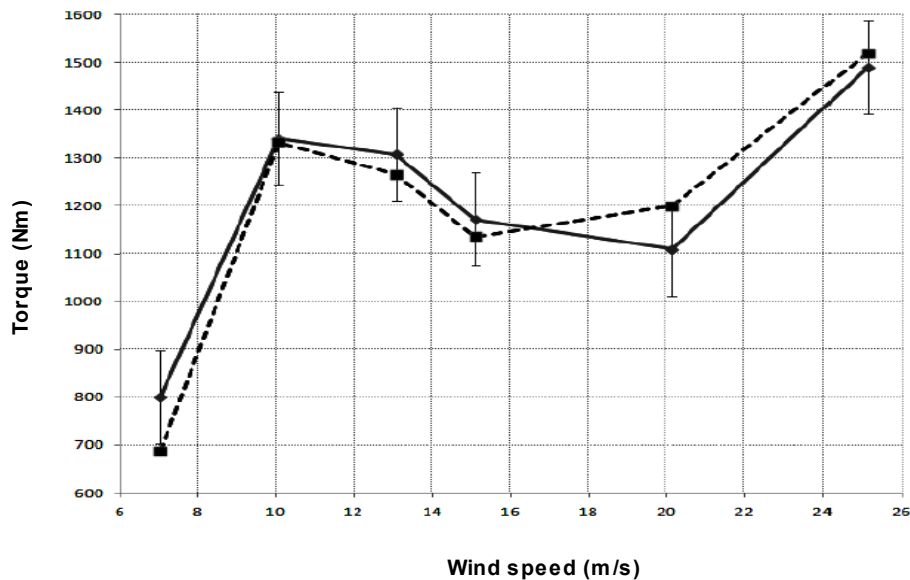


Fig. 34 Validazione del modello CFD

In figura 34 si riporta la validazione del modello CFD comparando il valore della coppia all'asse della macchina, al variare della velocità del vento: si ricorda che la coppia ivi riportata è quella da imputarsi ad un'unica pala.

La linea tratteggiata e quella continua rappresentano rispettivamente il risultato del modello numerico ed i dati sperimentali.

Da tale grafico si evince che, globalmente, il codice dei calcoli è in grado di riprodurre in maniera soddisfacente la fluidodinamica della turbina eolica in esame.

Risultati

In figura 35 è riportato il risultato dell'ottimizzazione: la linea rossa contrassegna il fronte di Pareto dell'ultima generazione ed il simbolo "o", di colore blu, rappresenta il fitness dell'individuo baseline.

Il fronte ivi riportato è stato ottenuto con un numero limitato di generazioni, quindi non presenta un elevato distacco dalla turbina eolica di base.

Nella tabella seguente sono riportati i valori delle variabili di decisione corrispondenti agli individui che appartengono al fronte.

