

Lift UP



Report tecnico

Data completamento: 09/09/2022

Divisione: Aerodinamica

Oggetto: Stima del coefficiente di resistenza di
carrello e fusoliera tramite CFD

Autore: Silvio Restivo

Indice

1 Geometria	5
1.1 Geometria della Fusoliera	5
1.2 Landing gear	6
1.3 Semplificazioni del CAD	7
2 Leggi del moto	8
8subsection.2.1	
2.1.1 Bilancio di massa	8
2.1.2 Bilancio della quantità di moto	8
2.1.3 Fluidi incompressibili	10
2.2 Approssimazione fluido inviscido	10
2.3 Forze	12
3 Il coefficiente di resistenza	12
3.1 Coefficiente di resistenza per attrito per una lastra piana	13
3.2 Coefficiente di resistenza parassita della fusoliera .	14
4 Analisi Numerica	16
4.1 Metodo RANS per la CFD	16
4.1.1 Reynolds averaged equations	16
4.1.2 FVM	17
4.2 Geometria e dominio di calcolo	17
4.3 Mesh	18

4.3.1	Mesh per la fusoliera isolata	21
4.4	Setup solutore numerico	21
4.4.1	Modello di turbolenza	21
4.4.2	Condizioni al contorno	21
4.4.3	Parametri	22
4.4.4	Schemi numerici	22
5	Risultati delle simulazioni	22
5.1	Fusoliera completa	22
5.1.1	Postprocessing	23
5.2	Fusoliera isolata	26
5.2.1	Postprocessing	27
6	Osservazioni e conclusioni	29

Abstract

Il seguente elaborato espone il lavoro svolto nel corso dell'anno accademico 2021/2022 per la valutazione della resistenza aerodinamica della fusoliera di un drone ad ala fissa a comando remoto, trattando sia gli aspetti legati alla risoluzione numerica del problema sia gli aspetti teorici e analitici.

La tesi si articola in 6 sezioni; Nel capitolo 1 è presentata la conformazione geometrica della fusoliera e del carrello e sono discusse le modifiche effettuate al modello 3D per consentire l'esecuzione delle simulazioni numeriche. Nel capitolo 2 sono esposti brevemente gli aspetti teorici del problema, dalle equazioni di Navier-Stokes alle semplificazioni di fluido incomprimibile e del flusso a potenziale, utilizzato per spiegare l'origine dei fenomeni che generano la resistenza aerodinamica di un corpo, come lo sbilanciamento delle forze di pressione e gli sforzi viscosi sulla superficie dei corpi. Nella sezione successiva viene effettuata una stima analitica della resistenza della sola fusoliera, differenziando i casi di strato limite laminare e turbolento e utilizzando formule di origine semi-empirica. Nel capitolo 4 è discussa la trattazione computazionale del problema, trattando brevemente il funzionamento di un software CFD, i modelli di cui si serve ed infine è esposta l'esecuzione della simulazione, della quale fanno parte la creazione del dominio fluido e della griglia di calcolo. Le simulazioni numeriche sono state svolte principalmente con l'utilizzo del software Ansys Fluent, mentre il software Altair è stato in parte utilizzato per la generazione della mesh. I risultati ottenuti sono discussi nel capitolo 5 servendosi del postprocessing di Ansys, che permette di visualizzare in dettaglio campo di moto e di velocità. Infine sono presentate alcune osservazioni e conclusioni riguardo i risultati ottenuti ed eventuali sviluppi che possono rivelarsi utili al progetto in vista delle prossime competizioni.

Introduzione

LiftUp è un progetto studentesco del Dipartimento di Ingegneria Industriale dell’Università degli Studi di Padova supervisionato dal Prof. Francesco Picano. Il progetto partecipa, ogni due anni, alla Air Cargo Challenge, una competizione internazionale alla quale partecipano gruppi studenteschi di diverse università provenienti da tutta Europa. La competizione consiste nella progettazione e costruzione di un velivolo a comando remoto in grado di trasportare il payload richiesto dal regolamento per la massima distanza possibile nel tempo prestabilito. Il lavoro svolto da ogni team è valutato in diversi modi, sia esaminando tutto il processo di progettazione e costruzione del drone sia tramite le performance di volo esibite.

Nel corso della progettazione del drone per la ACC 2022, è stato ritenuto utile valutare come e quanto la presenza del carrello di atterraggio progettato influisse sulla resistenza aerodinamica del velivolo. Per lo studio di problemi di questa tipologia, l’utilizzo di software che si servono di metodi a pannelli non è adeguato, in quanto tali programmi non permettono di studiare con sufficiente precisione e affidabilità problemi di distacco dello strato limite e con grandi zone di ricircolo del flusso e forti gradienti di pressione avversi; per questo motivo è stato deciso di utilizzare la fluidodinamica computazionale che consente di ottenere risultati più precisi. E’ importante sottolineare che la soluzione numerica di un problema di fluidodinamica è molto complessa e non corrisponde alla soluzione reale; infatti al raggiungimento della convergenza dei residui di una simulazione numerica si ottiene l’esatta soluzione numerica che però può essere diversa dalla realtà in quanto, durante la risoluzione, vi sono sia errori che si propagano sia semplificazioni introdotte dai modelli matematici utilizzati che possono portare ad una soluzione numerica diversa da ciò che succede nella realtà. Per avere riscontri reali e precisi sarebbe necessario l’utilizzo di una costosa strumentazione e di simulazioni in galleria del vento, di cui non si dispone. L’utilizzo della CFD (Computational Fluid Dynamics) consente comunque di avvicinarsi alla soluzione reale e di poter confrontare due configurazioni simili (fusoliera con carrello e senza carrello) in modo da valutare quando la presenza o meno di una struttura influenzi l’attrito globale del corpo in esame.

1 Geometria

Liftup è un progetto studentesco del Dipartimento di Ingegneria Industriale dell’Università degli Studi di Padova che ha come obiettivo la costruzione di un drone radiocomandato per la partecipazione alla Air Cargo Challenge, competizione internazionale che si svolge ogni due anni tra team universitari provenienti da tutta Europa. L’ultima edizione della competizione, tenutasi a Luglio 2022, ha visto il nostro drone ”KovalSky” classificarsi al sesto posto finale, al termine dei test statici, test di volo e della revisione della documentazione di progetto fornita.

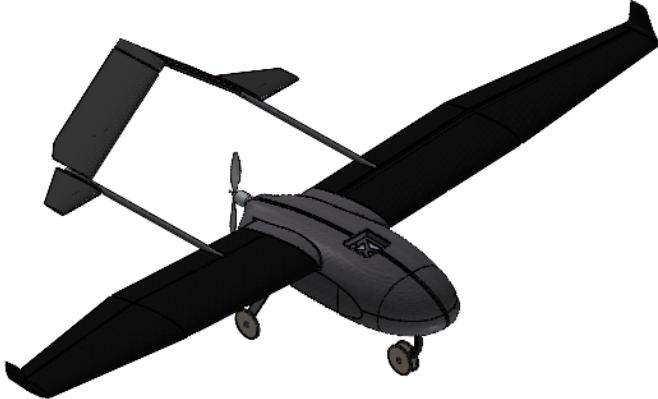


Figura 1: L’aereo KowalSky

Nel corso di questa sezione saranno esposte le componenti della geometria del drone progettato di interesse maggiore per l’elaborato.

1.1 Geometria della Fusoliera

La fusoliera è la componente strutturale di un velivolo che deve essere in grado di contenere il carico utile e la maggior parte dei sottostimenti che sono necessari al suo funzionamento ed è stata progettata seguendo i requisiti imposti dal regolamento per quanto riguarda payload e dimensioni; la sua geometria, dunque, è stata progettata in modo da essere abbastanza ampia da contenere il payload per la competizione (sacche di liquido che riproduca il comportamento dinamico del sangue nelle fasi di volo); data la bassa densità del fluido, il volume totale delle sacche da trasportare risulta rilevante, ne consegue pertanto che la fusoliera debba essere necessariamente voluminosa. E’ stato dunque sfruttato il grande volume della fusoliera coinvolgendolo nella generazione della portanza e realizzandola in una forma che simuli quella di un profilo alare.

La sezione laterale è volutamente simile a quella di un profilo aerodinamico ed è stata disegnata con l’intento di avere un suction side superiore e dunque che generi portanza. L’estradosso della fusoliera è stato mantenuto il più piatto possibile al fine di permettere l’alloggiamento del GPS e la sua copertura senza generare importanti punti di ristagno del flusso.

Data la configurazione spingente dell’ aeromodello, l’ elica (modello APC-E 10x6 E richiesta dal regolamento) si trova nella parte posteriore della fusoliera e non sarà inclusa nella trattazione. L’ elica ha una pesante influenza sui flussi aerodinamici in uscita dalla fusoliera e per evitare che il flusso in uscita dalla stessa vada a colpire il piano di coda, quest’ ultimo è stato progettato in configurazione ”V”

rovesciata. Il piano di coda inoltre non è connesso alla fusoliera, ma, tramite due boom, è connesso direttamente alle ali. Questo consente alla fusoliera di essere più corta, limitando la possibilità di distacco dello strato limite lungo la stessa.

La presenza dell'elica è stata trascurata nelle seguenti trattazioni per motivi di complessità, così come l'effetto del piano di coda sulla scia prodotta dalla fusoliera.

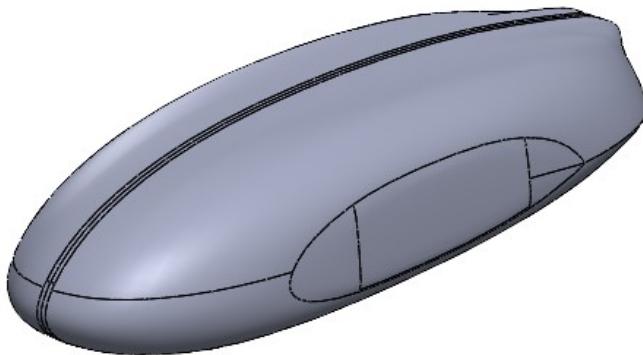


Figura 2: Vista del CAD della fusoliera

Lunghezza [m]	Altezza ¹ [m]	Larghezza ² [m]	Wetted area [m ²]	Area frontale [m ²]
0.692	0.170	0.250	0.45	0.0425

Tabella 1: Dati geometrici fusoliera.

1.2 Landing gear

Il carrello originariamente progettato è in configurazione a tre ruote, composto da una struttura in materiale composito che sostiene ruote molto sottili, seguendo una filosofia opposta rispetto all'aeromodello progettato per la competizione precedente costituito da una sottile struttura e ruote spesse. Entrambe le gambe del carrello sono realizzate con una struttura in composito a sandwich, con strati di fibra di carbonio principalmente unidirezionale, per ottenere una buona resistenza alla flessione, accoppiati con Airex come materiale principale. L'idea alla base di questa configurazione è stata quella di realizzare strutture flessibili, che possano facilmente sostenere l'impatto e smorzare le forze durante l'atterraggio.

¹Misurata in corrispondenza della massima distanza tra faccia superiore e inferiore

²Misurata in corrispondenza della massima distanza tra le pareti laterali

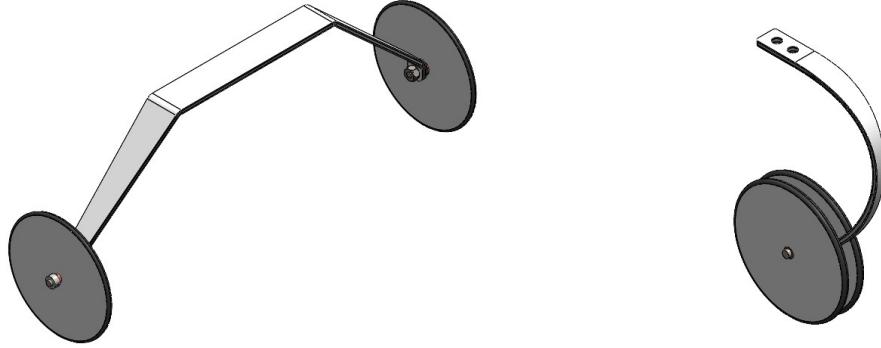


Figura 3: Componenti posteriore e anteriore del carrello di atterraggio

Come si nota, il carrello anteriore, per rispettare le richieste strutturali, è composto da una lastra che in condizioni di crociera incide quasi perpendicolarmente con il flusso d'aria per una sezione estesa; da qui si può intuire che ci si sia orientati maggiormente al soddisfacimento dei requisiti strutturali rispetto ad un'ottimizzazione aerodinamica della struttura.

