

POLITECNICO DI TORINO

Dipartimento di ingegneria meccanica e aerospaziale

Corso di laurea magistrale in ingegneria aerospaziale

Tesi di laurea magistrale

**Retropropulsione supersonica per atterraggi su Marte:
effetto del rapporto di espansione sul campo di moto**



**Politecnico
di Torino**

Relatori

Prof. Roberto Marsilio

Prof. Domenic d'Ambrosio

Candidato

Federica Manera

Anno accademico 2020/2021

Abstract

Il notevole interesse verso i viaggi interplanetari e in particolare la prospettiva del consumo totale delle risorse presenti sulla Terra che ha portato negli ultimi anni ad una sempre maggiore richiesta di soluzioni che permettano l'atterraggio su pianeti come Marte trasportando un payload umano, con il conseguente notevole aumento di carico che esso comporta, ha reso necessaria la ricerca di soluzioni alternative per l'atterraggio. In particolare la principale soluzione adottata fino ad oggi, ancora recentemente con l'atterraggio della sonda Perseverance della NASA all'inizio dell'anno corrente ed in futuro con il progetto EXOMARS 2022, basata interamente sullo sfruttamento della resistenza aerodinamica del veicolo stesso e di ausili come paracaduti per decelerare da velocità ipersoniche a velocità subsoniche risulta certamente insufficiente per una futura missione umana proprio a causa del notevole incremento di peso che la presenza di esseri umani comporta, inoltre proprio la presenza di payload umano rende necessario un notevole incremento del livello di sicurezza e la minimizzazione delle incertezze relative all'atterraggio. Sarà obiettivo di questo lavoro quello di analizzare una delle possibili alternative in particolare quella della retropropulsione supersonica (SPR-Supersonic Retro-Propulsion) e la sua interazione con l'aerodinamica del cosiddetto blunt body. Nella prima parte della trattazione verranno fornite nozioni base sullo stato dell'arte, cioè su quali siano i metodi fino ad ora utilizzati per l'approccio all'atterraggio (sistemi EDL-Entry, Descent and Landing) in atmosfera marziana nello specifico mettendoli a confronto sia in termini di vantaggi che in termini di problematiche e limiti riscontrati; si procederà poi con una trattazione teorica generale sia sull'aerodinamica che sulla retropropulsione vera e propria oltre che un accenno ai modelli matematici utilizzati per la descrizione del fenomeno. Infine si giungerà all'obiettivo principale di questa tesi cioè all'analisi tramite il software CFD Star-Ccm+ di una configurazione a single nozzle assialsimmetrica e al confronto con i risultati sperimentali ottenuti presso il NASA Langley Research Center nel 2010. Il modello in esame verrà analizzato, nello specifico, utilizzando griglie con raffinamento diverso e sia nel caso laminare che in quello turbolento (tramite i modelli di turbolenza $k-\omega$ e Spalart-Allmaras).

Indice

Indice delle figure.....	
Indice delle tabelle.....	
Indice dei simboli e degli acronimi.....	
1. Introduzione.....	1
2. Sistemi EDL.....	3
2.1 Introduzione teorica al problema.....	3
2.2 Approccio in atmosfera marziana-problematiche.....	4
2.2.1 Densità atmosferica.....	5
2.2.2 Temperatura atmosferica.....	7
2.2.3 Composizione chimica.....	8
2.2.4 Configurazione orografica.....	9
2.2.5 Coefficiente balistico.....	11
2.3 Approccio in atmosfera marziana-tecnologie implementate.....	13
2.3.1 Viking.....	15
2.3.2 Mars Pathfinder e Mars Exploration Rover.....	17
2.3.3 Mars Science Laboratory.....	18
2.3.4 Limiti delle tecnologie classiche.....	19
2.4 Approccio in atmosfera marziana-tecnologie innovative.....	20
2.4.1 Inflatable Aerodynamics Decelerators.....	20
2.4.2 Retropropulsione supersonica.....	22
3. Supersonic Retropropulsion.....	24
3.1 Introduzione teorica.....	24
3.2 Campo di moto.....	25
3.2.1 Ugello semplicemente convergente.....	25
3.2.2 Ugello convergente-divergente.....	27
3.2.3 Getto sottoespanso.....	29
3.2.4 Bow Shock.....	32
3.3 Configurazione “Single Nozzle”.....	36
3.4 Configurazione “Peripheral Nozzles”.....	38

4. Modelli matematici.....	41
4.1 Equazioni di Navier-Stokes.....	41
4.2 Reynolds Averaged Navier-Stokes equations.....	43
4.2.1 Modello di Spalart-Allmaras (one-equation model)	46
4.2.2 Modello $k - \varepsilon$ (two-equations model)	47
4.2.3 Modello $k - \omega$ (two-equations model)	48
4.2.4 Modello Menter Shear Stress Transport(two-equations model)	49
4.3 Large Eddy Simulation e Detached Eddy Simulation.....	50
4.4 Metodo ai volumi finiti.....	50
5. Analisi sperimentale di una configurazione di tipo “single nozzle”.....	54
5.1 Introduzione.....	54
5.2 Facility sperimentale.....	55
5.3 Modello sperimentale.....	56
5.4 Strumentazione.....	57
5.4.1 Incertezze e approssimazioni.....	58
5.5 Risultati sperimentali.....	59
6. Analisi CFD di una configurazione di tipo “single nozzle”- Impostazione numerica	62
6.1 Dominio.....	62
6.2 Mesh.....	64
6.3 Modello fisico.....	69
6.4 Solvers.....	70
7. Analisi CFD di una configurazione di tipo “single nozzle”- Risultati	72
7.1 Runcase 167.....	72
7.1.1 Scene iso Mach, temperatura e pressione-regime laminare.....	72
7.1.2 Pseudo Schlieren-regime laminare.....	77
7.1.3 Dimensioni caratteristiche-regime laminare.....	79
7.1.4 Coefficiente di pressione.....	81
7.1.5 Raffinamento mesh.....	84
7.1.6 Regime turbolento-modello $k - \omega$ e Spalart-Allmaras.....	91

7.1.7	Analisi in frequenza.....	95
7.2	Runcase 169.....	98
7.2.1	Scene iso Mach, temperatura e pressione-regime laminare.....	99
7.2.2	Pseudo Schlieren-regime laminare.....	101
7.2.3	Dimensioni caratteristiche-regime laminare.....	102
7.2.4	Coefficiente di pressione.....	104
7.2.5	Raffinamento mesh.....	105
7.2.6	Regime turbolento-modello $k - \omega$ e Spalart-Allmaras.....	112
7.2.7	Analisi in frequenza.....	116
8.	Conclusioni.....	119
	Bibliografia.....	
	Ringraziamenti.....	

Indice delle figure

Figura 2-1 Discesa in atmosfera marziana

Figura 2-2 Confronto tra densità atmosferiche di pianeti diversi al variare della quota

Figura 2-3 Confronto tra temperature atmosferiche di pianeti diversi al variare della quota

Figura 2-4 Composizione chimica dell'atmosfera terrestre al variare della quota

Figura 2-5 Composizione chimica dell'atmosfera marziana al variare della quota

Figura 2-6 Suolo marziano e terrestre rappresentati polo-a-polo

Figura 2-7 Altitudine siti di atterraggio dei principali rover

Figura 2-8 Confronto tra EDL nel caso di atmosfera marziana e terrestre con coefficienti balistici diversi

Figura 2-9 Velocità di discesa terminali comparate nel caso di rientro sulla Terra o su Marte in funzione di β

Figura 2-10 Traiettorie missioni marziane e ipotetica missione Apollo su Marte

Figura 2-11 Paracadute di tipo DGB

Figura 2-12 Sequenza EDL Viking

Figura 2-13 Sistema di airbag delle missioni MPF e MER

Figura 2-14 Spacecraft della missione MSL

Figura 2-15 Sequenza EDL MSL

Figura 2-16 Condizioni operative paracadute supersonico

Figura 2-17 Inflatable Aerodynamics Decelerator

Figura 2-18 Sequenza EDL Supersonic Retropropulsion

Figura 3-1 Portata in massa in funzione del rapporto $\frac{p_\infty}{p^\circ}$

Figura 3-2 Evoluzione longitudinale della pressione in un ugello semplicemente convergente

Figura 3-3 Evoluzione longitudinale della pressione in un ugello convergente-divergente

Figura 3-4 Getto sovraespanso

Figura 3-5 Getto sottoespanso

Figura 3-6 Getto moderatamente sottoespanso

Figura 3-7 Getto altamente sottoespanso

Figura 3-8 Getto estremamente sottoespanso

Figura 3-9 Bow Shock

Figura 3-10 Diagramma δ - θ -Mach

Figura 3-11 Urto curvo staccato su corpo tozzo

Figura 3-12 Campo di moto configurazione single nozzle

Figura 3-13 Confronto tra no SRP, LPM e BPM al crescere del rapporto delle pressioni totali

Figura 3-14 Riduzione del coefficiente di resistenza (C_D) per una configurazione di tipo single nozzle

Figura 3-15 Peripheral nozzles configurazione e campo di moto

Figura 3-16 Aumento del coefficiente di forza assiale (C_A) per una configurazione di tipo peripheral nozzles

Figura 3-17 Coalescenza dei singoli getti in un'unica struttura più ampia

Figura 4-1 Volume di controllo

Figura 4-2 Schema cella-centrato e vertice-centrato

Figura 4-3 Schema celle di calcolo

Figura 5-1 Ugello di tipo sliding-block

Figura 5-2 Sistema di supporto del modello

Figura 5-3 Schema del modello

Figura 5-4 Schema strumentazione

Figura 5-5 Effetto dell'incremento del numero di Mach sulla stand off distance

Figura 5-6 Effetto dell'incremento del numero di Mach sul coefficiente di pressione

Figura 5-7 Effetto dell'incremento dell'angolo di attacco sul campo di moto

Figura 5-8 Effetto dell'incremento dell'angolo di attacco sul coefficiente di pressione

Figura 5-9 Effetto dell'incremento del coefficiente di spinta (C_T) sul campo di moto

Figura 5-10 Effetto dell'incremento del coefficiente di spinta sul coefficiente di pressione

Figura 6-1 Dominio numerico

Figura 6-2 Mesh scene

Figura 6-3 Controllo di superficie-ugello

Figura 6-4 Controllo di superficie-blunt body

Figura 6-5 Particolare del prism layer

Figura 6-6 Controllo volumetrico

Figura 7-1 Configurazione single-nozzle

Figura 7-2 Iso Mach runcase 167-regime laminare

Figura 7-3 Iso temperatura runcase 167-regime laminare

Figura 7-4 Iso pressione runcase 167-regime laminare

Figura 7-5 Stramlines runcase 167-regime laminare

Figura 7-6 Pseudo Schlieren runcase 167-regime laminare

Figura 7-7 Schlieren runcase 167 ottenuta sperimentalmente

Figura 7-8 Dimensioni caratteristiche

Figura 7-9 Grafico del numero di Mach lungo l'asse-runcase 167

Figura 7-10 Grafico coefficiente di pressione aftbody-runcase 167

Figura 7-11 Grafico coefficiente di pressione forebody-runcase 167

Figura 7-12 Confronto Mach isocontours-runcase 167

Figura 7-13 Confronto temperature isocontours-runcase 167

Figura 7-14 Confronto pressure isocontours-runcase 167

Figura 7-15 Grafico pressione totale lungo l'asse-confronto tra mesh runcase 167

Figura 7-16 Grafico numero di Mach lungo l'asse-confronto tra mesh runcase 167

Figura 7-17 Grafico temperatura totale lungo l'asse-confronto tra mesh runcase 167

Figura 7-18 Confronto temperatura totale-runcase 167

Figura 7-19 Grafico coefficiente di pressione aftbody-confronto tra mesh runcase 167

Figura 7-20 Grafico coefficiente di pressione forebody-confronto tra mesh runcase 167

Figura 7-21 Confronto pseudo Schlieren-runcase 167

Figura 7-22 Confronto scene iso Mach regime laminare, $k - \omega$ e Spalart-Allmaras-runcase 167

Figura 7-23 Confronto scene iso temperatura regime laminare, $k - \omega$ e Spalart-Allmaras-runcase 167

Figura 7-24 Confronto scene iso pressione regime laminare, $k - \omega$ e Spalart-Allmaras-runcase 167

Figura 7-25 Confronto pseudo Schlieren regime laminare, $k - \omega$ e Spalart-Allmaras-runcase 167