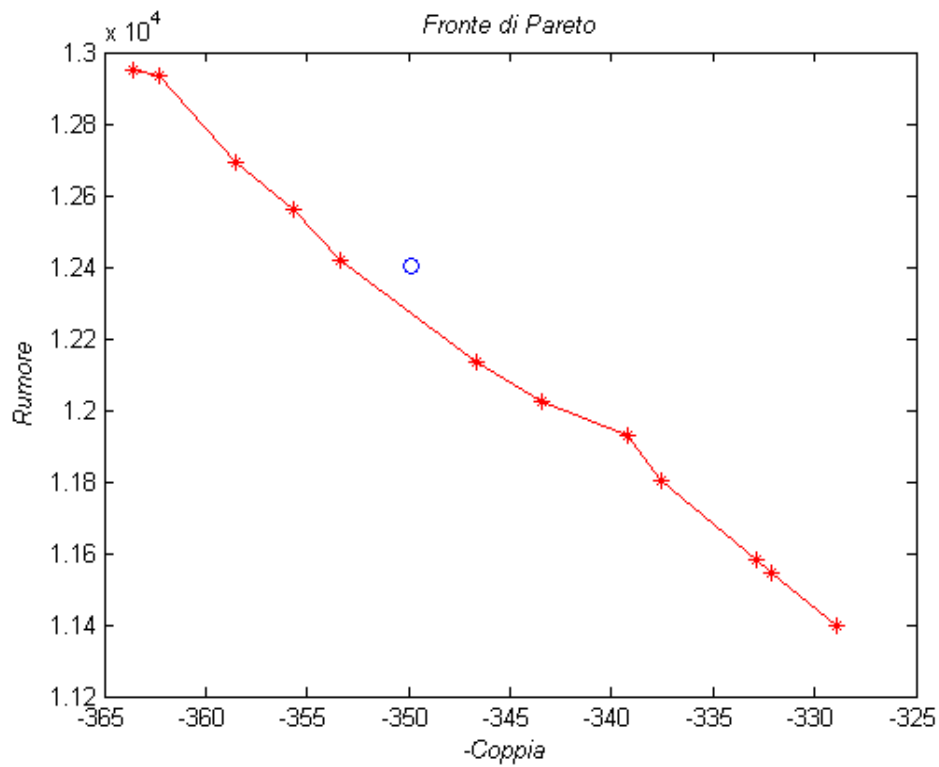


Fig. 35 Fronte di Pareto della nuova ottimizzazione

Individuo			
c	t	s	l
[m]	[m]	[m]	[m]
0,309	-5,42	0,062	0,082
0,332	2,71	-0,186	-0,187
0,225	-5,98	0,180	-0,007
0,206	-3,22	0,113	0,056
0,158	-2,83	0,117	0,012
0,218	1,42	0,129	-0,097
0,192	-1,92	0,044	-0,096
0,332	1,71	-0,186	-0,187
0,239	-0,81	-0,061	-0,119
0,228	0,58	-0,096	-0,187
0,293	-4,68	0,017	0,045
0,130	1,15	0,065	-0,089

Conclusioni

Come si evince dal grafico in figura 35, esistono due individui estremi sul fronte di Pareto, che presentano buone caratteristiche in una delle due funzioni obiettivo.

Nella tabella precedente sono state evidenziate la configurazione con la maggiore coppia (in verde) e quella più silenziosa (in giallo).

In particolare, si può notare che le variabili di decisione di tali individui sono simili a quelle degli individui estremi della prima ottimizzazione: questo risultato consente di affermare che l'ottimizzazione stava procedendo in senso positivo.

Vista la complessità della materia trattata, considerato che le risorse di calcolo ed il tempo a disposizione erano limitati per il problema in esame, sono state necessarie delle semplificazioni sull'intero processo.

Nonostante questo, i risultati ottenuti sono confortanti perché rispecchiano la fisica del problema e dimostrano che è possibile ottenere una riduzione di rumore, agendo sulla geometria della punta della pala.

Da studi sperimentali, Hagg [26] ha elaborato la seguente espressione che consente di stimare il livello di potenza sonora prodotta da una turbina eolica:

$$L_wA = 50 \log_{10}V_{tip} + 10 \log_{10}D - 4$$

la formula sopra riportata evidenzia che il diametro esterno e la velocità tangenziale della macchina, sono le due variabili fondamentali del problema.

Un ulteriore abbattimento della potenza sonora emessa può essere inoltre ottenuto, mediante l'utilizzo di opportuni trattamenti superficiali fonoassorbenti e l'impiego di profili ottimizzati nei confronti del rumore (cfr pagina 12).

Sulla scorta di tutti questi elementi si può concludere che la riduzione del rumore prodotto dalle pale di una turbina eolica, è la risultante di molteplici fattori e, in fase di progettazione, per ottenere il miglior risultato possibile, bisognerà tenere conto di tutte le componenti.

Per approfondire ulteriormente l'effetto della geometria al tip della pala è auspicabile, in futuro, l'impiego di un modello CFD più accurato, in grado di risolvere con maggiore precisione le sorgenti sonore presenti. Tale modello dovrà essere applicato ad una turbina eolica di cui siano note le caratteristiche geometriche ed i risultati sperimentali delle prestazioni aerodinamiche ed acustiche.