1.3 Semplificazioni del CAD

La geometria appena presentata è stata implementata nelle simulazioni numeriche. Tale geometria, tuttavia, non risulta essere l'esatta copia del modello CAD effettivo del velivolo a causa di alcune semplificazioni che sono state introdotte. Queste ultime sono state rese necessarie dalla complessità del processo di creazione della mesh, durante il quale spigoli, piccoli gradini, fori, viti e bulloni facenti parte della struttura facevano sì che il software generasse, in corrispondenza di tali zone critiche, una griglia di bassa qualità. Per minimizzarne le conseguenze sono stati effettuati diversi raccordi tra ruote e struttura portante del carrello, in corrispondenza dell'accoppiamento carrello-fusoliera e nelle zone dei cuscinetti delle ruote. Inoltre, come anticipato in precedenza, l'effetto dell'elica non è stato considerato e dunque sia il motore elettrico (montato nella zona del bordo d'uscita della fusoliera) sia le pale della stessa sono state rimosse. Un'ulteriore modifica è stata eseguita eliminando il primo tratto delle ali nel quale si introduce il longherone per il montaggio delle ali, nonostante questo sia costruttivamente un componente che fa parte della fusoliera. Il drag generato dall'interferenza ali-fusoliera non è stato dunque in alcun modo considerato.

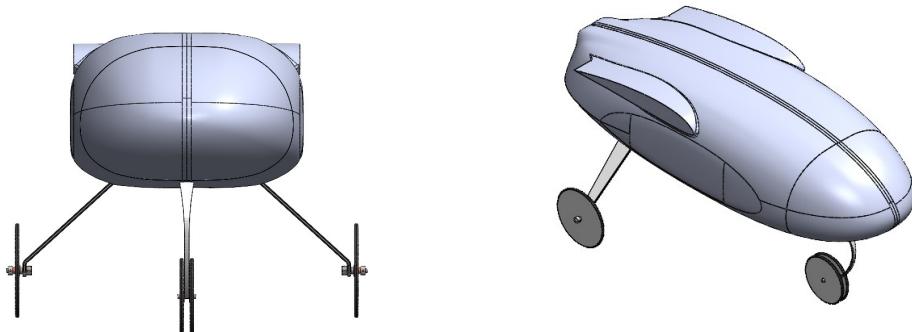


Figura 4: Geometria originale del problema

2 Leggi del moto

2.1 Equazioni di Navier-Stokes ¹

Per esaminare il problema è bene introdurre le equazioni che governano il flusso di un fluido attorno ad un corpo in movimento, ovvero le equazioni di Navier-Stokes, equazioni differenziali alle derivate parziali che non sono altro che l'espressione della conservazione della massa e della seconda legge di Newton. $\bar{F} = \frac{d}{dt} m\bar{V}$ valide per una certa classe di fluidi tra i quali sono inclusi aria e acqua. Ci si riferisce, nel seguito, ad un sistema di particelle fluide con un certo volume $v_{sis(t)}$, il quale varia nel tempo. Per ricavare le equazioni è bene riportarsi ad un volume di controllo che non vari nel tempo, servendosi del teorema del trasporto di Reynolds.

2.1.1 Bilancio di massa

Per un qualsiasi sistema fisico vale la conservazione della massa $\frac{d}{dt} M_{sist} = 0$.

Applicando tale bilancio ad un volume di controllo v_c , per il teorema del trasporto di Reynolds, si ottiene il seguente integrale:

$$\frac{d}{dt} M_{sist} = \frac{d}{dt} \int_{v_{sis(t)}} \rho dv = \frac{d}{dt} \int_{v_c} \rho dv + \int_{S_c} \rho \bar{V} \cdot \hat{n} ds = 0 \quad (1)$$

Dal teorema della divergenza inoltre vale:

$$\int_{S_c} \rho \bar{V} \cdot \hat{n} ds = \int_{v_c} \nabla \cdot \bar{V} dv \quad (2)$$

Pertanto, sostituendo l'equazione (2) nella (1) si ottiene:

$$\int_{v_c} \frac{\partial}{\partial t} \rho dv + \int_{v_c} \nabla \cdot (\rho \bar{V}) dv = 0 \quad (3)$$

Che in forma differenziale si riscrive nella seguente forma:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \nabla \cdot (\rho \bar{V}) = 0 \quad (4)$$

Tale equazione esprime il bilancio di massa in termini euleriani, quindi rispetto ad un sistema di riferimento assoluto. Si può riscrivere dal punto di vista della particella, ovvero esprimendone l'aspetto lagrangiano, nel seguente modo:

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho \nabla \cdot \bar{V} \quad (5)$$

2.1.2 Bilancio della quantità di moto

L'equazione del bilancio della quantità di moto rappresenta l'altra equazione che accoppiata al bilancio di massa costituisce il sistema di equazioni di Navier-Stokes. Considerando la seconda legge di Newton per un sistema $\frac{d\bar{P}_{sist}}{dt} = \bar{F}_e$, dove \bar{P}_{sist} è la quantità di moto del sistema e pertanto $\frac{d\bar{P}_{sist}}{dt} = \frac{d}{dt} \int_{v_{sis}} \rho \bar{V} dv$, possiamo riscrivere, grazie al teorema del trasporto di Reynolds, la risultante delle forze esterne nella seguente forma:

$$\frac{d}{dt} \int_{v_{sis}} \rho \bar{V} dv = \frac{d}{dt} \int_{v_c} \rho \bar{V} dv + \int_{S_c} \rho \bar{V} (\bar{V} \cdot \hat{n}) dS \quad (6)$$

¹La notazione utilizzata in questo capitolo segue quella utilizzata dal prof. Picano per il corso di Aerodinamica 1 e può differire rispetto alla notazione presentata dai testi in bibliografia.

La risultante delle forze esterne sarà data da una componente di forze di volume e una di forze di superficie. Le forze di volume agiscono direttamente sul volume e sono ad esempio la forza di gravità e le forze elettromagnetiche. In questo caso si considera solo la forza di gravità. Le forze di tipo superficiali agiscono invece sulla superficie del volume e sono dovute alla distribuzione di forze di pressione che agiscono su di essa, imposte dal fluido esterno al volume e che lo circonda.

Le forze di volume possono essere riscritte nel seguente modo

$$F_{e_v} = \int_{v_c} \rho \bar{g} dv \quad (7)$$

mentre le forze di superficie

$$F_{e_s} = \int_{S_c} \bar{t}(\hat{n}) dS \quad (8)$$

ove $\bar{t}(\hat{n})$ è il vettore tensione il quale dipende sia dal punto di applicazione sia dall'orientazione dell'area infinitesima su cui è applicato, ovvero dall'orientazione della normale alla superficie.

Applicando il teorema della divergenza all'equazione (6) e ricordando che $F_e = F_{e_v} + F_{e_s}$, si ricava la seguente equazione:

$$\int_{v_c} \frac{\partial \rho \bar{V}}{\partial t} dv + \int_{v_c} \nabla \cdot (\rho \bar{V} \bar{V}) dv - \int_{v_c} \rho \bar{g} dv = \int_{S_c} \bar{t}(\hat{n}) dS \quad (9)$$

Grazie al teorema di Cauchy, si può dimostrare che è possibile esprimere il vettore tensione $\bar{t}(\hat{n})$ come il prodotto scalare tra il tensore della tensione \mathcal{T} e la normale alla superficie, $\bar{t}(\hat{n}) = \mathcal{T} \cdot \hat{n}$, dove il tensore tensionale è il seguente:

$$\mathcal{T} = \begin{pmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \tau_{zz} \end{pmatrix}$$

Allora per il teorema della divergenza:

$$\int_{S_c} \mathcal{T} \cdot \hat{n} dS = \int_{v_c} \nabla \cdot \mathcal{T} dv \quad (10)$$

Sostituendo l'equazione (10) nella componente tensionale della (9) e portando a sinistra dell'uguale l'integrale riferito alle forze superficiali, si ottiene un integrale sul volume di controllo v_c uguale a zero, condizione che si realizza se la funzione integranda è nulla:

$$\frac{\partial \rho \bar{V}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{V} \bar{V}) - \rho \bar{g} - \nabla \cdot \mathcal{T} = 0 \quad (11)$$

L'equazione (11) rappresenta il bilancio della quantità di moto in forma conservativa e che può essere riscritta in forma lagrangiana, spostando a destra dell'uguale i termini di gravità e sforzi tensionali, come:

$$\rho \frac{D \bar{V}}{Dt} = -\nabla p + \nabla \cdot \Sigma + \rho \bar{g} \quad (12)$$

nella quale Σ è il tensore che racchiude gli sforzi viscosi, secondo il legame costitutivo di un fluido newtoniano, il quale dice che vi è una proporzionalità diretta tra gli sforzi tensionali e il gradiente di velocità secondo la costante di proporzionalità μ , chiamata viscosità. Poiché il bilancio della quantità di moto è scritta in forma vettoriale, essa contiene 3 equazioni scalari, una per ogni componente della velocità V_x, V_y, V_z .

Le equazioni (12) e (5) costituiscono, insieme all'equazione dei gas $p = \rho R T$ e al primo principio della termodinamica (che introduce l'equazione dell'energia nel sistema), il sistema generale di Navier-Stokes, un sistema di 6 equazioni in 6 incognite ($V_x, V_y, V_z, \rho, p, T$).

Le equazioni del sistema (13) sono quelle che governano il flusso per ogni campo di moto di un fluido newtoniano, sia che si tratti del flusso attorno ad un aereo o di un flusso interno ad un condotto. Per trovare la soluzione ad un problema specifico è fondamentale imporre le giuste condizioni al contorno e le condizioni iniziali del problema, in modo tale da ottenere le soluzioni particolari a partire dalle equazioni generali. Una tipica condizione al contorno per un problema di flusso viscoso è, ad esempio, la condizione di aderenza che impone una velocità tangenziale al corpo immerso nel flusso nulla.

$$\begin{cases} \frac{D\rho}{Dt} = -\rho\nabla \cdot \bar{V} \\ \rho \frac{D\bar{V}}{Dt} = -\nabla p + \nabla \cdot \Sigma + \rho\bar{g} \\ p = \rho RT \\ \rho \frac{DE}{Dt} = -\nabla \cdot (p\bar{V}) + \nabla \cdot (\Sigma \cdot \bar{V}) + \rho\bar{g} \cdot \bar{V} + \nabla \cdot \bar{q} + \nabla \cdot \bar{q}_R \end{cases} \quad (13)$$

Nell'equazione dell'energia, $E [J \ kg^{-1}]$ è l'energia totale specifica per unità di massa, $\bar{q} [J \ m^{-2}s^{-1}]$ il flusso di calore scambiato per conduzione e $\bar{q}_R [J \ m^{-2}s^{-1}]$ il flusso di calore dovuto alla radiazione.

2.1.3 Fluidi incompressibili

Il numero di Mach che può raggiungere un aeromodello come quello in esame non supera mai il valore di $M = 0.3$, e ne rimane molto inferiore. In particolare, riportandosi ai calcoli eseguiti durante lo studio della meccanica del volo del velivolo, la velocità di crociera (riscontrata anche durante i test di volo) risulta essere di $20.8 \ ms^{-1}$; in tali condizioni si può considerare il flusso a densità costante e si può ipotizzare che il sistema sia adiabatico, il che consente di poter trascurare l'equazione dell'energia. Tali semplificazioni risultano efficaci per analizzare analiticamente il problema, ma anche durante lo studio computazionale l'equazione dell'energia, e dunque gli scambi termici, saranno trascurati.

Come conseguenza, dalle equazioni (5) e (12) scompaiono i termini tempovarianti riferiti alla densità ed inoltre il termine $\nabla \cdot \Sigma$ si semplifica al laplaciano di \bar{V} moltiplicato per la viscosità μ .