Figura 7-26 Grafico numero di Mach lungo l'asse-confronto tra regimi runcase 167

- Figura 7-27** Grafico coefficiente di pressione aftbody-confronto tra regimi runcase 167
- Figura 7-28** Grafico coefficiente di pressione forebody-confronto tra regimi runcase 167
- Figura 7-29** Grafico force coefficient forebody-confronto tra regimi runcase 167
- Figura 7-30** Grafico coefficiente di forza assiale totale forebody-confronto tra regimi runcase 167
- Figura 7-31** Grafico analisi in frequenza forebody-confronto tra regimi runcase 167
- Figura 7-32** Iso Mach runcase 169-regime laminare
- Figura 7-33** Iso temperatura runcase 169-regime laminare
- Figura 7-34** Iso pressione runcase 169-regime laminare
- Figura 7-35** Pseudo Schlieren runcase 169-regime laminare
- Figura 7-36** Schlieren runcase 169 ottenuta sperimentalmente
- Figura 7-37** Grafico del numero di Mach lungo l'asse-runcase 169
- Figura 7-38** Grafico coefficiente di pressione aftbody-runcase 169
- Figura 7-39** Grafico coefficiente di pressione forebody-runcase 169
- Figura 7-40** Confronto Mach isocontours-runcase 169
- Figura 7-41** Confronto temperature isocontours-runcase 169
- Figura 7-42** Confronto pressure isocontours-runcase 169
- Figura 7-43** Grafico pressione totale lungo l'asse-confronto tra mesh runcase 169
- Figura 7-44** Grafico numero di Mach lungo l'asse-confronto tra mesh runcase 169
- Figura 7-45** Grafico temperatura totale lungo l'asse-confronto tra mesh runcase 169
- Figura 7-46** Confronto temperatura totale-runcase 169
- Figura 7-47** Grafico coefficiente di pressione aftbody-confronto tra mesh runcase 169
- Figura 7-48** Grafico coefficiente di pressione forebody-confronto tra mesh runcase 169
- Figura 7-49** Confronto pseudo Schlieren-runcase 169
- Figura 7-50** Confronto scene iso Mach regime laminare, $k - \omega$ e Spalart-Allmaras-runcase 169
- Figura 7-51** Confronto scene iso temperatura regime laminare, $k - \omega$ e Spalart-Allmaras-runcase 169
- Figura 7-52** Confronto scene iso pressione regime laminare, $k - \omega$ e Spalart-Allmaras-runcase 169

Figura 7-53 Confronto pseudo Schlieren regime laminare, $k - \omega$ e Spalart-Allmaras-runcase 169

Figura 7-54 Grafico numero di Mach lungo l'asse-confronto tra regimi runcase 169

Figura 7-55 Grafico coefficiente di pressione aftbody-confronto tra regimi runcase 169

Figura 7-56 Grafico coefficiente di pressione forebody-confronto tra regimi runcase 169

Figura 7-57 Grafico force coefficient forebody-confronto tra regimi runcase 169

Figura 7-58 Grafico coefficiente di forza assiale totale forebody-confronto tra regimi runcase 169

Figura 7-59 Grafico analisi in frequenza forebody-confronto tra regimi runcase 169

Indice delle tabelle

Tabella 2-1 Caratteristiche atmosferiche terrestri e marziane

Tabella 2-2 Composizione chimica della Terra e di Marte

Tabella 2-3 Missioni passate e corrispondenti sistemi EDL

Tabella 5-1 Riassunto delle incertezze relative al coefficiente di pressione per diversi numeri di Mach

Tabella 6-1 Parametri geometrici del dominio

Tabella 6-2 Impostazioni generali mesh

Tabella 6-3 Impostazioni controllo di superficie per le pareti dell'ugello

Tabella 6-4 Impostazioni controllo di superficie per il forebody e l'aftbody

Tabella 6-5 Impostazioni controllo di superficie per il bordo simmetry reservoir

Tabella 7-1 Condizioni freestream

Tabella 7-2 Condizioni runcase 167

Tabella 7-3 Comparazione dimensioni caratteristiche-runcase 167

Tabella 7-4 Condizioni runcase 169

Tabella 7-5 Comparazione dimensioni caratteristiche-runcase 169

Indice dei simboli e degli acronimi

AMG - Algebraic Multi Grid

AUSM - Advection Upstream Splitting Method

BPM - Blunt Penetration Mode

BUD - Bridle Umbilical Device

CBMs - Cruise Balance Masses

CFD - Computational Fluid Dynamics

DGB - Disk Gap Band

DNS - Direct Numerical Simulation

DS - Descent Stage

DSMC - Direct Simulation Monte Carlo

EDL - Entry, Descent and Landing

FVS - Flux Vector Scheme

GNC - Guidance, Navigation and Control

IAD - Inflatable Aerodynamics Decelerators

LaRC - Langley Research Center

LES - Large Eddy Simulation

LIDAR - Light Detection And Raging

LPM - Long Penetration Mode

MLEs - Mars Lander Engines

MOLA - Mars Orbiter Laser Altimeter

MER - Mars Exploration Rover

MPF - Mars PathFinder

MSL - Mars Science Laboratory

NASA - National Aeronautics and Space Administration

PDV - Power Descent Veichle

RANS - Reynolds Averaged Navier-Stokes

SGS - SubGrid-Scale

SLA - Silica Lightweight Ablator

SPR - Supersonic Retro-Propulsion

SST - Shear Stress Transport

TDS - Terminal Descent Veichle

TPS - Thermal Protection System

UPWT - Unitary Plan Wind Tunnel

A - superficie [m^2]

C_D - coefficiente di resistenza

c_p - calore specifico a pressione costante

C_T - coefficiente di spinta

c_v - calore specifico a volume costante

D - resistenza [N]

e - energia per unità di volume [J/m^3]

h - entalpia per unità di volume [J/m^3]

k - conducibilità termica [W/mK]

k – energia cinetica turbolenta [j]

Kn - numero di Knudsen

l - libero cammino medio

L - dimensione caratteristica del corpo in esame

L/D - Lift-to-Drag ratio

M - numero di Mach

M_e - numero di Mach in uscita

M_t - numero di Mach in gola

p - pressione [Pa, bar, psi, psf]

- p_d - pressione di design [Pa, bar, psi, psf]
- p_e - pressione di uscita [Pa, bar, psi, psf]
- p° - pressione totale [Pa, bar, psi, psf]
- p_∞ - pressione ambiente [Pa, bar, psi, psf]
- p^* - pressione critica [Pa, bar, psi, psf]
- q - flusso termico per unità di superficie [W/m^2]
- Re - numero di Reynolds
- \mathbb{R} - costante universale dei gas [j/Kg K]
- S - tensore medio di dilatazione
- T - temperatura [K, °C]
- T° - temperatura totale [K, °C]
- V - velocità [m/s]
- V_c - volume di controllo
- α - angolo di attacco [°]
- β - coefficiente balistico [kg/m^2]
- γ - fattore di espansione isoentropica
- δ - angolo di deflessione della corrente [°]
- Δ - Stand off Distance [mm]
- ε - rateo di dissipazione dell'energia cinetica turbolenta
- η_0 - rapporto di pressione totale
- η_e - rapporto di pressione d'uscita o jet pressure ratio
- μ - viscosità dinamica [Pa s]
- ν_{eff} - viscosità effettiva [Pa s]
- ν_T - viscosità turbolenta [Pa s]
- θ - pendenza locale dell'urto [°]
- ρ - densità [kg/m^3]

ρ° - densità totale [kg/m³]

σ - deviazione standard

τ - tensore degli sforzi viscosi [Pa]

ω - rateo di dissipazione specifica

Ω - tensore medio di rotazione

1. Introduzione

Allo stato dell'arte la maggior parte dei sistemi EDL sfruttano una combinazione di resistenza aerodinamica e deceleratori aerodinamici (es. paracaduti) per portare il veicolo da velocità ipersoniche a velocità subsoniche. L'utilizzo di questa tecnologia però presenta delle problematiche che non possono essere ignorate: prima fra tutte nel caso di rientro in atmosfera marziana bisogna considerare la natura rarefatta di quest'ultima oltre al fatto che nel caso di missioni con payload umano si assiste ad un aumento considerevole della massa (si consideri come riferimento per la maggior massa di payload quella dell'esperimento *MSL-Mars Science Laboratory* pari a 900 kg considerata vicina al limite ultimo per sistemi di questo tipo) con un range che si attesta tra 20 e 100 t; per questi motivi si rende impossibile l'impiego di sistemi basati su paracaduti sia per l'ingente superficie richiesta con il conseguente problema di apertura del paracadute stesso che per le condizioni operative in cui essi si verrebbero a trovare.

I sistemi "tradizionali" sono tuttora basati sulla configurazione pensata per la missione Viking lanciata nel 1975 costituita da paracaduti supersonici del tipo *Disk-Gap-Band* (DGB), un blunt body del tipo *sphere-to-cone* (con diametro massimo pari a 4.5 m nella missione MSL) con un angolo di 70° e propulsori subsonici per la fase terminale della discesa. Come già accennato però una configurazione di questo tipo è risultata sufficiente per missioni come *Mars Pathfinder*, le due missioni *Mars Exploration Rover* e la missione *Mars Science Laboratory* (la più importante a livello di massa del payload) oltre che per le due missioni Viking ma risulta insufficiente nel caso di masse di rientro più importanti richieste dalle missioni umane: i limiti sono principalmente di natura fisica legati in particolare alla dimensione del paracadute stesso (fissata nel suo massimo a 21.5 m nella missione MSL) nonché al numero di paracaduti supersonici di tipo DGB oltre che al materiale le cui prestazioni si riducono al crescere del numero di Mach (massimo pari a 2.1 nella missione MSL) pertanto una soluzione di questo tipo non può essere considerata come valida.

Proprio il crescente interesse verso l'esplorazione marziana da parte dell'uomo ha reso necessaria la ricerca di soluzioni innovative capaci di performance in grado di soddisfare le esigenze di veicoli di rientro dalle masse ingenti. Come risultato gli studi hanno dimostrato la necessità di sviluppare soluzioni alternative basate su sistemi di decelerazione supersonici. Una possibile soluzione alla problematica potrebbe proprio essere quella della retropropulsione supersonica, sviluppata a partire dai primi anni '50, in cui vengano impiegati deceleratori attivati già nella fase supersonica per sfruttare sia la formazione del cosiddetto *bow shock* che la spinta del o dei *thrusters* per aumentare la forza agente sul corpo, in questo modo il problema dell'atterraggio di veicoli ad alti coefficienti

balistici (parametro utilizzato per descrivere ogni veicolo di ingresso in atmosfera) che operano in atmosfere sottili e rarefatte come quella marziana potrebbe essere risolto.

Una possibile problematica della soluzione basata sulla retropropulsione è quella dell'interazione tra il flusso di gas combusti in uscita dagli uno o più ugelli con il *free stream* supersonico o ipersonico che circonda il corpo provocando un'interazione tra flusso in uscita e l'urto staccato che circonda il blunt body pertanto verrà utilizzato un software di simulazione CFD per evitare di ricorrere a simulazioni in galleria del vento complesse e costose.

2. Sistemi EDL

2.1 Introduzione teorica al problema

Con l'acronimo EDL vengono definiti i sistemi di *Entry, Descent and Landing* cioè l'insieme di tecnologie che cooperano al fine di garantire un'entrata e una discesa in atmosfera e un atterraggio sulla superficie del pianeta in esame garantendo la sicurezza e l'integrità del payload trasportato.

Considerando un approccio in atmosfera marziana, ma analogamente varrebbe per pianeti diversi, è possibile suddividere la discesa ed atterraggio in fasi come mostrato nell'immagine sottostante:

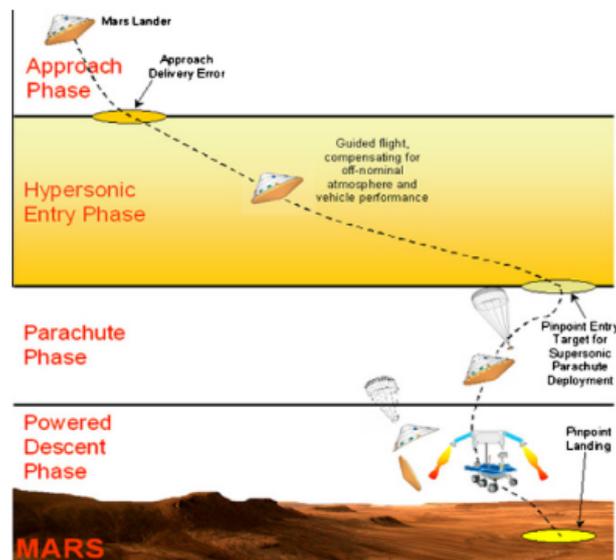


Figura 2-1 Discesa in atmosfera marziana

Il cosiddetto *entry vehicle* si separa dal corpo principale circa 10 minuti prima dell'inizio vero e proprio della fase di discesa, si considera l'inizio della sequenza EDL all'interfaccia con l'atmosfera (per definizione a circa 3522 km dal centro del pianeta) e la conclusione dell'operazione è segnata dal contatto con il suolo. L'intera procedura può essere suddivisa in tre fasi:

- *Hypersonic entry phase*: ha inizio quando il veicolo di ingresso arriva all'interfaccia con l'atmosfera marziana. In questa fase il controllo e la transizione tra fase ipersonica e supersonica possono essere operati mediante sistemi GNC *closed-loop* per minimizzare gli errori oppure tramite l'adozione di configurazioni tipo *lifting body* ottenute traslando il centro di pressione rispetto a quello di massa permettendo così il controllo dell'orientamento del veicolo tramite la generazione di portanza ottenuta facendo ruotare il medesimo attorno al proprio asse;
- *Parachute descent phase*: raggiunti un certo numero di Mach ed una certa altitudine si ha il dispiegamento del paracadute supersonico a cui può seguire un dispiegamento di un

paracadute subsonico raggiunte le condizioni operative previste, pressoché nello stesso momento si ha la separazione dello scudo termico e l'esposizione dei sensori e attuatori per l'atterraggio;

- *Power descent phase*: ha inizio quando il paracadute subsonico viene dispiegato e sia i sensori di navigazione (di tipo radar o LIDAR) che gli attuatori (o *thrusters*) iniziano ad operare consentendo al *lander* una navigazione ad alta precisione con capacità autonoma di rilevamento degli ostacoli. Questa fase pone principalmente due obiettivi: il raggiungimento di una velocità di atterraggio tale da permettere un *soft landing* e l'individuazione di un sito privo di ostacoli per il contatto con il suolo;

Come è logico pensare questi sistemi debbono presentare livelli di affidabilità elevatissimi, ancor più nel caso di missioni in cui il payload sia umano, in quanto soprattutto considerando le caratteristiche del suolo marziano ma anche errori sulle traiettorie di ingresso in atmosfera potrebbero compromettere l'integrità dell'*entry vehicle* o del *lander* e quindi pregiudicare la buona riuscita della missione. La sfida più dura per sistemi EDL è quella della dissipazione di energia in quanto per garantire un atterraggio sicuro deve essere dissipato tra il 99.9995% e il 99.99999% [16] dell'energia inizialmente posseduta dal corpo, atterraggi con errori di dissipazione superiori a 3 parti per miliardo (ppb) possono essere disastrosi per alcune missioni; inoltre un'altra difficoltà è rappresentata dalla necessità di poter posizionare il punto di *touch down* in un raggio, al massimo, pari a 10 km con centro il *target* per poter garantire l'atterraggio su un suolo sicuro.

Viene però da porsi una domanda: perché scegliere proprio l'atmosfera marziana? La risposta è molto semplice in quanto la scelta viene fatta a causa dell'elevata complessità di un approccio a questo pianeta che presenta una struttura atmosferica molto diversa sia chimicamente che fisicamente da quella terrestre in cui si è abituati ad operare e che quindi rappresenta una challenge importante in fase di progetto.

2.2 Approccio in atmosfera marziana-problematiche

Per quanto concerne all'approccio su Marte la fase di ingresso, discesa ed atterraggio è certamente la più critica dell'intera missione il cui successo o insuccesso comporta l'esito positivo o negativo della stessa pertanto è fondamentale porre una particolare attenzione a quali siano le caratteristiche atmosferiche che rendono così complessa questa fase.

La sfida principale per quanto riguarda il pianeta obiettivo risulta certamente la differenza atmosferica rispetto alla Terra: in particolare l'atmosfera marziana essendo più rarefatta riduce l'efficacia dei dispositivi aerodinamici inoltre la composizione chimica nonché temperatura e pressione sono

notevolmente diversi e soggetti a forti variazioni al variare della quota, dell'orario del giorno e della stagione in corso essendo i cicli di variazione molto più repentini.

Nella tabella seguente vengono riportate le principali caratteristiche atmosferiche dei due pianeti a confronto:

Proprietà	Terra	Marte	Confronto
Densità [kg/m³]	1.225	0.0147	≅83:1
Temperatura h=0 [K]	288	210	≅1.5:1
Pressione h=0 [Pa]	101325	63600	≅1.6:1
Gravità [m/s²]	9.81	3.71	≅2.6:1
Elevazione atmosferica [km]	8.5	11.1	≅0.8:1
Velocità in orbita LEO [km/s]	7.91	3.55	≅2:1

Tabella 2-1 Caratteristiche atmosferiche terrestri e marziane

Risulta necessario considerare quali siano i fattori atmosferici influenzanti la fase di EDL.

2.2.1 Densità atmosferica

Come è possibile osservare dalla *Tabella 2-1* la differenza maggiore in termini di caratteristiche atmosferiche è osservabile nella densità in quanto, rispetto all'atmosfera terrestre, Marte presenta un valore più di 80 volte inferiore.

Nella figura seguente è possibile mettere a confronto le densità atmosferiche di diversi pianeti in funzione dell'altitudine, si ponga particolare attenzione alle tracce rappresentanti i due pianeti in esame (Terra e Marte):

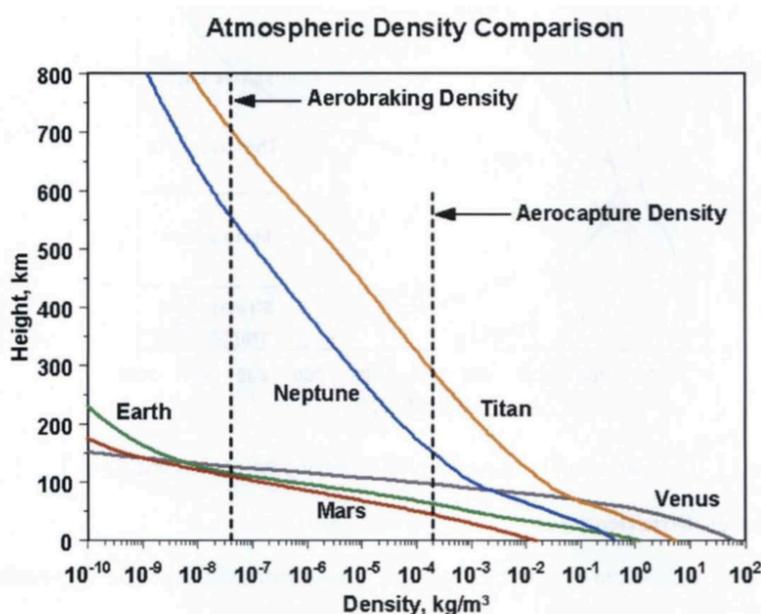


Figura 2-2 Confronto tra densità atmosferiche di pianeti diversi al variare della quota

Dall'immagine si evince come la densità di Marte rimanga sempre comunque al di sotto di quella terrestre inoltre è possibile osservare come questa differenza, pari a circa due ordini di grandezza a livello della superficie e comunque sempre molto importante fino a circa 50 km, vada via via sottigliandosi fino a che, a circa 100 km di altitudine, si raggiunge una convergenza tra le due curve.

Andando a considerare le forze aerodinamiche agenti sulla superficie del veicolo si osserva la dipendenza dal valore della densità infatti per quanto riguarda la resistenza aerodinamica essa è definita come:

$$D = \frac{1}{2} C_D \rho V^2 A \quad (2.1)$$

Pertanto dalla *formula (2.1)* si evince come tra forza e densità vi sia una proporzionalità diretta e risulta quindi evidente come, nel caso di atmosfera marziana, le forze in gioco siano meno rilevanti; inoltre, a causa della natura molto rarefatta dell'atmosfera di questo pianeta, risulta di facile comprensione il motivo per cui il processo di dissipazione dell'energia avvenga per la maggior parte ad alte quote, infatti nonostante la densità sia comunque inferiore a quella terrestre essa è al suo valore massimo.

Nella *Figura 2-2* si possono inoltre distinguere, tramite linee verticali tratteggiate, due valori tipici di densità in cui avvengono le due operazioni di *aerocapture* e *aerobraking*. Si definisce come *aerocapture* (letteralmente aerocattura) [6] quella manovra di inserzione in orbita tramite un unico passaggio in atmosfera per passare dall'orbita di trasferimento interplanetario ad un'orbita catturata mentre si definisce *aerobraking* quella manovra basata su numerosi passaggi nelle zone dell'atmosfera a più bassa densità per rendere circolare un'orbita altamente ellittica. L'altitudine a cui si verifica la manovra di *aerocapture* risulta differente nel caso della Terra (circa 70 km) e di Marte (circa 50 km) mentre l'altitudine a cui si verifica la manovra di *aerobraking* risulta essere simile per entrambi i pianeti (circa 100 km) proprio a causa della coalescenza delle curve che rappresentano la variazione di densità in base alla quota.

Proprio a causa di questa differente caratteristica atmosferica nel caso di approccio alla superficie marziana il lasso temporale tale a garantire un atterraggio sicuro per il *payload*, in particolare nel caso di masse molto elevate, potrebbe restringersi a tal punto da non riuscire ad assicurare l'incolumità dello stesso.

2.2.2 Temperatura atmosferica

Un altro parametro di interesse è quello della temperatura infatti attraverso la legge dei gas perfetti la densità (parametro come già visto fortemente influenzante) risulta legato ad essa tramite una legge di proporzionalità inversa:

$$\rho = \frac{p}{RT} \quad (2.2)$$

In particolare ciascun pianeta del sistema solare presenta nella sua atmosfera una regione detta troposfera all'interno della quale la temperatura diminuisce con la quota, ciò è indice di un flusso che risale dalla superficie del pianeta stesso, un'altra detta termosfera dove mediamente la temperatura cresce con la quota, sintomo di assorbimento di un flusso di calore proveniente dal Sole, e un'altra detta stratosfera dove la temperatura diminuisce lievemente in modo relativamente costante fino alla base della termosfera (la Terra rappresenta l'unica eccezione in quanto la presenza dell'ozono e quindi il riscaldamento dell'atmosfera causa un picco locale di temperatura in corrispondenza della regione di stratosfera-mesosfera). Nella figura seguente è possibile osservare quanto detto in precedenza:

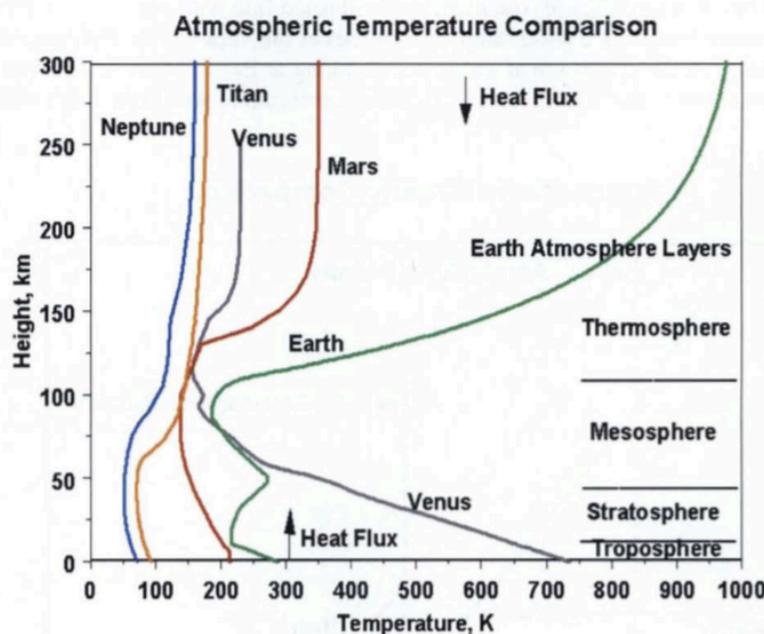


Figura 2-3 Confronto tra temperature atmosferiche di pianeti diversi al variare della quota

Osservando la figura e considerando la proporzionalità inversa tra densità e temperatura sancita dalla formula (2.2) ne risulta, considerando le differenze di temperatura pressione e composizione chimica (che sancisce il valore della costante R), la forte differenza di densità tra Terra e Marte in quanto sebbene la temperatura sia maggiore per il primo pianeta e minore per il secondo lo stesso vale per la

pressione mentre la costante dei gas risulta maggiore per il secondo pianeta (come verrà illustrato successivamente in relazione alla composizione chimica).

2.2.3 Composizione chimica

All'interno della legge dei gas perfetti è possibile riscontrare la presenza della costante universale dei gas (\mathbb{R}) calcolata come:

$$\mathbb{R} = \frac{8314}{M} \quad (2.3)$$

Dove M rappresenta la massa molecolare dei gas componenti l'atmosfera pertanto è importante andare ad analizzare la composizione delle atmosfere dei due pianeti.

Nella figura seguente viene riportata la composizione dell'atmosfera terrestre in funzione dell'altitudine per cui è possibile osservare come la composizione vicino alla superficie sia prevalentemente a base di azoto molecolare e ossigeno molecolare mentre argon, anidride carbonica, neon, elio, metano, kripton e idrogeno sono presenti in basse quantità.