Riferimenti

- [1] Documento di valutazione rischio rumore, D.Lgs. 9 aprile 2008 n.81-Titolo VIII-Capo II, NECSI® Dott.ssa Chiara Ronchi.
- [2] Elementi di fisica-onde, P. Mazzoldi, M. Nigro, C. Voci, II edizione, 2006, ed. EdiSES
- [3] Elementi di acustica tecnica, R. Lazzarin, M. Strada, IV edizione, 2007, ed. CLEUP
- [4] Handbook of Acoustics, Thomas D. Rossing et al. , 2007, ed. Springer
- [5] Macchine, Giuseppe Ventrone, II edizione, ed. Cortina
- [6] <http://www.europarl.europa.eu>
- [7] Wind Turbine Noise Issues, Anthony L. Rogers, James F. Manwell, A white paper prepared by the Renewable Energy Research Laboratory, Center for Energy Efficiency and Renewable Energy, Department of Mechanical and Industrial Engineering, University of Massachusetts at Amherst, Amherst, MA 01003
- [8] Location and quantification of noise sources on a wind turbine, S. Oerlemans, P. Sijtsma, B. Méndez López, Journal of Sound and Vibration 299 (2007) 869-883
- [9] Prediction of wind turbine noise and validation against experiment, S. Oerlemans, J.G. Schepers, National Aerospace Laboratory NLR, NLR-TP-2009-402
- [10] Semi-Empirical Aeroacoustic Noise Prediction Code for Wind Turbines, P. Moriarty, P. Migliore, NREL/TP-500-34478, December 2003
- [11] Rotor Broadband Noise Prediction with Comparison to Model Data, Thomas F. Brooks, Casey L. Burley, NASA Langley Research Center Hampton, VA 23681-2199, AIAA-2001-2210
- [12] Aerodynamically generated noise by lightning arrester, J. Váchová, Applied and Computational Mechanics 1 (2007) 343 – 350, University of West Bohemia
- [13] Fluid Mechanics and Thermodynamics of Turbomachinery, S. L. Dixon, Fifth Edition, Elsevier Butterworth-Heinemann
- [14] Numerical Approach for Noise Reduction of Wind Turbine Blade Tip with Earth Simulator, Chuichi Arakawa, Oliver Fleig, Makoto Iida, Masakazu Shimooka, Journal of the Earth Simulator, Volume 2, March 2005, 11-33
- [15] The Potential for Reducing Blade-Tip Acoustic Emissions For Small Wind Turbines, P. Migliore, NREL/SL-500-43472, February 2009
- [16] Reduction of wind turbine noise using optimized airfoils and trailing-edge serration, S. Oerlemans, M. Fisher, T. Maeder, K. Kögler, National Aerospace Laboratory NLR, NLR-TP-2009-401
- [17] International Standard IEC 61400-11, Wind turbine generator system-Part 11: Acoustic noise measurement techniques

- [18] Fundamentals of aerodynamics, John D. Anderson, fifth edition, ed. Mc Graw Hill
- [19] Idraulica, Augusto Ghetti, Seconda edizione, ed. Cortina
- [20] Gradiente rotore divergenza, Enzo Tonti, Elisa Nuzzo, ed. Pitagora Editrice Bologna
- [21] An itroduction to Computational Fluid Dynamics, The Finite Volume Method, H. K. Versteeg & W. Malalasekera, ed. Longman Scientific & Technical, 1995
- [22] Lezioni di metodi numerici per ingegneria e scienze applicate, Giuseppe Gambolati, seconda edizione, ed. Libreria internazionale cortina Padova
- [23] Modellistica Numerica per Problemi Differenziali, Alfio Quarteroni, quarta edizione, ed. Springer
- [24] Appunti di misure meccaniche e termiche, Giulio Fanti, seconda edizione, edizioni libreria progetto Padova
- [25] Fluent[®] user's guide (ANSYS[®] 14)
- [26] Wind Turbine Noise, Wagner, Bareiß, Guidati, ed. Springer
- [27] Multi-Objective Optimization using Evolutionary Algorithms, Kalyanmoy Deb, ed. John Wiley & Sons
- [28] Appunti personali delle lezioni del corso "Metodi avanzati per l'ottimizzazione delle macchine" tenute dal prof. Ernesto Benini, A.A. 2012-2013
- [29] Acoustic measurement for 12% scaled model of NREL Phase VI wind turbine by using beamforming, Taehwan Cho, Cheolwan Kim, Duckjoo Lee, Current Applied Physics 10(2010) S320-S325
- [30] Numerical prediction of wind turbine noise, A. Tadamasa, M. Zangeneh, Renewable Energy 36 (2011) 1902 - 1912
- [31] CFD prediction of NREL Phase VI Rotor Experiments in NASA/AMES Wind tunnel, Mukesh M. Yelmule, EswaraRao Anjuri VSJ, International Journal of Renewable Energy Research, Vol.3, No.2, 2013