Il sistema di equazioni di Navier-Stokes per un flusso incomprimibile diventa pertanto:

$$\begin{cases} \nabla \cdot \bar{V} = 0 \\ \rho \frac{D\bar{V}}{Dt} = -\nabla p + \mu \nabla^2 \bar{V} + \rho\bar{g} \end{cases} \quad (14)$$

per il quale vanno imposte due condizioni al contorno, essendo due equazioni differenziali del secondo ordine.

Se si considerasse un fluido inviscido le equazioni si semplificherebbero ulteriormente. Si userà tale semplificazione in un prossimo paragrafo per visualizzare l'andamento della pressione attorno ad un corpo in modo tale da visualizzare il risultato che sarà da aspettarsi dalle simulazioni numeriche.

2.2 Approssimazione fluido inviscido

Per visualizzare i possibili risultati che ci si aspetta dalle simulaizioni numeriche, può essere di aiuto studiare l'interazione tra un corpo e un flusso semplificato. Per fare ciò, si applica alle equazioni di Navier-Stokes incomprimibili una ulteriore semplificazione, ovvero quella di flusso inviscido. Le equazioni, con $\mu = 0$, diventano pertanto le seguenti:

$$\begin{cases} \nabla \cdot \bar{V} = 0 \\ \rho \frac{D\bar{V}}{Dt} = -\nabla p' \end{cases} \quad (15)$$

dove si osserva che l'equazione della quantità di moto è stata modificata inglobando nel termine p' il termine che dipende dalla gravità ρg . Ciò è possibile in quanto $p = p_I + p'$, con p_I la pressione idrostatica per cui vale $\nabla p_I = \rho\bar{g}$, e dunque $-\nabla p + \rho\bar{g} = -\nabla(p_I + p') + \rho\bar{g} = -\nabla p'$. Per semplicità d'ora in poi ci si riferirà a p' con il simbolo di p .

Tali equazioni sono entrambe differenziali del primo ordine per le quali posso impostare una condizione al contorno al massimo. Rispetto alle equazioni non inviscide, la condizione al contorno da eliminare è quella di aderenza. In queste condizioni il flusso è irrotazionale e, si ipotizzi, stazionario.

Sotto tali ipotesi vale il teorema di Bernoulli generalizzato, secondo il quale $\frac{1}{2}\rho V^2 + p = \text{cost}$. L'equazione di bernoulli è ricavata a partire alla conservazione della quantità di moto e pertanto la può sostituire nel sistema di equazioni che governano il flusso, il quale diventa il seguente:

$$\begin{cases} \nabla \cdot \bar{V} = 0 \\ \nabla \times \bar{V} = 0 \\ \frac{1}{2}\rho V^2 + p = \text{cost} \end{cases} \quad (16)$$

sistema nel quale l'equazione del bilancio della quantità di moto è stata sostituita dall'equazione che garantisce l'irrotationalità del flusso. La condizione al contorno del problema è quella di impermeabilità $\bar{V}_{n_{\partial c}} = 0$, ovvero che sul contorno del corpo in esame ∂c la velocità sia solo tangenziale e dunque la componente normale sia nulla.

Per risolvere tale problema, per l'ipotesi di irrotationalità del campo di velocità, è possibile scrivere la velocità come gradiente di una funzione scalare detta potenziale ϕ . Sostituendo nel sistema precedente $\bar{V} = \nabla\phi$, si ottiene il sistema risolvente seguente:

$$\begin{cases} \nabla^2\phi = 0 \\ \nabla\phi = \bar{V} \\ \frac{1}{2}\rho V^2 + p = \text{cost} \end{cases} \quad (17)$$

accoppiato all'unica condizione al contorno condizione al contorno $\frac{\partial\phi}{\partial n}|_{\partial c} = 0$

Per risolvere il problema a potenziale, è necessario risolvere l'equazione di Laplace $\nabla^2\phi = 0$. Essendo una equazione lineare, si possono ottenere soluzioni di problemi complessi mediante la sovrapposizione di soluzioni di problemi elementari. Tali problemi differiscono l'uno dall'altro per le condizioni al contorno.

Per il problema di interesse risulta utile studiare il flusso a potenziale attorno ad un cilindro fermo di raggio a .

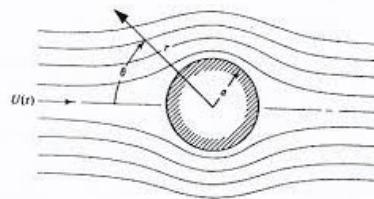


Figura 5: Illustrazione del flusso potenziale attorno ad un cilindro

La scelta di studiare il flusso a potenziale attorno ad un cilindro fermo, e non ad un cilindro con circolazione, è data dal fatto che si vuole offrire una visualizzazione della distribuzione della pressione e del fenomeno dell'attrito nel modo più diretto e senza considerare la portanza prodotta dalla fusoliera ad angolo di attacco nullo che andrebbe a spostare la posizione dei punti di ristagno senza fornire ulteriori informazioni utili.

Il potenziale del cilindro ϕ_c si ricava dalla combinazione lineare del potenziale del flusso indisturbato $\phi_\infty = V_\infty r \cos\theta$ ² più quello della doppietta $\phi_d = \frac{k \cos\theta}{r}$, ottenuto mescolando le soluzioni "sorgente" e "pozzo" ottenute mediante metodo della singolarità, ovvero risolvendo l'equazione di laplace ipotizzando che ϕ sia dipendente unicamente da r e non da θ . Pertanto $\phi_c = V_\infty r \cos\theta + \frac{k \cos\theta}{r}$. La

²Nelle formule utilizzate l'angolo θ è il supplementare dell'angolo in figura 5.

costante k si ricava facendo rispettare la condizione al contorno di velocità sul bordo del corpo unicamente tangenziale ad esso, ovvero $\frac{\partial \phi}{\partial r}|_{r=a} = 0$. Si ricava dunque $k = V_\infty a^2$ e il potenziale del cilindro $\phi_c = V_\infty r \cos \theta \left(1 + \frac{a^2}{r^2}\right)$.

Il campo di velocità risulta pertanto il seguente, in coordinate polari:

$$\begin{cases} V_r = \frac{\partial \phi_c}{\partial r} = V_\infty \cos \theta \left(1 - \frac{a^2}{r^2}\right) \\ V_\theta = \frac{\partial \phi_c}{r \partial r} = -V_\infty \sin \theta \left(1 + \frac{a^2}{r^2}\right) \end{cases} \quad (18)$$

Studiando il campo di velocità sul contorno del corpo, ovvero per $r = a$, si nota che la componente radiale è nulla mentre quella angolare vale $V_\theta = -2V_\infty \sin \theta$, il cui valore si annulla per $\theta = 0, \pi$. Ciò significa che ci saranno due punti di ristagno, uno anteriore e uno posteriore, ovvero, dal teorema di Bernoulli, due punti il cui valore di pressione raggiunge il valore massimo possibile e la velocità è nulla. Essendo nulla la velocità, in tali punti il coefficiente di pressione raggiungerà il valore massimo di uno, essendo esso definito come $C_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2} \rho V_\infty^2} = 1 - \frac{V^2}{V_\infty^2}$ per Bernoulli.

Ci si aspetta dunque che dai risultati della simulazione numerica emergano due zone di alta pressione, una zona di ristagno al bordo d'attacco della fusoliera e una zona di recupero di pressione all'uscita. Tale recupero di pressione risulta completo solo nel caso di fluido inviscido e irrotazionale, mentre nelle condizioni reali il recupero non sarà completo. Nel caso di flusso inviscido, i contributi di sovrappressione anteriore e posteriore si controbilanciano, dando origine ad una forza risultante nulla nella direzione del moto indisturbato del flusso e quindi non generando resistenza aerodinamica (fenomeno noto come Paradosso di D'Alambert). Per un flusso reale i contributi di sovrappressione non si controbilanciano esattamente e, poiché la sovrappressione anteriore è maggiore di quella posteriore, si genererà una forza risultante che si oppone al moto del corpo del fluido, generando quindi resistenza. Questa tipologia di resistenza è detta resistenza di forma ed è una conseguenza della viscosità del fluido. La resistenza totale in queste condizioni è data dalla somma della resistenza di forma e dalla resistenza di attrito, dovuta alla presenza dell'attrito viscoso tra fluido e parete e le due componenti si possono scrivere nel modo seguente:

$$\begin{cases} \int_{\partial_C} -p \hat{n} \cdot \hat{x} ds & \Rightarrow \text{Resistenza di forma} \\ \int_{\partial_C} \tau_w \hat{\tau} \cdot \hat{x} ds & \Rightarrow \text{Resistenza di attrito} \end{cases} \quad (19)$$

2.3 Forze

Considerata una fusoliera immersa in una corrente indisturbata, le forze ed i momenti di interesse risultanti agenti su essa sono definiti come segue:

- Portanza : $L = \frac{1}{2} \rho V^2 S_{ref} C_L$
- Resistenza $D = \frac{1}{2} \rho V^2 S_{ref} C_D$
- Momento $M = \frac{1}{2} \rho V^2 S_{ref} l_{ref} C_M$

L'unica risultante che sarà considerata d'ora in avanti è la resistenza, studiata con l'ausilio del coefficiente di resistenza.

3 Il coefficiente di resistenza

In questa sezione sarà eseguita una stima analitica del coefficiente di attrito, mostrando le criticità di un tale approccio ed esplicitando la necessità dell'utilizzo del calcolo numerico.

Si definisce il coefficiente adimensionale di resistenza C_D come:

$$C_D = \frac{D}{\frac{1}{2} \rho V^2 S} \quad (20)$$

con D la forza di resistenza in Newton.

Dall'analisi del flusso a potenziale vista in precedenza, si evince come la resistenza aerodinamica sia un fenomeno causato dalla viscosità del fluido. Considerando più in generale un'ala o un profilo alare si dimostra che in realtà la resistenza totale all'avanzamento di un corpo è data dalla somma di due effetti, uno dovuto alla viscosità del fluido (resistenza parassita) e l'altro dovuto alla portanza generata dal profilo (drag indotto). La resistenza parassita è la componente di resistenza costituita dalla resistenza di forma e da quella di attrito, come visto in precedenza. Esso è definito parassita in quanto è presente in ogni condizione, sia che sia generata portanza sia che non sia generata.

$$C_D = C_{D_0} + C_{D_i} \quad (21)$$

La fusoliera genera una certa portanza non nulla per $\alpha = 0$ e dunque il drag indotto non sarà nullo, ma nella trattazione analitica qui esposta sarà trascurato. Pertanto la resistenza che viene considerata in questo capitolo sarà una combinazione del drag di forma e di quello viscoso, generato dalla viscosità del fluido, la cui somma fornisce la resistenza parassita totale (o resistenza a zero-lift) C_{D_0} .

3.1 Coefficiente di resistenza per attrito per una lastra piana

Per valutare il coefficiente di resistenza parassita è utile considerare il coefficiente di resistenza per attrito per una lastra piana C_{D_f} della stessa lunghezza caratteristica della fusoliera, il quale dipende dal comportamento dello strato limite. Tale coefficiente, per come è definito, si applica ad un'area di riferimento che corrisponde alla superficie bagnata dal flusso.

Qualora il numero di Reynolds ($Re = \frac{\rho V l}{\mu}$) sia compreso tra $10^3 < Re < 10^6$ lo strato limite si può considerare laminare, e per tale intervallo è valida l'ipotesi di Blasius, ovvero che i profili di velocità dello strato limite siano simili tra loro. Per tali valori di Reynolds, il C_{D_f} si può stimare nel seguente modo:

$$C_{D_f} = \frac{1.328}{\sqrt{Re}} \quad (22)$$

Per valori maggiori maggiori del numero di Reynolds si verifica la nascita di zone vorticose e la transizione ad uno strato limite turbolento. In queste condizioni il C_{D_f} si può stimare con la seguente formula:

$$C_{D_f} = \frac{0.455}{(\log_{10} Re)^{2.58}(1 + 0.144M^2)^{0.65}} \quad (23)$$

Il numero di Mach alla velocità di crociera $V = 20.8 \frac{m}{s}$ è di $M = 0.063$ mentre il numero di Reynolds nelle condizioni di $\mu = 1.7894e^{-5} kg m s^{-1}$ e $\rho = 1.225 kg m^3$ vale $Re = 985367.16$. A questo numero di Reynolds, lo strato limite si trova in una condizione borderline tra la condizione laminare e quella turbolenta. Si può stimare che il boundary layer sia prevalentemente laminare ma coesistente con fenomeni vorticosi. Se si considerasse uno strato limite completamente laminare, il coefficiente di attrito per una lastra piana sarebbe di $C_{D_f} = 1.338e^{-3}$, mentre se fosse completamente turbolento risulterebbe di $4.48e - 3$.