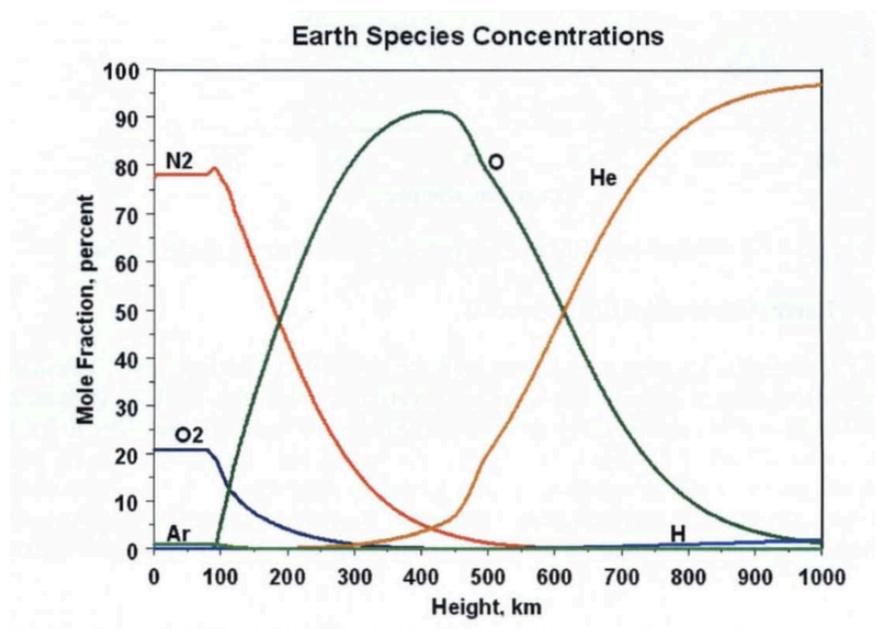


Figura 2-4 Composizione chimica dell'atmosfera terrestre al variare della quota

Analogamente nella figura seguente viene riportata la composizione dell'atmosfera marziana in funzione dell'altitudine per cui è possibile osservare come la composizione vicino alla superficie sia prevalentemente a base di anidride carbonica, azoto molecolare e argon con minori quantità di ossigeno molecolare, monossido di carbonio, vapore acqueo, ossido di azoto, neon, kripton e xenon.

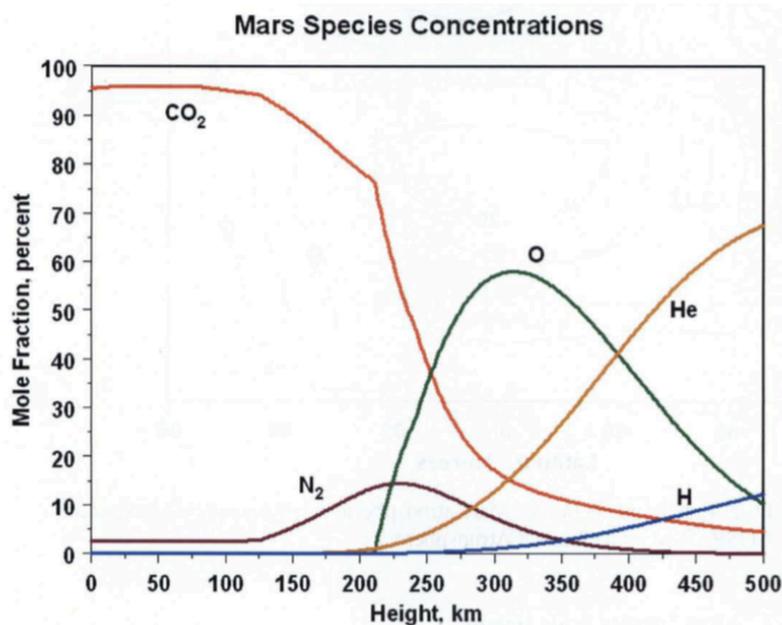


Figura 2-5 Composizione chimica dell'atmosfera marziana al variare della quota

Per riassumere si ha:

Specie chimica	Terra	Marte
N_2	78.084%	2.7%
O_2	20.946%	0.13%
Ar	0.934%	1.6%
CO_2	/	95.32%

Tabella 2-2 Composizione chimica della Terra e di Marte

Da cui risulta una massa molecolare pari a circa 28.9 g/mol per la Terra e una di circa 43.3 g/mol per Marte da cui si ottiene una costante \mathbb{R} per la terra 1.5 volte più grande di quella di Marte.

2.2.4 Configurazione orografica

Un'ulteriore complicanza è dovuta proprio all'orografia della superficie marziana in quanto proprio su questo pianeta si raggiungono picchi di altitudine anche 2-3 volte maggiori di quelli che si raggiungerebbero sulla Terra [16] e ciò impedisce ai sistemi EDL di poter garantire un atterraggio sicuro per il *payload* sulla maggior parte del suolo marziano. A questo proposito bisogna inoltre considerare che la ridotta densità atmosferica e la ridotta finestra temporale disponibile per l'atterraggio potrebbero impedire il raggiungimento della *terminal velocity* (velocità di discesa subsonica) raggiungibile sulla terra.

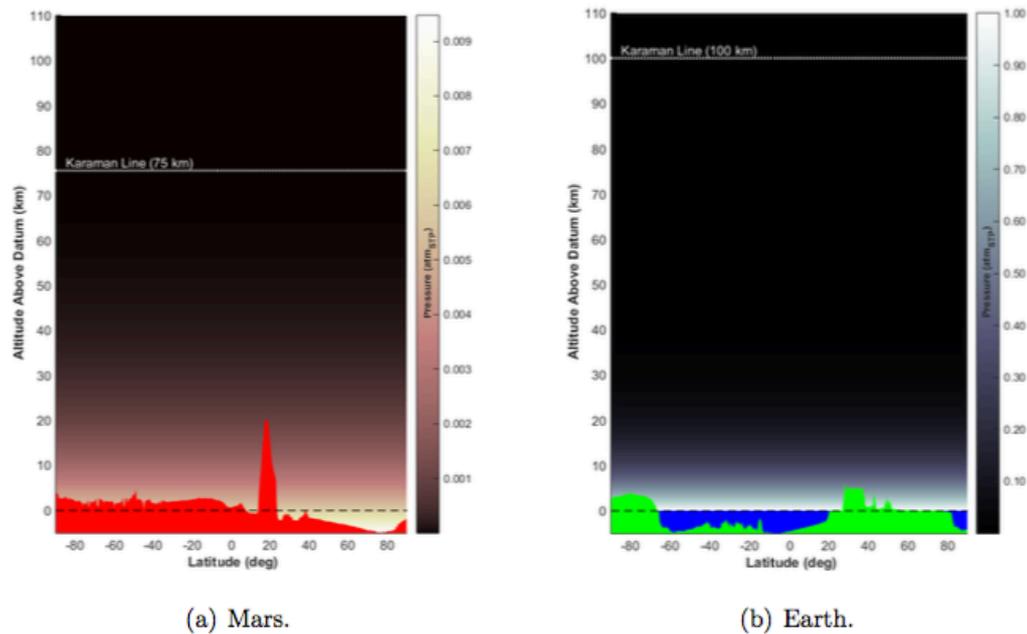


Figura 2-6 Suolo marziano e terrestre rappresentati polo-a-polo

Nella *Figura 2-6* il suolo di entrambi i pianeti viene rappresentato polo-a-polo e sia la struttura atmosferica che la posizione della linea di *Karamaran* sono rappresentate in scale identiche. In particolare nell'emisfero sud del pianeta rosso si raggiungono altezze molto maggiori per questo motivo i luoghi di atterraggio vengono scelti, nella maggior parte dei casi, nell'emisfero nord (in particolare l'emisfero sud raggiunge una media di +2 MOLA, il range in cui i rover sono atterrati è tra -4 km MOLA e +2 km MOLA).

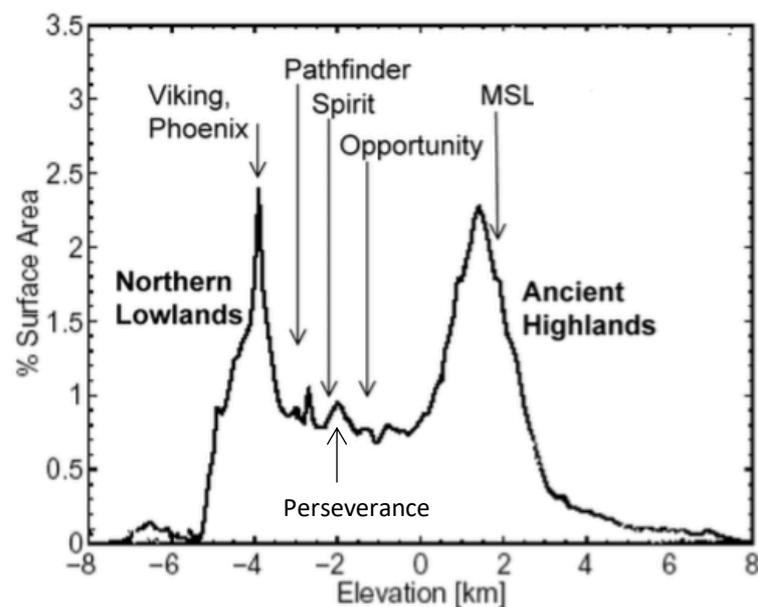


Figura 2-7 Altitudine siti di atterraggio dei principali rover

Un'altra problematica collegata all'orografia del suolo marziano potrebbe essere la scarsa capacità dei sistemi di atterraggio di tollerare eventuali pericoli superficiali; certamente tra i pericoli superficiali il peggiore per i *landers* sono le rocce in quanto questi veicoli sono progettati per avere una *ground clearance* tra 20 e 30 cm inoltre anche i propulsori necessitano di un suolo privo di rocce in quanto a causa della loro permanenza a ridosso della superficie potrebbero creare movimenti di materiale che potrebbe potenzialmente finire nel carrello di atterraggio causando un'instabilità oppure produrre una contropressione derivante dall'effetto suolo che vada ad impattare sul fondo del *lander* stesso e proprio per questa ragione in presenza di propulsori interni l'approccio alla superficie avviene con velocità relativamente alte (circa 2.5 m/s). Una *ground clearance* di 30-50 cm si ritiene sufficiente per la maggior parte dei luoghi di interesse scientifico [16].

2.2.5 Coefficiente balistico

Un parametro importante per descrivere qualunque veicolo di rientro è il *coefficiente balistico* la cui definizione viene riportata nella *formula (2.4)*:

$$\beta = \frac{m_{entry}}{C_D A} \quad (2.4)$$

Questo parametro rappresenta il rapporto tra la massa di rientro (m_{entry}) e la cosiddetta *hypersonic drag area* definita come prodotto tra il coefficiente di resistenza (C_D) e la superficie (A).

Nella *Figura 2-8* inoltre è possibile osservare la differenza tra coefficienti balistici nel caso di rientro in atmosfera marziana e terrestre in funzione dell'altitudine e della velocità. Ciò che si evince è che sebbene su Marte si sia considerato un coefficiente balistico β pari a 100 kg/m^2 nel caso di rientro diretto e sulla Terra un valore β pari a 340 kg/m^2 , perciò circa tre volte tanto, con un rientro orbitale nel caso di atmosfera marziana il veicolo penetra maggiormente prima di essere decelerato dai sistemi EDL.

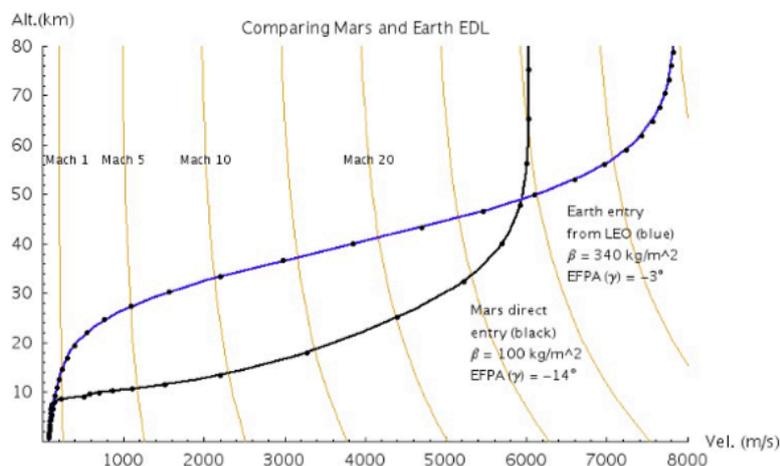


Figura 2-8 Confronto tra EDL nel caso di atmosfera marziana e terrestre con coefficienti balistici diversi

In base alle differenze di densità tra i due pianeti illustrate nella *Tabella 2-1* ed essendo la resistenza proporzionale, oltre che alla densità stessa, al quadrato della velocità si evince che nel caso di rientro in atmosfera terrestre la velocità per poter avere un regime di volo identico a quello marziano dovrebbe essere in un rapporto 9:1 [21].

In *Figura 2-9* viene rappresentata la velocità terminale di discesa in funzione della massa di rientro o del coefficiente balistico sia su Marte che sulla Terra [17] ed è possibile notare come nel caso di discesa in atmosfera marziana solamente i sistemi di rientro con coefficiente balistico inferiore a 50 kg/m^2 sono in grado di garantire velocità subsoniche e ad altitudini al di sotto dei 10 km mentre nel caso di discesa in atmosfera terrestre le velocità sono sempre subsoniche al di sotto di 20 km di altitudine e per qualsiasi valore del coefficiente balistico.