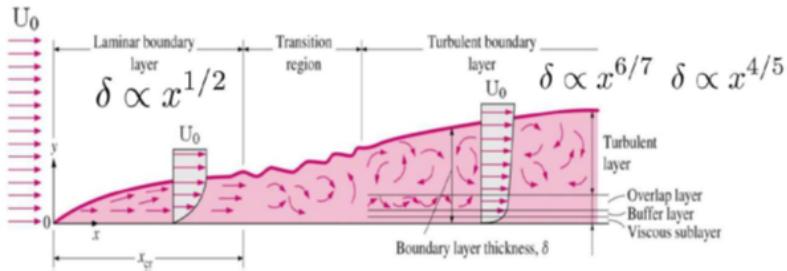


Figura 6: Evoluzione dello strato limite da laminare a turbolento

3.2 Coefficiente di resistenza parassita della fusoliera

Si può stimare il coefficiente di resistenza parassita del corpo andando a scalare C_{D_f} per l'area di riferimento del C_{D_0} , che in questo caso è l'area frontale della fusoliera, e moltiplicandolo per un coefficiente di forma della fusoliera stessa. Non conoscendo il fattore di forma della fusoliera, si considera il coefficiente di resistenza parassita relativo alla lastra piana equivalente della fusoliera:

$$C_{D_0 flatplate} = C_{D_f} \frac{S_{wet_f}}{S_{front_f}} \quad (24)$$

Per passare al coefficiente di resistenza relativo alla fusoliera, è necessario moltiplicare il coefficiente relativo alla lastra piana per il coefficiente di forma della fusoliera K_{fus} , il quale si può stimare nel seguente modo:

$$K_{fus} = \left(1 + \frac{60}{f^3} + \frac{f}{400} \right) \quad (25)$$

dove si definisce $f = \frac{l}{d}$ la snellezza della fusoliera, con l la sua lunghezza e d il diametro equivalente medio.

Nel caso in questione si approssimi la fusoliera ad un cilindro equivalente di area di base uguale all'area frontale ($0.0425m^2$), ricavando un diametro equivalente di $d = 0.239m$ della fusoliera. Pertanto risulta $f = 2.975$ e quindi $K_{fus} = 3.286$.

Il coefficiente di attrito parassita della sola fusoliera sarà così stimabile tramite le formule semi-empiriche appena ricavate:

$$C_{D_0} = C_{D_f} \frac{S_{wet_f}}{S_{front_f}} K_{fus} \quad (26)$$

Il coefficiente di resistenza parassita totale è difficilmente stimabile in questo modo, a causa dell'incertezza della forma dello strato limite come riportato in precedenza. Sono stati stimati i valori nel caso di strato limite completamente laminare e completamente turolento che risultano:

- Strato limite laminare $\Rightarrow C_{D_0} = 0.047$
- Strato limite turbolento $\Rightarrow C_{D_0} = 0.156$

Alla luce di quanto detto prima, è plausibile che la resistenza della fusoliera effettivo abbia un valore intermedio tra i due ricavati tramite approccio semi-empirico. Infatti lo strato limite, a tale numero di Reynolds, dovrebbe essere principalmente laminare, con parte di esso verso il bordo di uscita che comincia ad aumentare in spessore e ad entrare in una fase di transizione verso lo strato limite turbolento.

E' rilevante notare come la presenza di strato limite turbolento aumenti intensamente la resistenza al moto della fusoliera per quanto riguarda la componente di attrito. Questo in quanto la parete della fusoliera si comporta come pozzo di quantità di moto, andando ad assorbire quantità di moto dal fluido facendo aumentare la tensione di taglio alla parete rispetto a quella del moto laminare. Allo stesso tempo, la presenza di uno strato limite turbolento fa sì che il profilo di velocità dello strato limite sia più pieno e dunque che si comporti meglio contro un gradiente di pressione avverso. Ciò ritarda l'eventuale distacco dello strato limite, facendo sì che la resistenza di forma diminuisca.

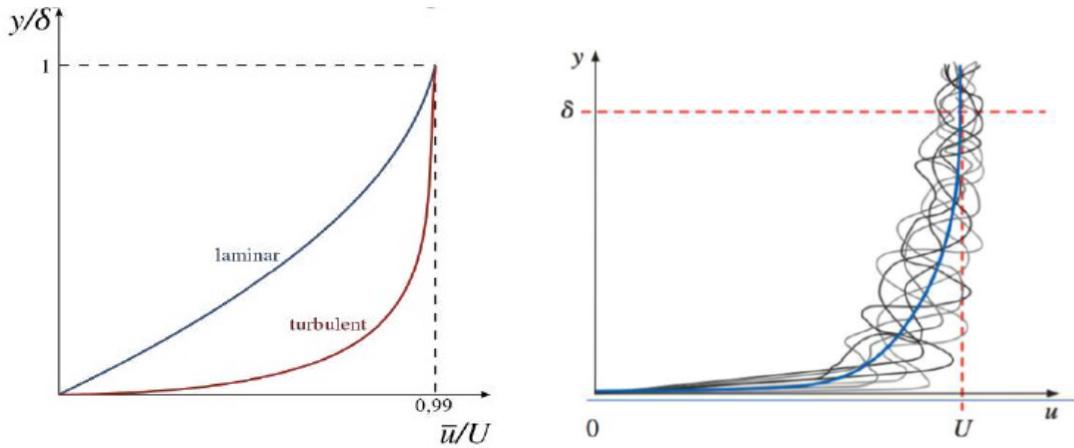


Figura 7: A sinistra, confronto tra strato limite turbolento e laminare; sulla destra il profilo medio dello strato limite turbolento

L'aandamento della differenza tra la resistenza prodotta da uno strato limite laminare e uno turbolento su una lastra piana è evidente dal grafico in Fig.8, nel quale si osservano gli andamenti del coefficiente di resistenza in funzione del numero di Reynolds nel caso di boundary layer turbolento, laminare ed in fase di transizione turbolenta-laminare:

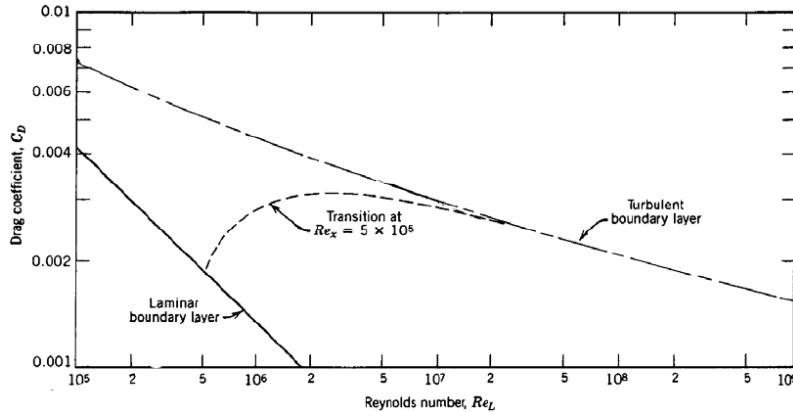


Figura 8: Cd in funzione del numero di Reynolds su una lastra piana

Introducendo anche l'effetto resistente del carrello di atterraggio e definito K_c coefficiente di forma del carrello, il coefficiente di resistenza parassita di fusoliera e carrello si può stimare nel seguente modo:

$$C_{D_0} = C_{D_f} \frac{S_{wet_{tot}}}{S_{front_{tot}}} \left(K_{fus} \frac{S_{wet_{fus}}}{S_{wet_{tot}}} + K_c \frac{S_{wet_{carr}}}{S_{wet_{tot}}} \right) \quad (27)$$

La stima del coefficiente di forma del carrello rende difficile, se non impossibile, una valutazione analitica del coefficiente di resistenza.

Inoltre, in questa trattazione analitica, è stato trascurato il calcolo della stima del coefficiente di resistenza indotta in quanto per ottenerlo è necessario disporre del coefficiente di portanza e del coefficiente di Oswald e , dati che non sono ricavabili e stimabili a priori come per un'ala, su una geometria complessa come la fusoliera.

4 Analisi Numerica

Le equazioni di Navier-Stokes costituiscono un sistema di equazioni differenziali alle derivate parziali (PDE) per le quali non esiste un teorema di esistenza ed unicità della soluzione. La loro risoluzione per via analitica è pertanto pressoché impossibile, se non introducendo una serie di fattori semplificativi (quali incompressibilità e approssimazione di flusso inviscido) e per tipologie di flusso semplici (flusso laminare stazionario, ovvero tempo-invariante).

La risoluzione per via numerica consente di ottenere accurate soluzioni delle equazioni, utile soprattutto in quanto nella maggior parte dei casi il moto del fluido è turbolento.

4.1 Metodo RANS per la CFD

Esistono diverse strade che possono essere percorse per la risoluzione numerica delle equazioni di Navier-Stokes per un corpo immerso in un campo di moto fluido. La metodologia di risoluzione più accurata è del tipo DNS (Direct Numerical Solution) la quale richiede, per la risoluzione, ingenti risorse computazionali che sono a disposizione solitamente in appositi centri di calcolo. Nel caso in esame, come nella maggior parte dei casi, viene utilizzata la tecnica RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes Solution), mediante la quale viene calcolato esplicitamente solo il flusso medio, mentre le quantità turbolente sono modellate secondo modelli di turbolenza disponibili nel software.

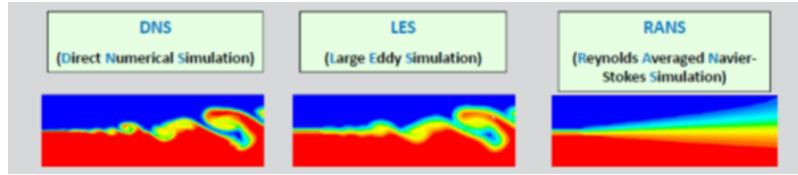


Figura 9: I principali approcci per trattare la turbolenza con il calcolo numerico

Come si può osservare, l'approccio DNS è il più accurato, mentre il RANS consente di avere un buon compromesso tra qualità della soluzione e risorse computazionali.

Nella risoluzione RANS, i modelli di turbolenza si servono di equazioni aggiuntive (necessarie alla chiusura del problema) che non possono essere derivate dai principi fisici fondamentali; di conseguenza i modelli sono caratterizzati da assunzioni di tipo empirico.

4.1.1 Reynolds averaged equations

Concentrandosi sulle equazioni di Navier Stokes³, si ricorda che le equazioni di Navier Stokes incomprensibili sono le seguenti, riscritte in forma indiciale:

$$\begin{cases} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \\ \rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\sigma_{ij}}{\partial x_j} \end{cases} \quad (28)$$

nella quale σ_{ij} sono le componenti del tensore degli sforzi viscosi Σ e per cui vale, per il legame costitutivo di un fluido newtoniano, $\sigma_{ij} = 2\mu \bar{E}_{ij}$, con \bar{E} il tensore della deformazione.