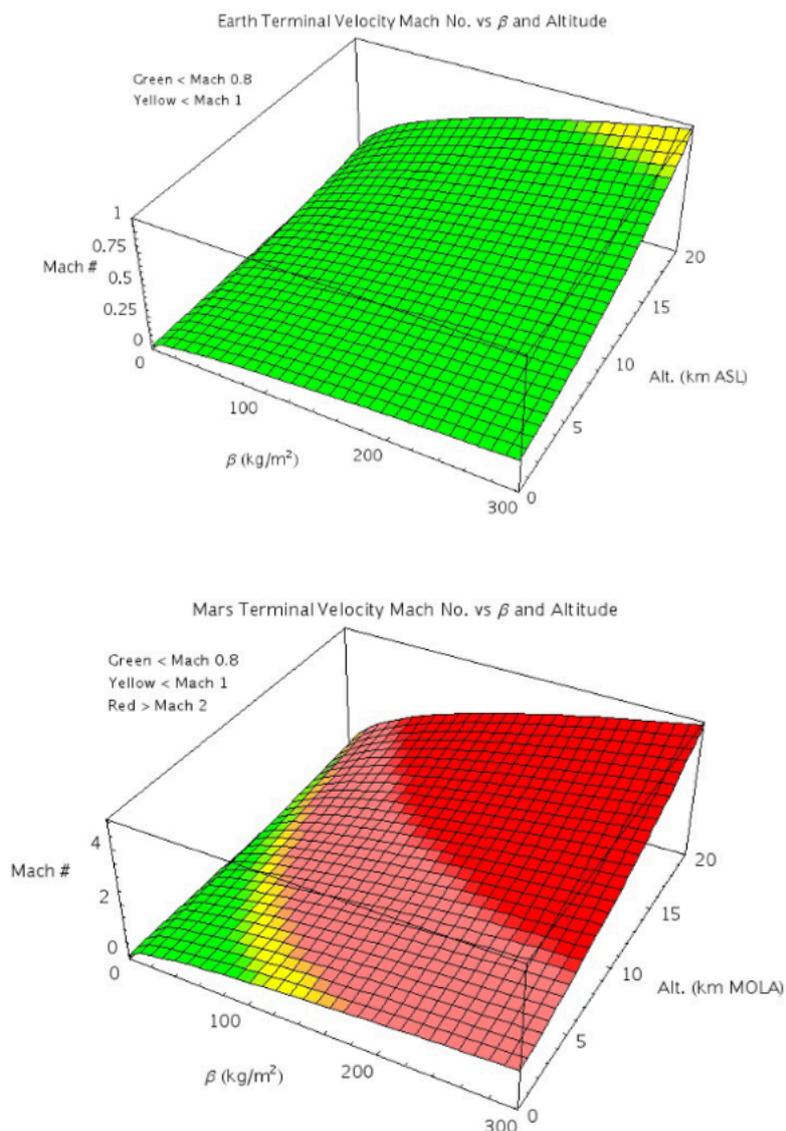


Figura 2-9 Velocità di discesa terminali comparate nel caso di rientro sulla Terra o su Marte in funzione di β

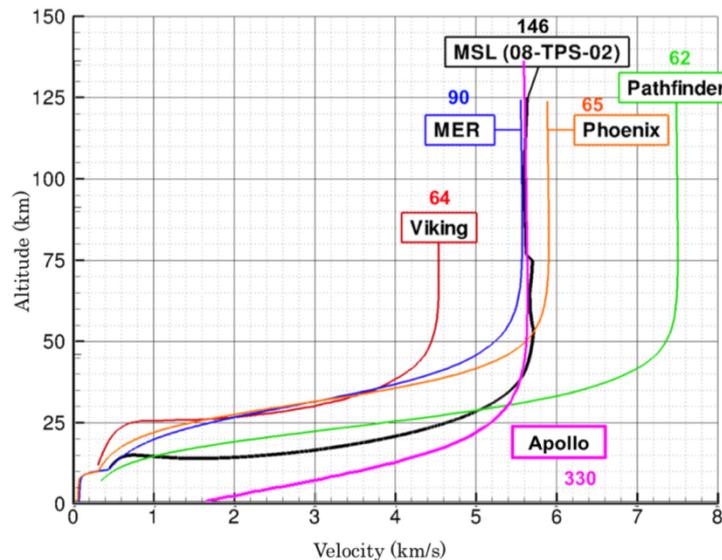


Figura 2-10 Traiettorie missioni marziane e ipotetica missione Apollo su Marte

Per concludere in *Figura 2-10* è possibile osservare, oltre alle traiettorie delle missioni marziane avvenute con successo ed i relativi coefficienti balistici, la traiettoria di un'ipotetica missione Apollo su Marte e si può evincere il problema che missioni con *payload* umani e sistemi EDL con tecnologie classiche comportano in quanto la velocità di *touch down*, molto vicina allo 0 nel caso di missioni già compiute, risulterebbe essere di circa 1.5 km/s valore troppo elevato.

2.3 Approccio in atmosfera marziana-tecnologie implementate

Il primo tentativo di atterraggio su Marte da parte dell'USSR, risalente al 2 marzo 1971, fu un insuccesso ma quello eseguito il giorno successivo si può considerare come un parziale successo in quanto l'atterraggio andò a buon fine e vi fu una trasmissione di circa 20 secondi dal suolo marziano. Al contrario gli Stati Uniti durante gli anni sono riusciti a portare a termine ben nove atterraggi con le missioni che andiamo in seguito ad elencare:

- *Viking 1 e 2* nel 1976
- *Mars Pathfinder* nel 1997
- *MER A e B* (conosciuti anche come *Spirit e Opportunity*) nel 2004
- *Phoenix* nel 2008
- *Mars Science Laboratory* nel 2012 (programmato in realtà nel 2010) con il rover *Curiosity*
- *Insight* nel 2018
- *Perseverance* nel 2021

I sistemi EDL utilizzati per queste missioni derivano tutti dall'“antenato” utilizzato per le missioni Viking e poi continuamente migliorato in istanti successivi.

In *Tabella 2-3* sono elencate le principali caratteristiche delle missioni sopracitate eccetto Insight e Perseverance essendo essa risalente al 2007 [16].

Landing Year:	1976	1976	1997	2004	2004	2008	2010
Mission:	Viking 1	Viking 2	MPF	MER-A (Spirit)	MER-B (Opportunity)	Phoenix (planned)	MSL (planned)
Entry From	Orbit	Orbit	Direct	Direct	Direct	Direct	Direct
Entry Velocity (km/s)	4.7	4.7	7.26	5.4	5.5	5.67	6
Orbital Direction	Posigrade	Posigrade	Retrograde	Posigrade	Posigrade	Posigrade	either
Entry Flight Path Angle (deg)	-17	-17	-14.06	-11.49	-11.47	-12.5	-15.2
Ballistic Coefficient (kg/m ²)	64	64	63	94	94	70	115
Entry Mass (kg)	992	992	584	827	832	600	2800
Entry Attitude Control	3-axis RCS	3-axis RCS	2 RPM passive	2 RPM passive	2 RPM passive	3-axis RCS	3-axis RCS
Trim Angle of Attack at entry	-11 deg	-11 deg	0 deg	0 deg	0 deg	-4 deg	-15 deg
Entry Lift Control	C.M. offset	C.M. offset	no offset	no offset	no offset	C.M. offset	C.M. offset
Entry Guidance	Unguided	Unguided	Unguided	Unguided	Unguided	Unguided	Apollo guidance
Lift to Drag Ratio	0.18	0.18	0	0	0	0.06	0.22
Aeroshell (Heatshield) Diameter (m)	3.5	3.5	2.65	2.65	2.65	2.65	4.6
Heat Shield Geometry	70 deg cone	70 deg cone	70 deg cone	70 deg cone	70 deg cone	70 deg cone	70 deg cone
Heat Shield TPS	SLA-561	SLA-561	SLA-561	SLA-561	SLA-561	SLA-561	SLA-561
Heat Shield TPS Thickness (in)	0.54	0.54	0.75	0.62	0.62	0.55	0.9
Total integrated heating (J/m ²)	1100	1100	3865	3687	3687	3245	<6000
Peak Heating Rate (W/cm ²)	26	26	100	44	44	58	155
DGB Parachute Diameter (m)	16	16	12.5	14	14	11.5	19.7
Drag Coefficient (approx.)	0.67	0.67	0.4	0.4	0.48	0.67	0.67
Parachute Deploy Mach No.	1.1	1.1	1.57	1.77	1.77	1.6	2
Chute Deploy Dyn.Pressure (Pa)	350	350	585	725	750	420	750
Parachute Deploy Altitude (km)	5.79	5.79	9.4	7.4	7.4	9	6.5
Descent Attitude Control	RCS Roll Rate	RCS Rate	none	none	none	RCS Roll Rate	RSC Roll Rate
Altitude Sensing	RADAR	RADAR	RADAR	RADAR	RADAR	RADAR	RADAR
Altitude Sensing Range (km)	137	137	1.6	2.4	2.4	1.6	6
Horizontal Velocity Sensing	Doppler RADAR	Doppler RADAR	none	Descent Imaging/IMU	Descent Imaging/IMU	Doppler RADAR	Doppler RADAR
Terminal Descent Decelerator	Mono-prop N2H4	Mono-prop N2H4	Solid Rockets	Solid Rockets	Solid Rockets	Mono-prop. N2H4	Mono-prop.N2H4
Terminal Descent Velocity Control	Throttled	Throttled	Sep. Cutoff	Sep. Cutoff	Sep. Cutoff	Duty cycle Pulse	Throttled
Horizontal Velocity Control	Throttled pitch	Throttled pitch	Passive	Lateral SRMs	Lateral SRMs	Throttled pitch	Throttled pitch
Touchdown Vertical Velocity (m/s)	2.4	2.4	12.5	8	5.5	2.4	0.75
Touchdown Horizontal Velocity (m/s)	< 1	< 1	< 20 (design)	11.5	9	< 1	< 0.5
Touchdown Attenuator	3 crushable legs	4 crushable legs	4-pi Airbag	4-pi Airbag	4-pi Airbag	3 crushable legs	6 wheels
Touchdown Rock Height Capab. (cm)	20	20	50	50	50	30	100
Touchdown Slope Capab. (deg)	15	15	>30	>30	>30	15	>15
Touchdown Sense	Leg crush motion	Leg crush motion	Rollstop	Time out	Time out	Leg crush motion	Off Load
Touchdown Sensor			Accelerometer	clock	clock	Hall Effect	Throttle down
Touchdown Mass (kg)	590	590	360	539	539	364	1541
Useful Landed Mass (kg)	244	244	92	173	173	167	775
3-sig. Landed Ellipse Major axis (km)	280	280	200	80	80	260	20
3-sig. Landed Ellipse Minor axis (km)	100	100	100	12	12	30	20
Landing Site Elevation (km MOLA)	-3.5	-3.5	-2.5	-1.9	-1.4	-3.5	2

	Viking 1 & 2	Pathfinder	MER A & B	Phoenix	MSL
Aeroshell Shape (to scale)					
Aeroshell Diameter (m)	3.5	2.65	2.65	2.65	4.5
Entry Mass (t)	0.99	0.58	0.83	0.60	3.38
Ballistic Coefficient (kg/m ²)	64	63	94	70	140
Relative Entry Velocity (km/s)	4.5	7.6	5.5	5.5	5.9
Hypersonic L/D	0.18	0	0	0	0.24
Parachute Diameter (m)	16	12.5	14	11.7	21.5
Parachute Deployment Mach	1.1	1.57	1.77	1.65	2.1
Total Landed Mass (t)	0.590	0.360	0.539	0.364	1.7
Lander or Rover Mass (t)	0.244	0.092	0.173	0.167	0.9
Landing Site Elevation (km)	-3.5	-2.5	-1.9/-1.4	-3.5	-1.45

Tabella 2-3 Missioni passate e corrispondenti sistemi EDL

Dalla *Tabella 2-3* si può notare come la geometria dell'*aeroshell* sia pressoché invariata con diametri che variano nel range $2.65 \div 4.5$ m mentre per quanto concerne i coefficienti balistici si pare da valori di 63 kg/m^2 fino ad un massimo di 115 kg/m^2 con la missione MSL. Come già detto in precedenza i sistemi EDL risultano simili per le diverse missioni in particolare le differenze si riscontrano nella fase di decelerazione finale quando ormai ci si trova in regime subsonico in quanto per le missioni Viking, Phoenix e Insight vengono utilizzati *thrusters* subsonici mentre per Pathfinder, MER, MSL e Perserverance la soluzione adottata è differente e si basa sul sistema cosiddetto *skycrane*.