Riscrivendo inoltre la componente convettiva in forma conservativa dell'equazione del bilancio della quantità di moto, si ottiene

$$u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j u_i) - u_i \frac{\partial u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j u_i) \quad (29)$$

³Le equazioni utilizzate in questo paragrafo sono state ricavate dalle seguenti fonti riportate in bibliografia: [12], [14], [15]

Facendo la media delle equazioni, si ottengono le Reynolds averaged equations of motions in forma conservativa:

$$\begin{cases} \frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \\ \rho \frac{\partial U_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_j} (U_i U_j + \overline{u'_i u'_j}) = - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\mu \sigma_{ij}) \end{cases} \quad (30)$$

L'equazione mediata della conservazione della massa rimane uguale, ma la velocità media prende il posto della velocità istantanea. Per l'equazione della quantità di moto si osserva che, oltre ai termini istantanei sostituiti dai loro valori medi, viene introdotta la correlazione $\overline{u'_i u'_j}$. Questo termine rappresenta un tasso medio di trasferimento della quantità di moto dovuto alla turbolenza. L'equazione di conservazione della quantità di moto si può riscrivere nel modo seguente:

$$\rho \frac{\partial U_i}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\mu \sigma_{ij} - \rho \overline{u'_i u'_j}) \quad (31)$$

Il termine $-\rho \overline{u'_i u'_j}$ è un componente del cosiddetto tensore degli sforzi di Reynolds. Il tensore degli sforzi di Reynolds è simmetrico, dunque introduce 6 ulteriori incognite indipendenti tra loro, oltre alle 4 del problema di Navier-Stokes incomprimibile già discusse, pertanto sono necessarie ulteriori equazioni per la chiusura del problema. I modelli di turbolenza introducono differenti equazioni l'uno dell'altro per la chiusura del problema; ad esempio il modello Spalart-Allmaras, molto utilizzato in ambito aerospaziale, utilizza una equazione aggiuntiva, mentre altri modelli utilizzano da 2 fino a 7 equazioni aggiuntive. All'aumentare del numero di equazioni aumenta il costo computazionale richiesto. Per ulteriori informazioni sui modelli di turbolenza si rimanda alla lettura della dei testi [12] e [14] in bibliografia.

4.1.2 FVM

Il metodo di discretizzazione del dominio continuo utilizzato da quasi tutti i software CFD per la risoluzione delle equazioni fluidodinamiche è quello ai volumi finiti (Finite Volume Model), nel quale le equazioni di conservazione vengono applicate in un volume di controllo discreto posto attorno a ciascun nodo di una mesh. Il dominio fluido viene dunque scomposto in un insieme di celle (suddivisioni di una griglia) che lo ricopre interamente. Le leggi del moto vengono applicate in alcuni punti discreti (nodi), posti in posizioni paticolari di ogni cella (ad esempio ai loro vertici o nel loro centro), per determinare le variabili di flusso. Celle e volumi di controllo possono coincidere come no, e questo consente una maggiore varietà di scelta della forma dei volumi di controllo.

Vi sono diversi vantaggi derivanti dall'utilizzo del FVM; uni di questi è che tramite il teorema della divergenza, tutti gli integrali di volume presenti nelle equazioni differenziali alle derivate parziali che contengono un termine di divergenza vengono convertiti in integrali di superficie, consentendo di trattare tali termini come dei flussi che attraversano le superfici dei volumi discreti. In tal modo, poichè il flusso entrante in un volume è uguale a quello uscente, il metodo è conservativo. Il secondo vantaggio che porta l'utilizzo di questo metodo è la sua efficacia anche nel caso di utilizzo di mesh non strutturate, in quanto la forma degli elementi di mesh non influenza il calcolo eccessivamente; le celle possono essere dunque triangolari, quadrilateri, etc e possono formare griglie strutturate o non strutturate.

4.2 Geometria e dominio di calcolo

E' stata discussa in precedenza la gemoetria importata del corpo in esame, costituita da una configurazione modificata della fusoliera dell'aeromodello dotata di carrello di atterraggio. Il dominio di calcolo è stato definito in modo da comprendere i comportamenti del fluido attorno al corpo e di tutta la scia.

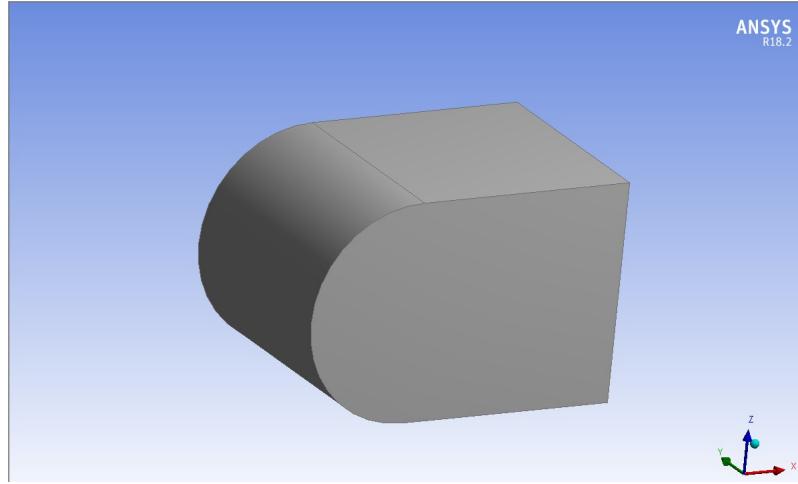


Figura 10: Dominio di calcolo

Il dominio è generato dall'estruzione di 10 m lungo l'asse y a partire da uno sketch costituito da un rettangolo di dimensione 10×10 m al quale lato anteriore è unita una semicirconferenza di raggio $R = 5$ m. Per ottenere un dominio di calcolo nel quale sia possibile generare una mesh che risolva al meglio il flusso attorno al corpo e la scia è necessario aggiungere una zona che consenta di aumentare il numero di elementi di mesh. L'infittimento della mesh in questa zona permette di ottenere risultati più accurati e di facilitare la convergenza della soluzione. Per far sì che l'aggiunta di questa geometria non influisca sul problema, il corpo è creato in condizioni -freeze-, in modo che sia riconosciuto dal software nel processo di creazione della mesh, ma che non sia un corpo rilevato durante la simulazione che andrebbe, altrimenti, ad alterare il flusso e i risultati.

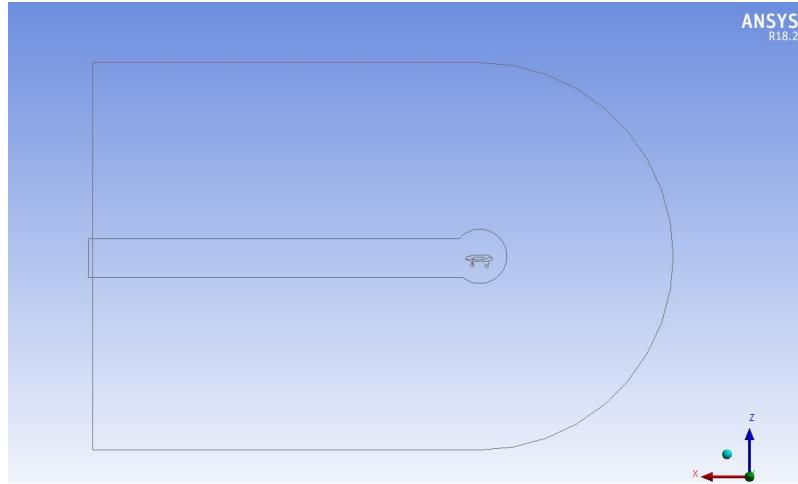


Figura 11: Schizzo del dominio principale e della zona di infittimento della mesh

4.3 Mesh

Il processo di generazione di una mesh adeguata è stato il più lungo e complesso di tutto il lavoro. Durante questo processo sono stati riscontrati i problemi legati alla geometria iniziale, la quale a causa della presenza di superfici complesse faceva sì che la qualità della mesh, soprattutto in termini di Aspect Ratio e Skewness degli elementi, fosse insufficiente. La mesh utilizzata è di tipo ibrido, che consente

di essere strutturata nelle zone nelle quali il flusso possiede una direzione preferenziale, quali lo strato limite ad esempio, mentre non è strutturata nel resto del dominio. Una mesh si dice strutturata se è possibile identificare gli elementi vicini tramite indici i, j, k e si possono identificare linee di griglia che attraversano tutto il dominio e non terminano/iniziano mai all'interno di esso.

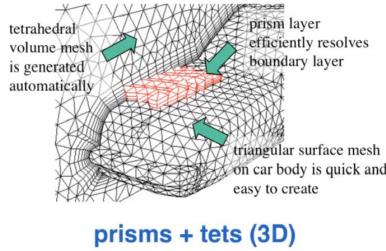


Figura 12: Esempio di mesh ibrida tridimensionale

Eseguite le semplificazioni alla geometria presentate nel paragrafo 2.3, sono stati definiti i comandi necessari al software per generare una mesh che segua adeguatamente il flusso in modo da studiarlo al meglio; è stata dunque infittita la mesh nella zona della scia e attorno alla fusoliera e sono stati impostati i parametri di dimensione degli elementi sulla superficie del corpo (ciò permette di ottenere un maggior numero di nodi di calcolo nella zona tra la superficie del corpo e la zona vicina ad essa), la cui entità è stata mantenuta attorno al millimetro sul corpo principale della fusoliera e di circa $5e-04 m$ sulle facce della gemoetria componenti il carrello. E' stato necessario studiare ogni superficie del carrello in modo tale da scegliere la dimensione degli elementi superficiali adeguata a causa delle complesse curvature della geometria.

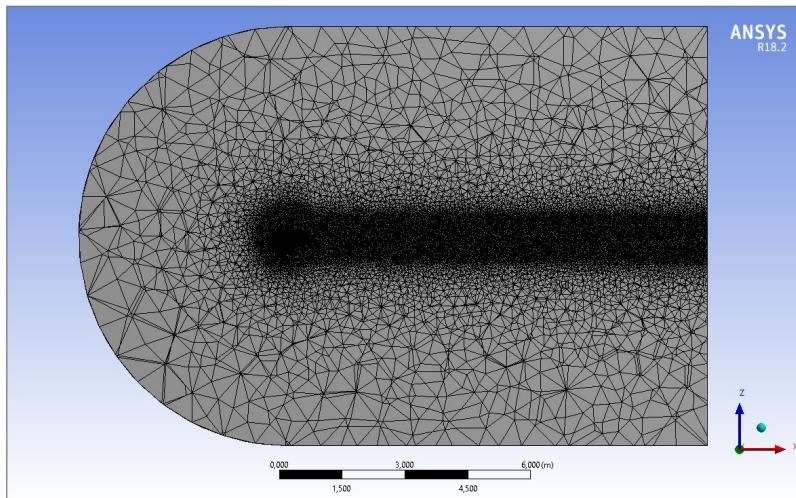


Figura 13: Vista laterale della mesh interna

Infine per lo studio dello strato limite sono stati creati dei layer strutturati in modo tale da comprendere al meglio il comportamento dello strato limite, dove il flusso ha una direzione preferenziale. In particolare sono stati creati layers con una distanza della prima cella a parete di $5e-04 m$, il cui numero varia a seconda del componente della geometria (10 strati sul corpo principale della fusoliera, 5 strati sul carrello)

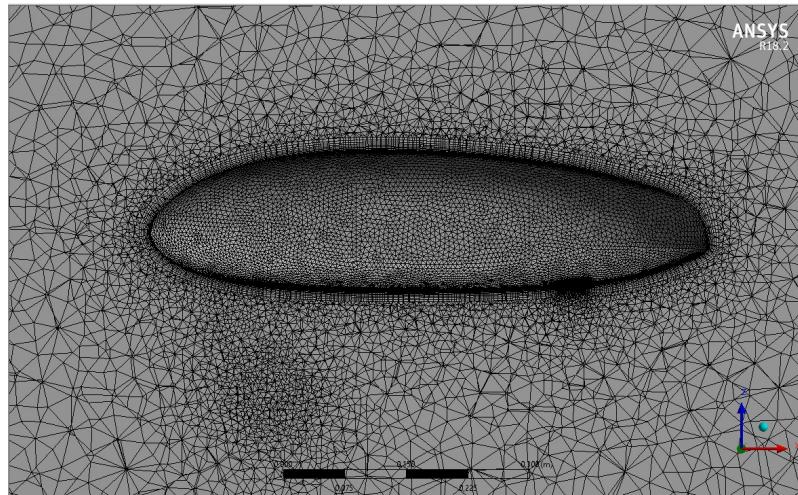


Figura 14: Dettaglio mesh attorno alla fusoliera

Numerose complicazioni sono sorte nell'impostare le dimensioni sulle superfici del carrello a causa degli spazi acuminati che si generavano tra struttura e ruote. I valori riportati ed utilizzati sono stati scelti a seguito di diversi tentativi come i valori di miglior compromesso per ottenere una mesh che non avesse troppi elementi (a causa delle limitate risorse computazionali è bene stare sotto i $5e + 06$ elementi per la mesh) e la cui qualità fosse sufficiente.

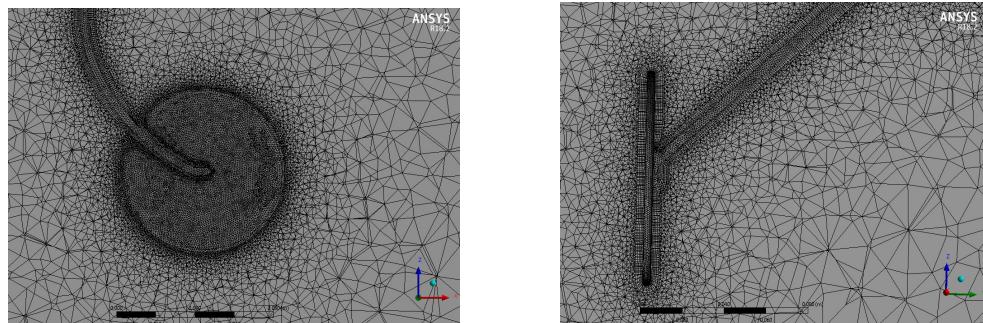


Figura 15: Dettaglio del carrello anteriore (sx) e posteriore (dx)

La mesh finale è caratterizzata da 4,826,530 elementi (volumi finiti), con un'Aspect Ratio massimo di 60.3, situato nelle celle dove il flusso ha un comportamento principalmente monodimensionale (strato limite), ed una Skewness massima di 0.9 (indicatore della distorsione/deformazione degli elementi della mesh). La Skewness massima ottimale sarebbe di circa 0.85 ma è stato deciso di renderla accettabile a 0.9 in quanto non si è riusciti ad abbassarne ulteriormente il valore.



Figura 16: Scala di qualità della Skewness

4.3.1 Mesh per la fusoliera isolata

A seguito delle complicazioni sorte durante la creazione della mesh appena presentata, per quanto riguarda la mesh utilizzata per l'analisi della fusoliera isolata è stato fondamentale l'aiuto di Altair. Il software è stato utilizzato come generatore di mesh, in sostituzione a quello in dotazione di Ansys. Le ragioni per la quale si è rivelato un generatore di griglia di calcolo migliore sono state molteplici, in particolare:

- Interfaccia user-friendly, molto immediata e semplice ed essenziale.
- Linearità nei passi da seguire per la creazione della mesh: le funzioni principali sono già disposte nell'ordine più opportuno per la loro esecuzione.
- Maggiore facilità di controllo della mesh tramite comandi manuali.
- Mediamente fornisce una mesh di maggiore qualità in termini skewness, aspect ratio, orthogonal quality e di tutti gli altri parametri di qualità.

Si suggerisce, anche in vista di eventuali lavori futuri nell'ambito CFD, di valutare il mantenimento dell'utilizzo di Altair come generatore della griglia di calcolo, per poi importare la mesh generata su Ansys Fluent; il solutore numerico di Fluent garantisce infatti una soluzione migliore ed ha il vantaggio di poter importare mesh create da altri software.

La mesh generata con Altair è stata generata con l'intento di mantenersi il più simile possibile a quella di Ansys; data la maggiore semplicità della geometria in esame (fusoliera senza carrello) e la miglior qualità di mesh fornita da Altair, la griglia di calcolo per questa simulazione è risultata di maggior qualità nei termini dei parametri discussi in precedenza. Ne consegue che, nella discussione dei risultati, si dovrà tenere conto della probabile miglior accuratezza della simulazione della fusoliera senza carrello.

4.4 Setup solutore numerico

Definita la mesh, è necessario impostare le variabili e la metodologia di risoluzione del software. La simulazione implementata è di tipo steady Pressure-Based e di seguito sono discusse le varie impostazioni scelte per il solutore numerico.

4.4.1 Modello di turbolenza

Poiché Fluent è un solutore numerico per equazioni di tipo RANS, è necessario definire il modello di turbolenza da utilizzare. Tale modello permette di poter disporre di discretizzazioni spaziali molto più rade, al prezzo di una forte approssimazione della soluzione (in quanto viene calcolato solo un flusso medio) rispetto ad una soluzione ottenuta tramite simulazione DNS. I risultati sono stati ottenuti utilizzando il modello Spalart-Allmaras e confermati da una successiva simulazione utilizzando il modello di turbolensa SST k-w.

Il modello di turbolenza Spalart-Allmaras introduce un'equazione aggiungiva che per brevità non è riportata, e una variabile aggiuntiva, la viscosità turbolenta modificata. La viscosità turbolenta è così definita in quanto si differenzia da quella laminare per il fatto che, per natura di un flusso turbolento, può assumere valori molto maggiori.

4.4.2 Condizioni al contorno

Sul contorno del corpo è stata utilizzata la condizione "wall", che garantisce le condizioni di aderenza alla superficie del corpo e di impermeabilità. Sulle pareti laterali del dominio la condizione "symmetry" (che garantisce che sia alla destra sia alla sinistra delle pareti si abbia lo stesso flusso), sulla superficie frontale del dominio la condizione "velocity inlet" con la quale si definisce la magnitudine (20.8 m/s) e la direzione (orizzontale) del vettore velocità indisturbata. Infine sulla parete posteriore del dominio

è stata definita la condizione "pressure outlet" che garantisce il ritorno del valore della pressione a quello del flusso indisturbato in uscita dalla scia.

4.4.3 Parametri

La simulazione è effettuata con l'obiettivo di valutare il coefficiente di resistenza, la cui area di riferimento imposta è quella frontale, definita nel capitolo 1. La velocità del flusso indisturbato corrisponde alla velocità di crociera di 20.8 ms^{-1} , mentre densità (1.225 kg m^{-3}) e viscosità ($1.7894e-05 \text{ kg m}^{-1}\text{s}^{-1}$) del fluido sono quelle standard per l'aria.

4.4.4 Schemi numerici

Il solutore utilizzato adotta un metodo di risoluzione ai volumi finiti, discretizzando il dominio di calcolo in diversi volumi di controllo su ognuno dei quali viene applicata l'equazione generale del trasporto in modo da risolvere, per ogni volume di controllo, l'equazione di continuità e di momento. E' dunque necessario definire gli schemi numerici che il solutore dovrà utilizzare per definire la discretizzazione spaziale.

Lo schema numerico per la risoluzione del sistema di equazioni utilizzato è Coupled, che consente di risolvere le equazioni simultaneamente garantendo una maggiore rapidità e robustezza di convergenza a costo di un aumento delle risorse computazionali rispetto agli altri metodi SIMPLE o Piso.

Esiste un'altra tipologia di schemi numerici da impostare; infatti per il calcolo di ogni equazione vengono utilizzati le informazioni provenienti dai volumi adiacenti al volume di controllo in questione. Gli schemi numerici per la discretizzazione spaziale consentono di definire quali e quanti valori nodali dei volumi adiacenti utilizzare. Gli schemi numerici possono introdurre due tipologie di errori: l'errore di dispersione e l'errore di amplificazione/dissipazione artificiale. Sono entrambi errori da evitare e in genere diminuiscono all'infittirsi della mesh. Nel nostro caso sono stati utilizzati schemi Upwind del primo ordine per l'inizializzazione delle soluzioni (tale operazione facilita la convergenza) per poi utilizzare Upwind del secondo ordine per la risoluzione. Gli schemi Upwind introducono nella soluzione sia errori di dispersione sia errori di amplificazione, ma gli schemi Upwind del secondo ordine sono più accurati e meno stabili nella convergenza rispetto a quelli del primo ordine, introducendo un errore di amplificazione minore.

Inoltre è stata attivata l'opzione Pseudo-Transient, che consente di facilitare la convergenza nei casi borderline tra flusso stazionario e non stazionario. Lo schema numerico utilizzato per il calcolo del gradiente è invece il Least Squares Cell-Based che tra tutti i diversi schemi tra cui è possibile scegliere è quello che richiede minori risorse computazionali.

La soluzione è stata inizializzata utilizzando schemi Upwind del primo ordine ed utilizzando le impostazioni favorevoli ad uno studio di aerodinamica esterna.

5 Risultati delle simulazioni

Per valutare le conseguenze generate dalla presenza del carrello di atterraggio è necessario confrontare i risultati di almeno due simulazioni, di cui una che riguardi la fusoliera completa dotata di carrello e la seconda senza il carrello. Entrambe le simulazioni sono state eseguite implementando le stesse condizioni al contorno e lo stesso setup del solutore (modello di turbolenza, schemi di discretizzazione) e, per essere valide, devono essere andate a convergenza. Di seguito sono riportati e discussi i risultati delle simulazioni.

5.1 Fusoliera completa

La condizione di convergenza è stata impostata per tutti i residui in modo che siano, a convergenza, $\leq 1e-05$ ed ha restituito un valore del coefficiente di resistenza pari a $C_D = 0.2$

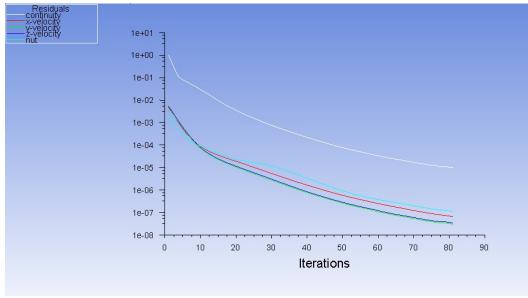


Figura 17: Grafico dei residui

5.1.1 Postprocessing

Osservando il campo di pressione su un piano che divide a metà longitudinalmente la fusoliera ottenuto si nota, come accennato nella sezione 2.2, la zona di ristagno anteriore, nella quale il coefficiente di pressione è unitario, e una zona di recupero parziale posteriore dovuto alla viscosità del fluido.

Si nota inoltre che nella parte superiore della fusoliera si ha una zona di depressione rispetto alla zona inferiore. La fusoliera è dunque in grado di generare portanza grazie alla caratteristica gemoetria, come confermato anche da analisi realizzate utilizzando il software OpenVSP con il metodo VLM, per le quali è risultato un $C_L @ \alpha = 0$ pari a 0.085 ed un $C_{L_{max}} @ \alpha = 10$ di 0.23. Nel caso in esame non si è definito il valore del C_L in quanto l'area di riferimento usata nella simulazione è l'area frontale, mentre per il calcolo del C_L sarebbe stato necessario utilizzare l'area in pianta. Il valore dunque calcolato, anche se di poco conto, è pari a $C_L = 0.02$.

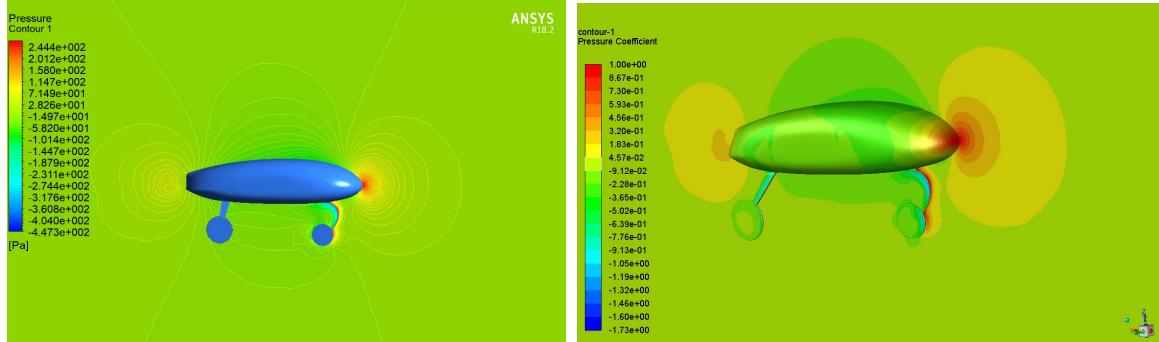


Figura 18: Campo di pressione e Cp sul piano mediano

Si può notare che anteriormente alla struttura del carrello vi è una zona di sovrappressione, mentre nel lato posteriore la pressione si abbassa generando una zona di ricircolo del flusso. Ciò è dovuto al fatto che la struttura del carrello costituisce una sorta di corpo tozzo (ovvero la cui lunghezza è paragonabile/maggiore alla sua altezza), pertanto si ha il distacco dello strato limite dalli pareti della struttura e si genera una zona di ricircolo posteriore. La resistenza della struttura del carrello si può quindi classificare prevalentemente come resistenza di forma.