2.3.1 Viking

Il progetto Viking della NASA, reso noto dal fatto di essere il primo ad aver portato a termine con successo un atterraggio, fu il culmine di una serie di missioni iniziate nel 1964 con *Mariner 4* e continuato fino al *Mariner 9*; le due missioni costituenti il programma furono largamente influenzate dai *landers* lunari e, grazie al budget particolarmente ampio, furono sviluppati una nuova *aeroshell*, un nuovo sistema *TPS-Thermal Protection System*, nuovi paracaduti supersonici, un avanzato sistema radar doppler e un innovativo sistema propulsivo.

I tre componenti del sistema EDL delle missioni Viking (rispettivamente la geometria dell'*aeroshell*, il materia del sistema TPS e i paracaduti supersonici) furono la base, a meno di alcune modifiche, di tutte le missioni successive ma a partire dalla missione MSL si iniziò a pensare a quanto questa tecnologia potesse sopportare un crescente coefficiente balistico.

Per quanto concerne l'*entry veichle* venne sviluppata una geometria di tipo *sphere-to-cone* con un angolo di apertura di circa 70° per ridurre il flusso termico essendo esso proporzionale all'inverso del raggio di apertura ($q \propto \frac{1}{R}$), un coefficiente balistico β pari a 64 kg/m^2 (vedi tabella 2-3) e un coefficiente di resistenza aerodinamica C_D pari a circa 1.68 misurato nel caso di angolo di attacco nullo; questa geometria, nonostante essa sia basata su una forma assialsimmetrica, rimane stabile anche variando l'angolo di attacco ad esempio con un offset del centro di massa. Inoltre una geometria di questo tipo permette il raggiungimento di un rapporto L/D massimo pari a 0.24 (0.18 è il valore corrispondente alle missioni Viking) [17] e ciò permette di definire con minor incertezza il luogo di atterraggio. Tale configurazione negli anni ha seguito traiettorie di rientro diverse e con diversi angoli di attacco (tra 0° e 11°) e si è dimostrato che una geometria differente non ha un impatto significativo sul coefficiente di resistenza ipersonico perciò non induce un miglioramento significativo della performance del sistema EDL.

Per quanto concerne il sistema TPS esso prevede l'introduzione di un materiale ablativo molto leggero chiamato SLA-561V (*Silica Lightweight Ablator* cioè un materiale con base Silicio).

Poiché la velocità terminale di discesa su Marte si attesta sopra le centinaia di m/s, certamente inferiore alle velocità di ingresso ma comunque troppo elevate rispetto alla velocità di impatto ideale per un *lander*, viene impiegato un paracadute supersonico per aumentare il coefficiente balistico di discesa e ridurre la velocità a valori subsonici (circa 100 m/s) anche per facilitare l'impiego del sistema propulsivo basato su piccoli motori a razzo detti *thrusters*. Nonostante questa scelta comporti certamente un aumento della resistenza aerodinamica essa fornisce stabilità al veicolo durante il regime transonico e l'aumento del coefficiente balistico provoca una diminuzione dei rischi in una fase critica come quella della separazione dello scudo termico.

Per le missioni Viking si scelse un paracadute con diametro pari a 16 m di tipo *disk-gap-band* (DGB) il cui acronimo rappresenta le fasi di costruzione dello stesso a partire da un disco che forma la calotta del paracadute, un piccolo spazio e una banda cilindrica. Le condizioni di dispiegamento del paracadute si trovano in un range di numeri di Mach compresi tra 1.4 e 2.1 ed una pressione dinamica tra 400 e 700 Pa quindi con un certo margine dai valori caratterizzanti le missioni Viking in cui il numero di Mach si attesta a 1.1 e la pressione dinamica a 350 Pa (condizioni raggiunte ad una quota di 5.79 km). Nella figura successiva si mostra la geometria del paracadute di tipo DGB:

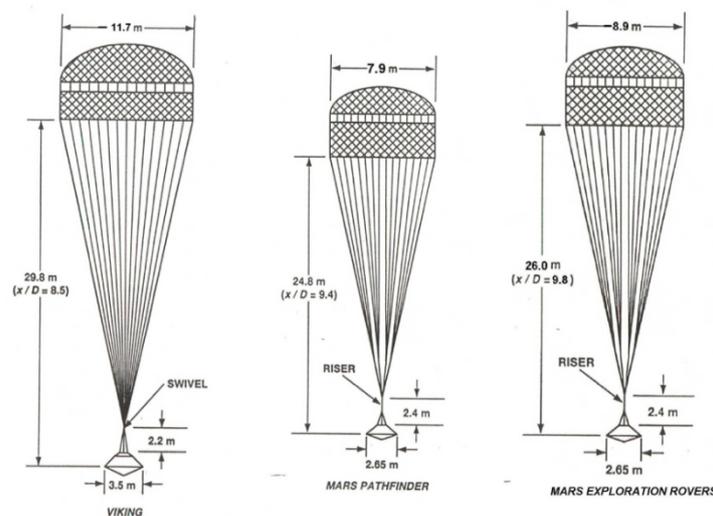


Figura 2-11 Paracadute di tipo DGB

Nonostante l'incremento di resistenza ottenuto grazie all'utilizzo del paracadute la velocità di discesa risulta ancora troppo elevata pertanto ad una quota di circa 1 km e ad una velocità vicino a quella terminale di discesa (tra 55 e 90 m/s), dopo essersi separato dal paracadute, il *lander* raggiunge la velocità di atterraggio corretta tramite un sistema di *thrusters* subsonici monopropellente (idrazina N_2H_4) grazie a cui la velocità verticale scende a circa $2.4 \text{ m/s} \pm 1$ e quella orizzontale $< 1 \text{ m/s}$ [16]. Inoltre il *lander* venne dotato di "gambe di atterraggio" poco adatte ad un suolo roccioso proprio per mantenere un design leggero; questa scelta venne operata basandosi sulla convinzione che su Marte

non vi fossero rocce e che la superficie fosse relativamente piana ma una volta compiuto l'atterraggio i progettisti poterono osservare con grande sorpresa grosse rocce attorno allo stesso.

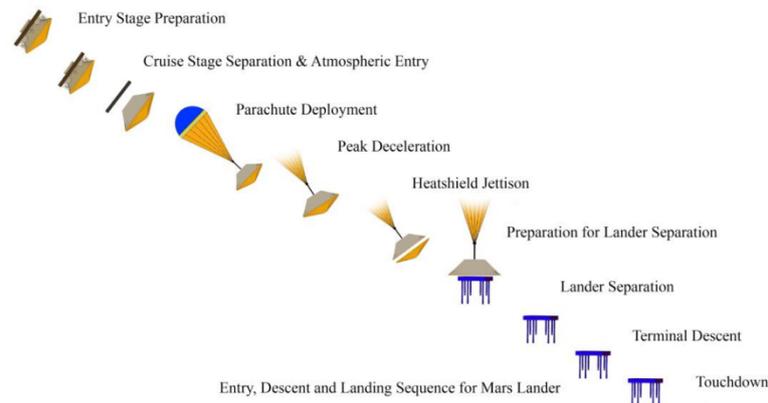


Figura 2-12 Sequenza EDL Viking

2.3.2 Mars Pathfinder e Mars Exploration Rover

La missione Mars Pathfinder fu segnata dalla necessità di riduzione dei costi perciò si scelse di utilizzare il sistema EDL (con controllo passivo dell'assetto) e motori a razzo a propellente solido che proteggesse il *lander* per un range maggiormente esteso di velocità di atterraggio; ciò rese superfluo il sistema di radar doppler [16] per la misurazione della velocità orizzontale. Come conseguenza si dotò il veicolo di un sistema di airbag che tollerasse velocità verticali di 16 m/s e orizzontali di 22 m/s nonché decine di rimbalzi su rocce alte fino a 0.5 m e pendenze fino a 30°.

Le missioni MER, a seguito dei fallimenti delle due missioni qualche anno prima, nacquero con l'idea di utilizzare il sistema EDL della missione MPF per poter rispettare la data di lancio prevista. Tuttavia, a causa della maggior massa sospesa e della maggior intensità dei venti rispetto a quanto inizialmente previsto, si scoprì che il sistema concepito per la precedente missione non sarebbe stato sufficiente per raggiungere un involuppo di velocità accettabile tramite gli airbag perciò si dotò il veicolo di un sistema di controllo orizzontale (tramite misurazioni inerziali e piccoli razzi a propellente solido) e un sistema di misurazione della velocità orizzontale per aumentare l'affidabilità dello stesso. Inoltre gli airbag furono riprogettati per sopportare la maggior quantità di *payload* e sopravvivere a velocità di impatto maggiori di 26 m/s.

Per entrambi i programmi perciò le fasi iniziali sono sostanzialmente identiche a quelle delle missioni Viking con il veicolo decelerato da regime ipersonico prima attraverso l'interazione con l'atmosfera e poi tramite l'utilizzo di un paracadute supersonico finché raggiunta la velocità di circa 65 m/s si ha la separazione del *lander* dall'*entry vehicle* e la discesa tramite il sistema, agli albori di quello chiamato *Skycrane*, basato sull'utilizzo di una fune. Dopo aver misurato la velocità di discesa e

calcolato il tempo di accensione dei *thrusters* ad una quota di circa 300 m gli airbag vengono gonfiati e i razzi a propellente solido attivati arrestando la discesa in prossimità della superficie dove la fune viene tagliata e il *payload* fatto “cadere”. Il vantaggio di questa tecnologia è sì la riduzione dei costi ma certamente si ha un aumento della complessità in fase di test.

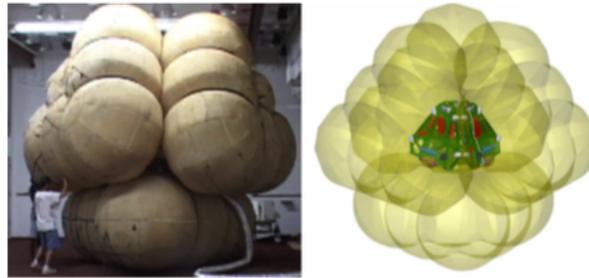


Figura 2-13 Sistema di airbag delle missioni MPF e MER

La missione Phoenix, basata sulla precedente chiamata Mars Polar Lander fallita nel 1999, vide il sistema radar doppler sostituito da un sistema multiraggio inclinato e i costosi *thrusters* sostituiti da motori a impulsi fatti lavorare a cicli di lavoro elevati. Per risparmiare si decise di non dotare il *lander* della capacità di atterrare su terreni rocciosi e ad alte pendenze ma si investì nella ricerca di aree in cui poter atterrare in modo sicuro.

2.3.3 Mars Science Laboratory

Lo *spacecraft* della missione lanciata nel 2010 era sostanzialmente composto [18] da uno stadio di crociera, l'*aeroshell*, composta da uno scudo termico e l'alloggiamento per lo stadio di discesa (DS-*Descent Stage*) e il *rover* (dal peso di 900 kg quindi circa 5 volte più pesante dei predecessori delle missioni MER).

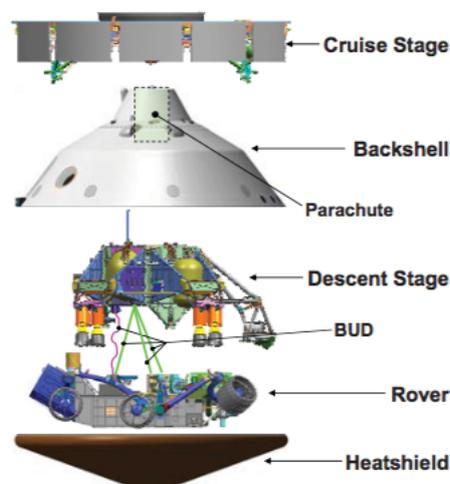


Figura 2-14 Spacecraft della missione MSL

Durante la crociera l'*aeroshell* è attaccata allo stadio di crociera stabilizzato tramite spin e due masse di bilanciamento (CBMs-*Cruise Balance Masses*) sono posizionate all'esterno della stessa per mantenere nullo lo spostamento del centro di gravità durante la rotazione. Una volta che lo stadio di crociera si separa dal resto le masse di bilanciamento vengono espulse prima dell'ingresso in atmosfera per poter garantire un rientro guidato dalla portanza ottenuta spostando il centro di massa rispetto all'asse di simmetria. A seguito del dispiegamento del paracadute supersonico anche lo scudo termico viene gettato via e così facendo vengono esposti sia lo stadio di discesa che il *rover* che compongono il *Power Descent Veichle* (PDV); a sua volta il DS è composto dai sensori di discesa terminale (TDS), i *Mars Lander Engines* (MLEs) e un dispositivo ombelicale (BUD).

Durante la discesa del PDV il *rover* si separa dallo stadio di discesa ed abbassato sul BUD che consiste in tre ponti portanti e un unico dispositivo elettrico centrale non portante, questa configurazione viene soprannominata *Skycrane*. Il sistema di mobilità del *rover* viene abbassato mentre lo stesso viene calato dalla fune e una volta che tocca terra la fune viene tagliata e lo stadio di discesa vola via in modo da evitare di entrare in contatto con lo stesso.

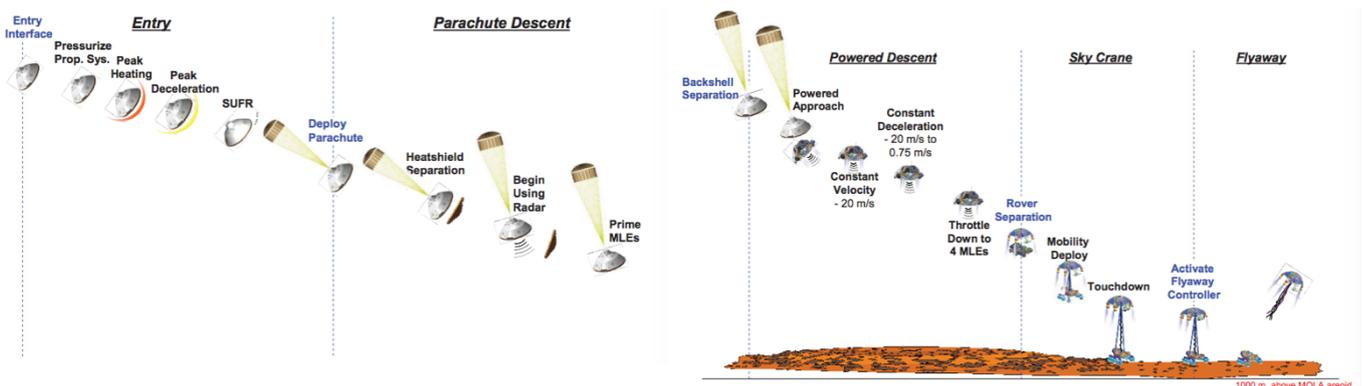


Figura 2-15 Sequenza EDL MSL

I sistemi EDL per le missioni Insight e Perseverance si basano a loro volta sull'utilizzo della tecnologia *Skycrane* già implementata nella missione MSL perciò non verranno trattati nello specifico

2.3.4 Limiti delle tecnologie classiche

Come visto in precedenza tutti i sistemi EDL fino ad oggi utilizzati per atterraggi su Marte si sono basati sulla presenza di un *blunt body* e paracaduti supersonici ma nel caso di discesa e atterraggio in atmosfera marziana i vincoli sulla dimensione dell'*aeroshell* oltre che la ridotta densità atmosferica combinata con la crescita del coefficiente balistico negli anni e la prospettiva di missioni con *payload* umano rendono sempre maggiori le dimensioni del paracadute quindi sempre più difficoltoso il suo dispiegamento e inaccettabili le condizioni operative.

Infatti affinché il paracadute sia efficace esso deve essere dispiegato in un range di numeri di Mach compreso tra 1.1 e 2.1, una pressione dinamica compresa tra 250 Pa e 1200 Pa e un'altitudine non inferiore a +5 km MOLA. Nella figura seguente è mostrato il range di dispiegamento del paracadute con traiettorie a coefficiente balistico crescente vengono inoltre mostrati i coefficienti di resistenza e il Mach di dispiegamento per le missioni fino al 2012 [3, 17, 21].

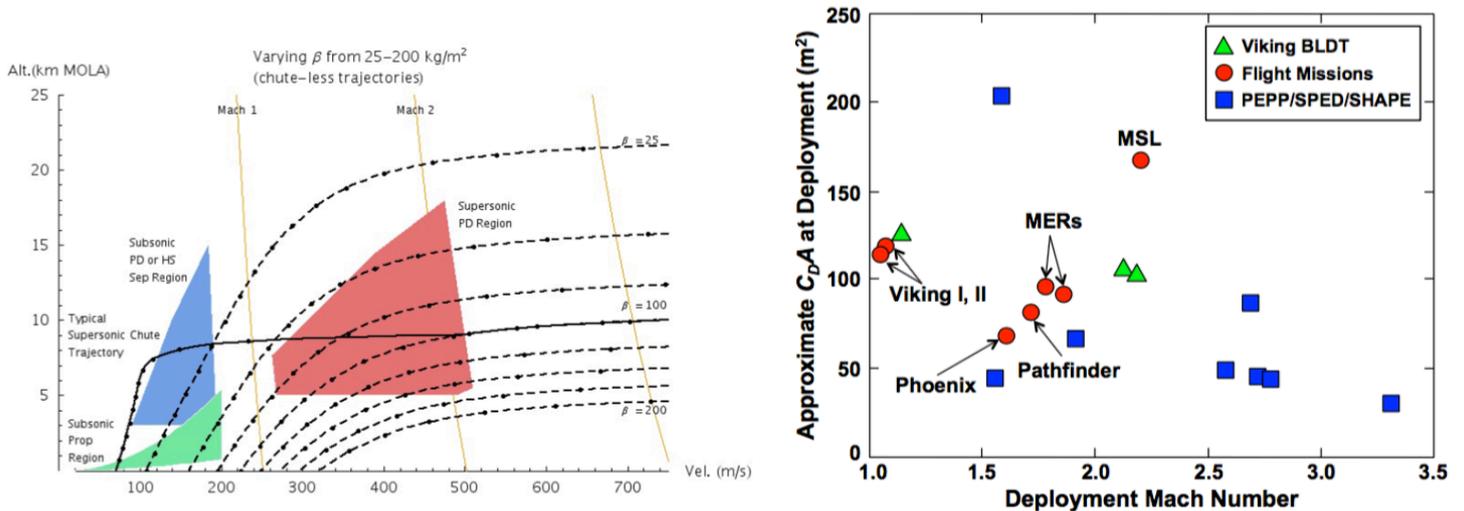


Figura 2-16 Condizioni operative paracadute supersonico

Osservando le traiettorie si nota come il limite per intercettare la regione rappresentante le condizioni ottimali di dispiegamento sia individuabile a β pari a 150 kg/m² perciò superato questo valore limite del coefficiente balistico non si ha più la certezza di poter operare un atterraggio sicuro e ciò porta alla ricerca di nuovi sistemi EDL.

2.4 Approccio in atmosfera marziana-tecnologie innovative

A causa dell'introduzione di *payload* umano nelle missioni verso Marte si raggiungeranno masse molto più elevate (anche sopra le 10 t) con un conseguente aumento dei coefficienti balistici (ben oltre il limite dei 150 kg/m² evidenziato nel paragrafo precedente). Pertanto risulta fondamentale la ricerca di soluzioni innovative in grado di garantire un *soft touch down* intervenendo principalmente nella fase in cui si ha la maggior dissipazione di energia (*high energy phase*) piuttosto che in quella di approccio alla superficie. In seguito verranno analizzate le due soluzioni principali.

2.4.1 Inflatable Aerodynamics Decelerator

Una delle tecnologie più promettenti è rappresentata dall'utilizzo di deceleratori aerodinamici gonfiabili (IAD) il cui sviluppo è iniziato a partire dagli anni '60; lo scopo primario del sistema basato su questo tipo di deceleratori è quello di aumentare l'area resistente a numeri di Mach e pressioni dinamiche maggiori rispetto ai limiti imposti dal sistema basato sull'utilizzo di paracaduti supersonici

senza però aumentare considerevolmente la massa del veicolo [22]. Tra i principali vantaggi di un dispiegamento anticipato vi sono la possibilità di: decelerare ad altitudini più elevate, aumentare la *timeline* degli eventi chiave del processo di ingresso, discesa ed atterraggio ed accedere a siti con altitudini superiori rispetto a quelle considerate finora (+2 km MOLA).

Aumentando l'area resistente si va a ridurre il coefficiente balistico riportandolo in un range accettabile per l'apertura del paracadute inoltre, poiché il flusso termico risulta essere proporzionale all'inverso del raggio di apertura, i requisiti per il sistema di protezione termica risultano essere meno stringenti [21]. Tali vantaggi risultano ancora più significativi quando il design è assialsimmetrico in quanto sia il centro di gravità che quello di pressione possiedono un minor *offset*, il veicolo può possedere un rapporto L/D diverso da zero provocando una riduzione del carico gravitazionale con un conseguente risparmio in massa grazie alla riduzione in termini di strutture.



Figura 2-17 Inflatable Aerodynamics Decelerator

Tuttavia questo tipo di soluzione presenta alcuni svantaggi:

- Riduzione dell'accuratezza sul luogo di atterraggio in quanto a causa dell'aumento della superficie resistente e al conseguente basso valore del coefficiente balistico le fasi di ingresso discesa ed atterraggio risultano più sensibili alle variazioni atmosferiche e alla presenza di venti. Inoltre poiché le forze aerodinamiche (dipendenti dal quadrato della velocità), quindi conseguentemente anche la resistenza, sono più importanti ad alte quote si ha un accumulo degli errori;
- Controllo ridotto in quanto l'impiego di strutture gonfiabili a velocità supersoniche, in particolare, rappresenta un complesso problema aeroelastico poiché l'elevata area resistente necessita di un momento di controllo più elevato;

- Limitato controllo dello sviluppo della traiettoria in quanto gli sviluppi di densità e velocità seguono andamenti opposti (la prima cresce al decrescere dell'altitudine la seconda si comporta in modo speculare) perciò si raggiunge un massimo di pressione dinamica in un punto intermedio del volo e le superfici di controllo non sono efficaci ai limiti di quest'area già ridotta in ampiezza;

Proprio a causa di queste ragioni, nonostante una tecnologia basata su IAD permetta un considerevole aumento del *payload*, essendo richiesta un'incertezza di, al massimo, 100 m sul luogo di atterraggio risulta necessaria la ricerca di soluzioni alternative.

2.4.2 Retropropulsione supersonica

Resta ancora da risolvere il problema relativo all'aumento del *payload*, in particolare nella prospettiva di missioni umane, in quanto come visto in precedenza la soluzione IAD si è dimostrata non idonea. Per quanto concerne le tecnologie "classiche" basate sull'antenato Viking nella *Powered Descent Phase* si aveva l'accensione di un sistema propulsivo basato su piccoli *thrusters* subsonici e da questa idea nasce la retropropulsione supersonica; in particolare questa possibile soluzione al problema prevede l'utilizzo di questi propulsori non nella fase terminale della discesa caratterizzata da velocità subsoniche ma anticipandone l'accensione a numeri di Mach più elevati in particolare sopra l'unità (circa 3-4). Così facendo oltre al contributo della resistenza aerodinamica, con lo sviluppo di un urto staccato detto *bow shock*, si aggiunge il contributo di spinta dei motori diretto verso il flusso indisturbato in avvicinamento.

Attuando questo tipo di soluzione i vantaggi potrebbero essere molti [23] tra cui:

- L'eliminazione del paracadute supersonico consentendo un aumento della massa trasportabile fino ai valori di coefficiente balistico di interesse ($300 \text{ kg/m}^2 \div 450 \text{ kg/m}^2$) finora preclusi a causa delle limitazioni imposte dalle condizioni operative ottime per l'utilizzo di tecnologie basate sull'utilizzo dello stesso;
- Il poter operare oltre i limiti imposti dal "*Mach-Q box*" potendo decelerare ad altitudini inferiori scendendo sotto i 5 km contro i 20 km imposti dal sistema classico, così facendo ci si trova ad operare in zone in cui l'atmosfera risulta meno rarefatta e quindi si riducono le incertezze legate all'atterraggio;
- La possibilità di operare un controllo sui tre gradi di libertà ad ogni assetto senza un cambio di configurazione o geometria;
- Un controllo preciso del veicolo in ogni fase, al contrario della soluzione basata su IAD;

Lo svantaggio principale è costituito dal fatto che prevedendo l'utilizzo dei *thrusters* per un tempo di accensione più prolungato si incorre in un inevitabile aumento dei consumi che provoca quindi la necessità di imbarcare a bordo un maggior quantitativo di propellente e conseguentemente un aumento del coefficiente balistico.

Nella figura seguente viene rappresentata la sequenza di ingresso, discesa e atterraggio nel caso in cui si implementi una soluzione basata sulla retropropulsione supersonica.