Osservando i valori del coefficiente di pressione sulla superficie della fusoliera, risultano evidenti le numerose zone di ristagno del carrello e delle ruote che influiscono notevolmente nella resistenza totale.

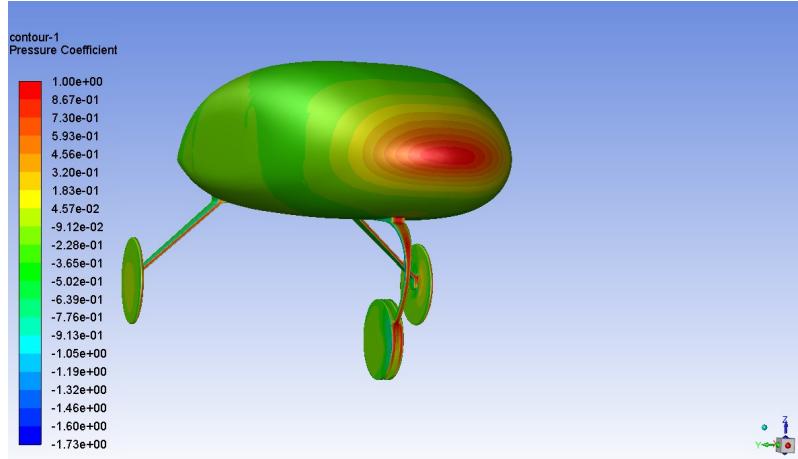


Figura 19: Coefficiente di pressione sulla superficie della fusoliera

Si osserva come il coefficiente di pressione sia unitario in corrispondenza dei punti di ristagno, i principali dei quali sono la testa della fusoliera e la faccia anteriore del carrello anteriore.

Osservando il campo di velocità in Fig. 20 si nota una grande zona di ricircolo all'uscita del flusso dalla fusoliera che impedisce un completo recupero di pressione, e dunque è indice di un'intensa resistenza di forma. Il flusso è accelerato superiormente mentre è più lento nella parte inferiore della fusoliera, nella quale è anche deviato dalle appendici ad essa attaccate. La differenza di velocità tra estradosso ed intradosso della fusoliera suggerisce che attorno ad essa vi sia una circolazione non nulla, e dunque che la struttura sia in grado di generare una certa portanza.

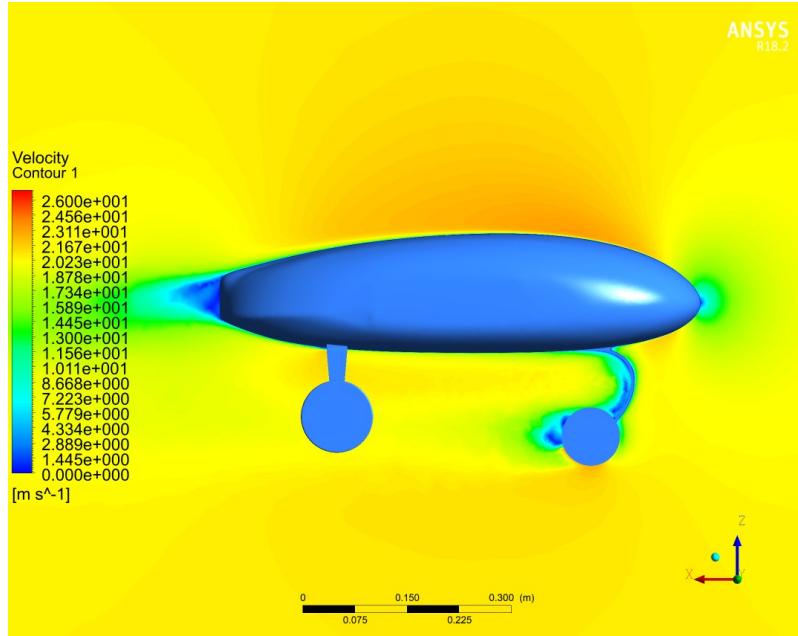


Figura 20: Campo di velocità sul piano mediano

Si osserva che, eccetto per il bordo d'uscita, al quale si ricorda, vi sarà montato il propulsore (che dunque "sporcherà" ulteriormente il flusso), lo strato limite non distacca sulla fusoliera se non nelle zone nelle quali è presente il carrello.

La zona di ricircolo generata dal carrello anteriore è intensa ed evidente, mentre la struttura posteriore genera turbolenze meno intense. Tale aspetto è meglio evidenziato in Fig. 21.

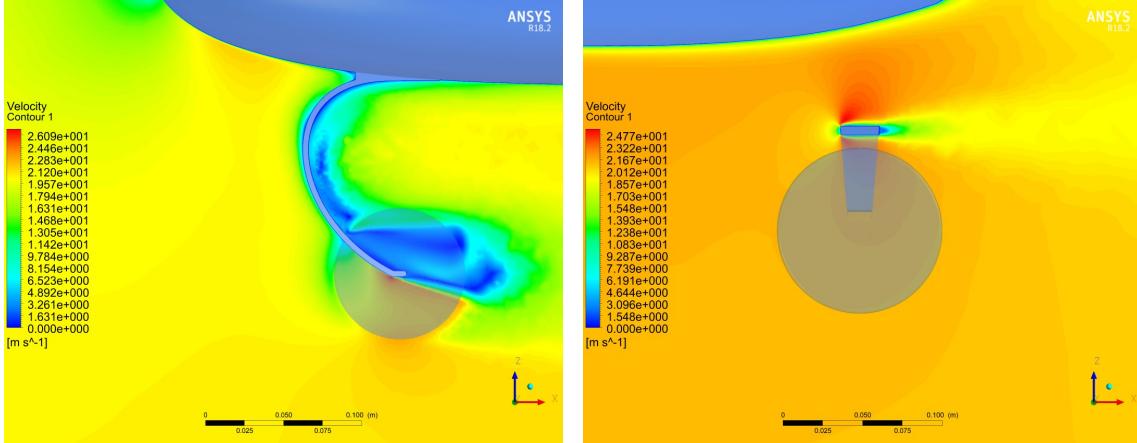


Figura 21: Dettaglio del campo di velocità sulla struttura anteriore e posteriore del carrello

La struttura del carrello genera ampie zone di ricircolo del flusso; in Figura 21, le zone colorate di blu rappresentano zone di bassa velocità, e dunque alta pressione: l'intensità delle stesse mostra quanto sia persistente l'effetto della resistenza di forma del carrello stesso, in quanto il forte sbilanciamento delle pressioni tra la parte anteriore e quella posteriore della struttura genera una forza, distribuita sulla superficie del carrello, che si oppone al moto di avanzamento nel fluido.

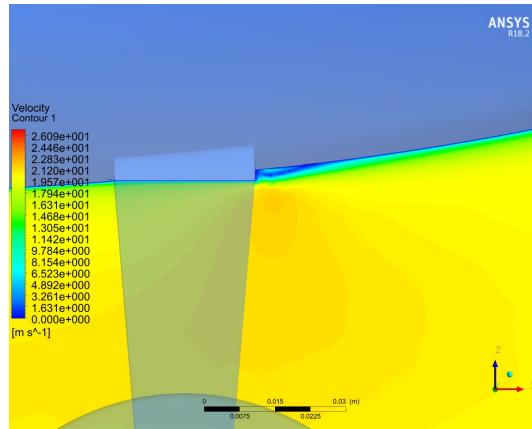


Figura 22: Zona di ricircolo all'attacco del carrello posteriore

Per meglio visualizzare l'interazione della struttura del carrello con il flusso d'aria, risulta utile visualizzare le streamline, che seguono l'andamento di particelle fluide. In Figura 24 risulta evidente come a struttura del carrello anteriore modifica maggiormente la traiettoria delle linee di flusso rispetto

alla struttura posteriore che, se vista in sezione frontale, occupa un'area nettamente inferiore rispetto alla piastra utilizzata sull'anteriore.

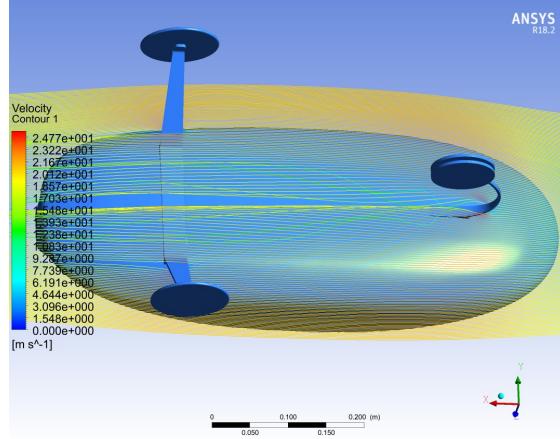


Figura 23: Visualizzazione delle streamlines sulle strutture dei carrelli

Si nota come il carrello anteriore produca una turbolenza molto più intensa rispetto a quello posteriore.

La zona di accoppiamento tra carrello e fusoliera risulta invece critica anche per il carrello posteriore, che presenta una piastra di accoppiamento distribuita lungo tutta la lunghezza trasversale della fusoliera. Come si vede nella figura 24 queste zone generano strutture vorticose che aumentano la resistenza totale. Infatti uno strato limite pienamente turbolento aumenta di molto la resistenza viscosa e, seppure ci si trovi in condizioni di transizione alla turbolenza dello strato limite, l'influenza delle appendici del carrello fa sì che lo strato limite acquisisca energia e diventi turbolento.

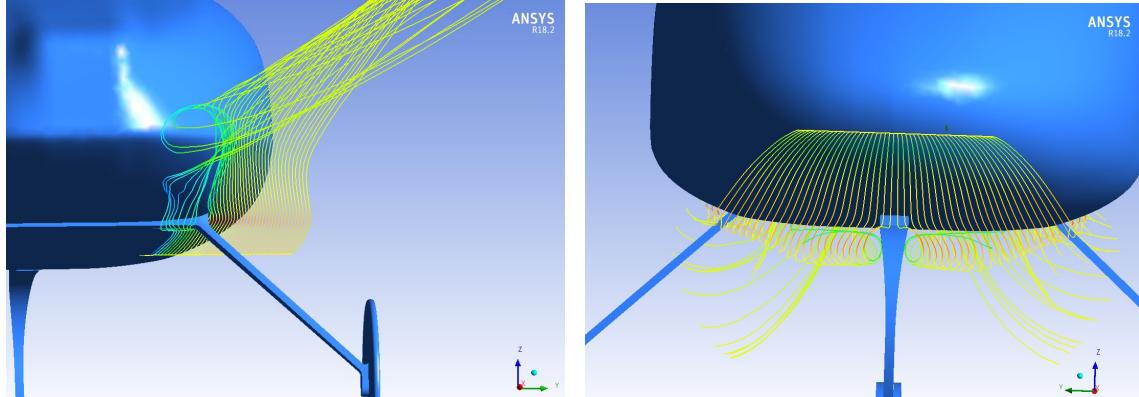


Figura 24: Streamline sulla zona di accoppiamento del carrello posteriore e anteriore

5.2 Fusoliera isolata

Per confrontare i risultati ottenuti in precedenza è stata eseguito anche uno studio della sola fusoliera in assenza del carrello di atterraggio. Tale analisi è stata eseguita con una metodologia analoga alla precedente, con la differenza che la griglia di calcolo è stata generata utilizzando il software Altair, il quale grazie alla gemoetria più semplice del problema consente di generare mesh più rapidamente.

Anche in questo caso la convergenza è stata raggiunta impostando l'obiettivo di residui inferiori a $1e - 05$ utilizzando il modello di turbolenza Spalart-Allmaras. Il coefficiente di resistenza calcolato è stato pari a $C_D = 0.078$.

Il valore è molto inferiore rispetto alla configurazione con carrello ed è in linea con quanto detto nella discussione analitica del problema, dove era previsto un coefficiente di resistenza parassita di circa 0.05 nel caso di flusso completamente laminare, tenendo conto del fatto che nella trattazione analitica non è stato incluso il calcolo del coefficiente di resistenza indotto.

La differenza tra i due valori è dovuta sicuramente all'interazione tra aria e carrello ma anche alle conseguenze che tale interazione ha sullo strato limite (e sul flusso in generale) che scorre sulla pancia della fusoliera. Il carrello genera infatti delle turbolenze che fanno aumentare la resistenza per attrito sulla fusoliera dando origine al fenomeno che prende il nome di interferenza aerodinamica.

5.2.1 Postprocessing

Analizzando il campo di pressione attorno alla fusoliera sul piano meridiano si osservano anche in questo caso una zona di ristagno anteriore e una di recupero parziale della pressione posteriore.

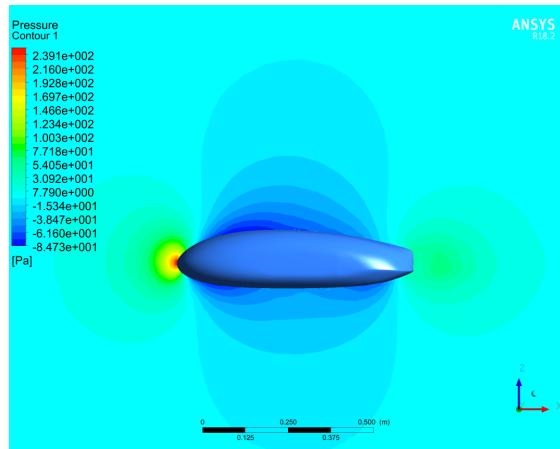


Figura 25: Campo di pressione sul piano mediano

Si nota, inoltre, anche in questo caso una depressione della superficie superiore rispetto a quella inferiore ed un flusso quindi accelerato, a confermare la capacità di generare portanza anche a bassi angoli di attacco. Una buona parte della superficie superiore della fusoliera è sottoposta ad un gradiente di pressione avverso, la cui presenza facilita il distacco dello strato limite. Tale fenomeno stenta a verificarsi a causa delle presenza, in quella zona, di uno strato limite turbolento, come si può osservare in Figura 26.

La zona di ricircolo posteriore è ovviamente molto simile a quella del caso precedente, ma non uguale, in quanto il flusso sulla superficie inferiore è modificato dalla assenza del carrello.

Lo spessore dello strato limite, anche in questo caso, aumenta avvicinandosi al bordo di uscita della fusoliera (Figura 26).

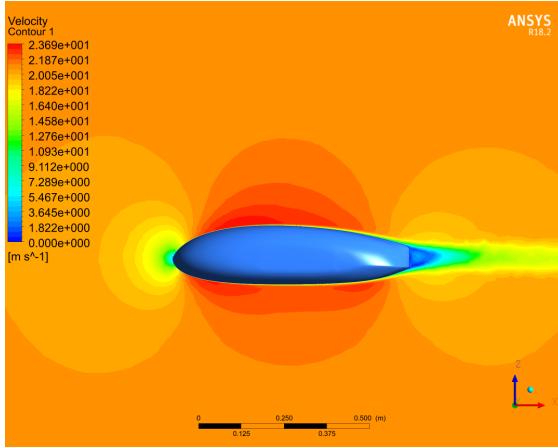


Figura 26: Campo di velocità sul piano mediano

Volendo confrontare la differenza tra l'andamento del C_p lungo la coordinata X e come si differenziano suction side e pressure side nei due casi, si utilizza il piano mediano dal quale si ricavano i seguenti grafici di Figura 27. Si nota come il recupero di pressione posteriore sia inferiore nel caso in cui il carrello è presente ed inoltre si nota il picco del coefficiente di pressione circa unitario in corrispondenza del carrello anteriore.

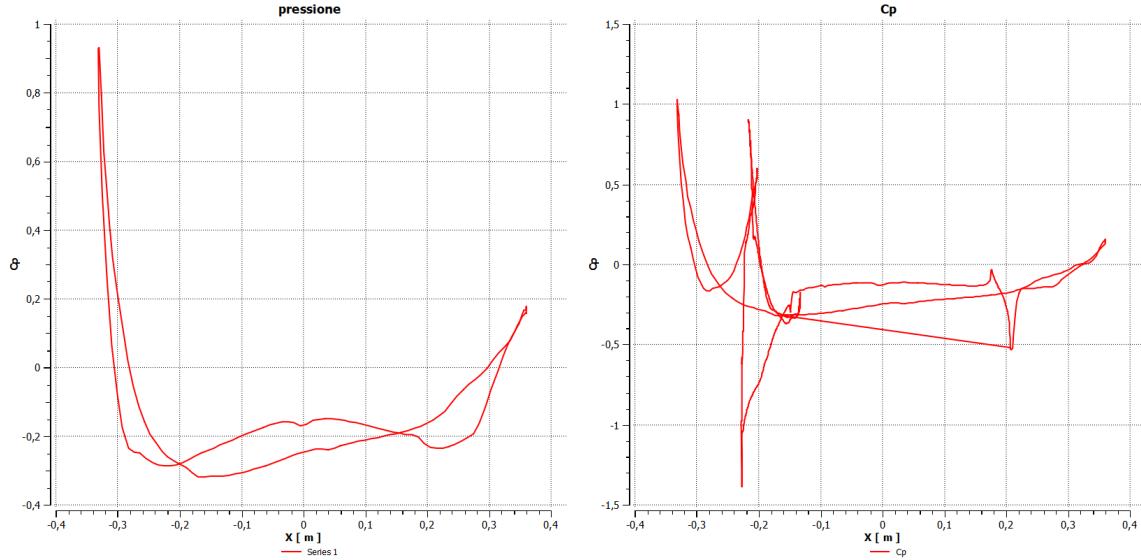


Figura 27: Differenza tra C_p senza carrello (sx) e con carrello (dx)

Il grafico a destra in Fig.27 presenta linee confuse e sovrapposte in quanto include completamente la parte anteriore del carrello (mentre solo la barra di accoppiamento per la parte posteriore, che si trova attorno a $x = 0.2$).

In generale la minimizzazione della resistenza della fusoliera è fondamentale in quanto rappresenta il 20 – 40% del drag a zero-lift totale del velivolo, ma nel caso sia presente il carrello di atterraggio, il suo contributo può essere ancora maggiore.

6 Osservazioni e conclusioni

La ridotta snellezza della fusoliera permette di avere gradienti di pressione favorevoli più intensi e consente di mantenere un flusso laminare per numeri di Reynolds più alti. La transizione ad uno stato turbolento dello strato limite aumenta la resistenza per attrito ma consente, essendo il profilo di velocità dello strato limite più pieno, di non distaccare lo strato limite, e dunque di limitare il contributo della resistenza di forma.

Un'altra osservazione è relativa all'elica che influenza relativamente poco la resistenza della fusoliera in quanto posta in uscita da essa. Utilizzare un propulsore posizionato anteriormente, avrebbe modificato in modo sostanzioso i risultati in quanto il flusso che invade la fusoliera sarebbe stato pesantemente modificato dalla presenza dell'elica che per sua natura modifica la pressione del fluido tra valle e monte della stessa e la sua rotazionalità. L'eventuale presenza del propulsore modificherebbe invece la zona di ricircolo posteriore, variando il contributo della resistenza di forma e la vorticità della scia.

L'effetto generato dalla presenza del carrello è risultato, come ci si poteva aspettare, negativo e dunque si possono ipotizzare diverse soluzioni per minimizzarlo. La prima delle quali, nonché la migliore dal punto di vista aerodinamico, sarebbe l'implementazione di un carrello retrattile, la cui effettiva realizzazione risulta complessa, se non impossibile, nell'ambito in questione, a causa delle ingenti risorse necessarie e i problemi di tipo meccanico-strutturali, elettrici e di spazio. Una seconda opzione da prendere in considerazione sarebbe l'implementazione di gondole come copertura delle ruote e di fairings aerodinamici per ricoprire la struttura del carrello, la cui efficacia sarebbe da dimostrare mediante ulteriori analisi CFD. L'utilizzo di gondole, ad esempio, può consentire il montaggio di ruote più solide e spesse che possono garantire una maggiore resistenza strutturale e una più ampia superficie di appoggio, aumentando la stabilità del velivolo in fase di decollo e, soprattutto, atterraggio. Le gondole, infatti, permettono di ridurre l'intensità delle strutture vorticali di scia al carrello, permettendo al flusso in uscita di essere più uniforme e di restringere la zona vorticosa.

La soluzione implementata per la competizione di quest'anno, a causa del ridotto tempo e risorse a disposizione, è stata una semplice modifica alla sola struttura del carrello anteriore, come mostrato nella figura seguente:

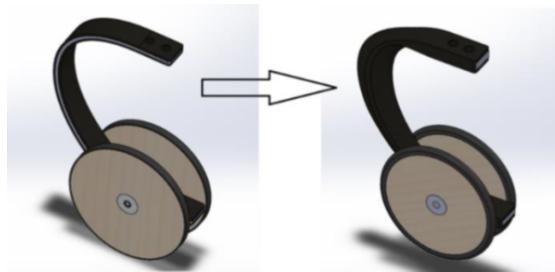


Figura 28: Modifica della struttura del carrello effettuata

Si può notare come il cambiamento principale sia stata la modifica della superficie anteriore del carrello per ottenere una forma che consenta al flusso di seguire il più possibile la struttura anteriore del carrello.

Per una completa analisi dei fenomeni aerodinamici che includono la fusoliera, sarebbe necessario studiare anche l'interazione ala-fusoliera che modifica il flusso nella zona di intersezione tra i due corpi, nella quale possono verificarsi fenomeni di distacco dello strato limite dovuti alla presenza dell'ala e all'induzione del sistema vorticoso alare. Questo fenomeno è detto interferenza aerodinamica ed è uno dei fenomeni principali che porta all'aumento della resistenza totale di un velivolo.

Riferimenti bibliografici

- [1] A. DE YOUNG, *The Calculation of the Total and Skin Friction Drags of Bodies of Revolution at Zero Incidence.*
- [2] LIFTUP, (2022), *Technical report for ACC 2022.*
- [3] GIULIANO DE STEFANO, NUNZIO NATALE, GIOVANNI PAOLO REINA AND ANTONIO PICCOLO, (2020), *Computational Evaluation of Aerodynamic Loading on Retractable Landing-Gears.*
- [4] E. TORENBEEK, DELFT UNIVERSITY PRESS, DELFT, THE NETHERLANDS, (1982), *Synthesis of Subsonic Airplane Design.*
- [5] FABRIZIO NICOLOSI, PIERLUIGI DELLA VECCHIA, DANilo Ciliberti, VINCENZO CUSATI, UNIVERSITY OF NAPLES “FEDERICO II”, *Fuselage aerodynamic prediction methods by CFD.*
- [6] BRUCE CARMICHAEL, *Minimizing Fuselage Drag.*
- [7] EMRE MENGI, (2020), *Airplane Drag and Performance Analysis.*
- [8] SURAJ VISHNU CHAVANA, SANGRAM SURESH PAWARB, (2017), *The modified design of aeroplane fuselage to overcome drag resistance acting due to flow of air .*
- [9] WILLIAM C. MOONAN, (2010), *Evaluation of the Aerodynamics of an Aircraft Fuselage Pod Using Analytical, CFD, and Flight Testing Techniques.*
- [10] F. GÖTTEN, F. FINGER, M. HAVERMANN, C. BRAUN, DEPARTMENT OF AEROSPACE ENGINEERING, FH AACHEN UNIVERSITY OF APPLIED SCIENCES, AACHEN, GERMANY; F. GÓMEZ, C. BIL, SCHOOL OF ENGINEERING, RMIT UNIVERSITY, MELBOURNE, AUSTRALIA (2018), *On the flight performance impact of landing gear drag reduction methods for unmanned air vehicles.*
- [11] PICANO FRANCESCO (A.A. 21/22), Lezioni del Prof. Francesco Picano, Corso di laurea in Ingegneria Aerospaziale, Università di Padova.
- [12] JACK MORAN, UNIVERSITY OF MINNESOTA, *An introduction to theoretical and computational aerodynamic.*
- [13] CARRARO MARCO, (2020), *Introduzione teorica CFD, bibliografia interna LiftUp*
- [14] DAVID WILCOX, (2006), *Turbulence Modeling for CFD.*
- [15] ANSYS Fluent user manual.
- [16] ANDERSON *Introduction to Aerodynamics*
- [17] G. GRAZIANI *Aerodinamica.*