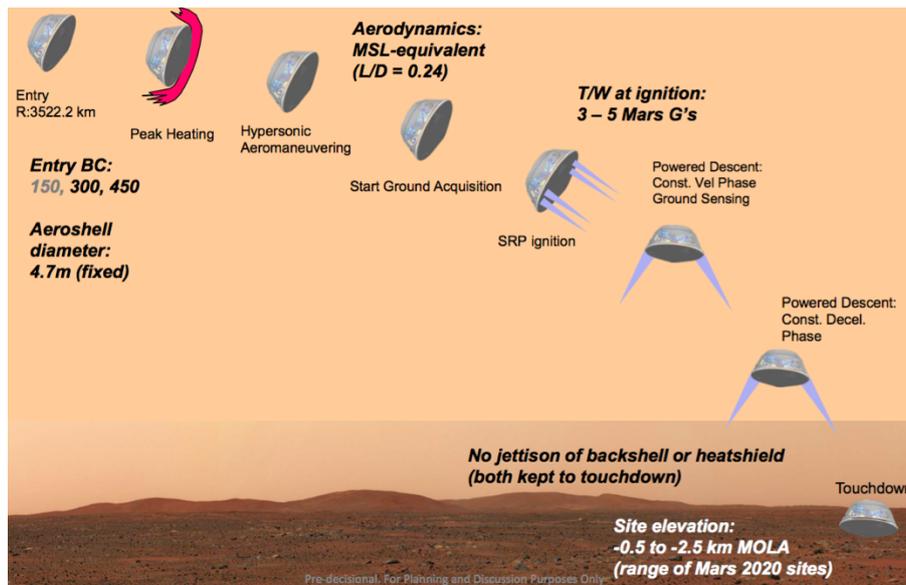


Figura 2-18 Sequenza EDL Supersonic Retropropulsion

3. Supersonic Retropropulsion

3.1 Introduzione al problema

Il campo di moto che si origina nel caso di retropropulsione supersonica risulta essere basato su una complessa interazione tra un getto fortemente sottoespanso (di cui si parlerà successivamente quando si analizzerà nel dettaglio il campo di moto) e il flusso supersonico indisturbato nella direzione opposta; la struttura del getto risulta essere facilmente individuabile e sia la fisica che governa il fenomeno che il comportamento dello stesso mostrano importanti similarità con i casi di getti sonici e supersonici in un mezzo quiescente.

Questa interazione può essere descritta mediante un parametro detto coefficiente di spinta e definito come segue:

$$C_T = \frac{T}{\frac{1}{2}\rho V^2 A} \quad (3.1)$$

Dove T rappresenta la spinta assiale totale prodotta da tutti i motori, ρ e V rappresentano le condizioni di *freestream* e A è la superficie esposta.

Combinando le forze propulsive (T) e le forze aerodinamiche (D) si ottiene il coefficiente della forza assiale totale definito come [3]:

$$C_A = C_T + C_D \quad (3.2)$$

Convenzionalmente i due coefficienti nella somma possono essere ricavati tramite calcoli indipendenti con l'aerodinamica funzione dell'assetto, delle condizioni indisturbate e del numero di Mach mentre le prestazioni del sistema propulsivo raramente costituiscono una variabile nel caso di un razzo classico (specialmente nel caso supersonico in cui gli effetti aerodinamici dei motori sono impossibilitati fisicamente nel propagarsi a monte). Nel caso della retropropulsione, però, il veicolo risulta essere totalmente immerso nei getti uscenti dal proprio motore e nei prodotti della combustione perciò le proprietà aerodinamiche diventano fortemente accoppiate con il comportamento del sistema propulsivo infatti tanto più gli ugelli saranno spostati all'esterno quanto più si avrà un aumento dell'area di interazione causando la nascita di un urto staccato sempre più ampio. Perciò vale:

$$C_A = C_T(T, \rho, V) + C_D(C_T(T, \rho, V), \alpha, V) \quad (3.3)$$

A complicare ulteriormente il fenomeno ci è il fatto che questa dipendenza è a sua volta funzione della geometria pertanto le simulazioni in galleria del vento diventano complesse da attuare e l'ottimizzazione della progettazione difficile da eseguire.

3.2 Campo di moto

Prima di proseguire elencando le due principali configurazioni utilizzate per la retropropulsione supersonica è opportuno un excursus teorico sul campo di moto che si sviluppa e su tutti i principali componenti.

Poiché ci si trova nel caso di corpo tozzo (*blunt body*) investito da una corrente supersonica (*freestream*), quindi con numeri di Mach che superano l'unità, certamente si osserverà la nascita di un urto curvo staccato (*bow shock*) il quale certamente comporterà una variazione brusca delle grandezze fluidodinamiche fornendo un importante contributo alla resistenza. Come detto in precedenza bisogna considerare l'interazione dell'urto formatosi con la presenza dei getti sottoespansi in uscita dagli ugelli del sistema propulsivo a partire dall'atto di accensione dei motori. Verranno in seguito analizzate sia le geometrie degli ugelli che i principali protagonisti dell'interazione cioè il getto (in particolare nel caso sottoespanso) e il *bow shock*.

3.2.1 Ugello semplicemente convergente

Supponendo un'evoluzione del flusso di tipo isoentropico (ideale, cioè senza perdite, e adiabatico, cioè senza scambi di calore) per cui si ottengono le seguenti relazioni che legano le grandezze totali e statiche:

$$\frac{p^\circ}{p} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (3.4)$$

$$\frac{T^\circ}{T} = 1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \quad (3.5)$$

$$\frac{\rho^\circ}{\rho} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (3.6)$$

Mentre per quanto concerne la portata in massa si ottiene:

$$\dot{m} = \frac{p^\circ A}{\sqrt{\mathbb{R}T^\circ}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \left[\left(\frac{p_\infty}{p^\circ}\right)^{\frac{2}{\gamma}} - \left(\frac{p_\infty}{p^\circ}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \right]} \quad (3.7)$$

Dalla *formula* (3.7) si evince come la portata aumenti tanto più è piccolo il rapporto $\frac{p_\infty}{p^\circ}$ (che verrà ad essere definito come l'inverso del *jet pressure ratio*) ed essa assuma un valore massimo per $p_\infty = p^*$ con p^* definita pressione critica e il corrispondente rapporto chiamato rapporto di pressione critica. Andando ad abbassare ulteriormente il rapporto ci si aspetterebbe una curva che tenda allo zero ma sperimentalmente si osserva come la portata si mantenga ad un valore costante. Ciò a causa del raggiungimento, in prossimità della gola, di Mach unitari per cui si verifica il caso in cui la velocità

in uscita dal condotto è maggiore di quella con cui i segnali risalgono a monte perciò l'unica dipendenza è rispetto alle condizioni totali e l'ugello viene detto "strozzato" (si raggiungono le condizioni di *choking*); pertanto si evince che la velocità massima raggiungibile nel caso di ugello semplicemente convergente sia quella sonica ($M=1$).

In *Figura 3-1* [14] viene mostrato l'andamento della portata in funzione del rapporto $\frac{p_\infty}{p^\circ}$.

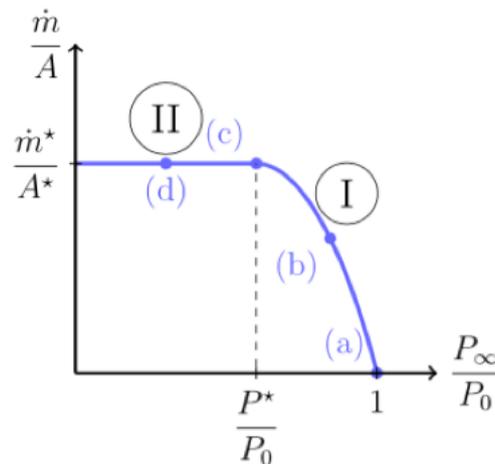


Figura 3-1 Portata in massa in funzione del rapporto $\frac{p_\infty}{p^\circ}$

- I. Per valori di ingresso del rapporto $\frac{p}{p^\circ}$ compresi tra 1 e $\frac{p^*}{p^\circ}$ la corrente espande fino a raggiungere il valore p_∞ in uscita con Mach minori dell'unità pertanto il segnale di pressione ambiente è in grado di risalire il condotto consentendo al flusso di raggiungere la condizione di adattamento per cui vale $p_e = p_\infty$.
- II. Per valori di ingresso del rapporto $\frac{p}{p^\circ}$ inferiori a quello critico poiché in gola si raggiunge $M=1$ le informazioni non possono risalire il condotto e quindi si otterrà $p_e = p^*$ per cui si avrà equilibrio al di fuori dell'ugello dando origine al caso di getto sottoespanso.

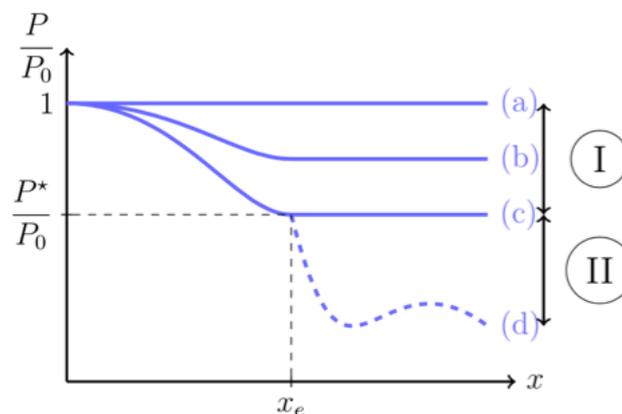


Figura 3-2 Evoluzione longitudinale della pressione in un ugello semplicemente convergente

Al fine di ottenere il rapporto di pressione critica si sostituisce in *formula (3.4)* un valore di Mach unitario perciò si ottiene (considerando $\gamma=1.4$ per l'aria):

$$\frac{p^*}{p^\circ} = \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = 0.528 \quad (3.8)$$

3.2.2 Ugello convergente-divergente

Come visto in precedenza l'ugello semplicemente convergente è in grado di garantire una velocità massima, nelle condizioni di *choking*, pari a quella sonica mentre nel caso in cui si volesse avere un'ulteriore accelerazione della corrente fino a $M>1$ è necessario unire un tratto divergente per un'ulteriore espansione.

In presenza di un ugello di questo genere possiamo distinguere tra quattro diversi casi come mostrato in *Figura 3-3*.

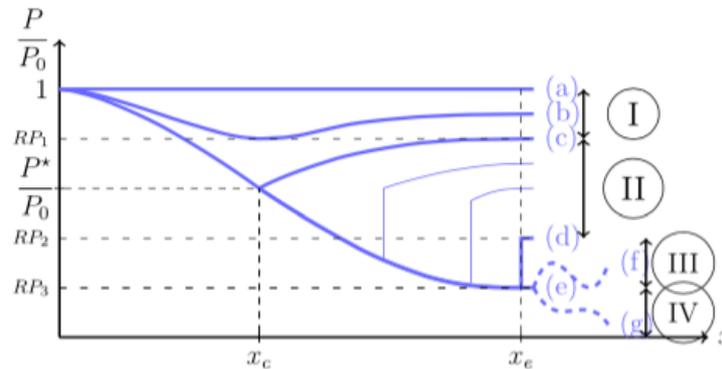


Figura 3-3 Evoluzione longitudinale della pressione in un ugello convergente-divergente

4. Per rapporti $\frac{p}{p^\circ}$ maggiori di quello critico la corrente accelera nel tratto convergente rimanendo comunque a valori di velocità subsonici per poi essere decelerato nel divergente e raggiungere la pressione ambiente;
5. Riducendo la pressione ambiente per arrivare a rapporti $\frac{p}{p^\circ} = \frac{p^*}{p^\circ}$ si giunge nella condizione di *choking* per cui il Mach in gola $M_t=1$ e si raggiunge il valore massimo di portata. Risulta possibile, tramite un valore di pressione (p_1), distinguere il caso in cui la corrente evolve nel divergente decelerando (al di sopra di tale valore di pressione) o accelerando (al di sotto di tale valore di pressione); per calcolare questo valore limite si ricorre alla relazione, espressa in *formula (3.9)*, che lega il numero di Mach in uscita (M_e) alla geometria dell'ugello in termini di rapporto tra le aree di uscita e di gola ($\frac{A_e}{A_t}$) nel caso di correnti stazionarie isoentropiche:

$$\frac{A_e}{A_t} = \frac{1}{M_e} \left[\frac{2}{\gamma+1} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_e^2 \right) \right]^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (3.9)$$

Per cui fissata la geometria dell'ugello si ottengono due valori diversi del Mach in uscita relativi al caso di corrente subsonica ($M_{e,1}$) o supersonica ($M_{e,2}$) con il primo valore si ottiene la pressione di interesse:

$$p_1 = \frac{p^\circ}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_{e,1}^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}} \quad (3.10)$$

Per valori inferiori a p_1 l'ugello si trova sempre in condizioni di *choking* ma la corrente accelera lungo il divergente, si ha adattamento solo per un valore ben definito di pressione detta *pressione di design* calcolata analogamente al caso precedente ma sostituendo $M_{e,2}$ a $M_{e,1}$:

$$p_d = \frac{p^\circ}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_{e,2}^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}} \quad (3.11)$$

Per valori del rapporto $\frac{p}{p^\circ} < \frac{p^*}{p^\circ}$ si ha la nascita di onde d'urto all'interno del divergente che si spostano via via verso l'uscita al ridursi della pressione ambiente;

Per un valore specifico di pressione (p_3) ottenibile dalle relazioni dell'urto retto si ha la coincidenza dell'onda d'urto con la sezione di uscita dell'ugello perciò vale:

$$p_3 = p_d \frac{2\gamma M_{e,2}^2 - (\gamma-1)}{\gamma+1} \quad (3.12)$$

6. Per valori di pressione compresi tra p_d e p_3 si ottiene il caso di *getto sovraespanso* cioè il caso in cui si raggiunge un equilibrio di pressione esternamente all'ugello tramite onde d'urto oblique;

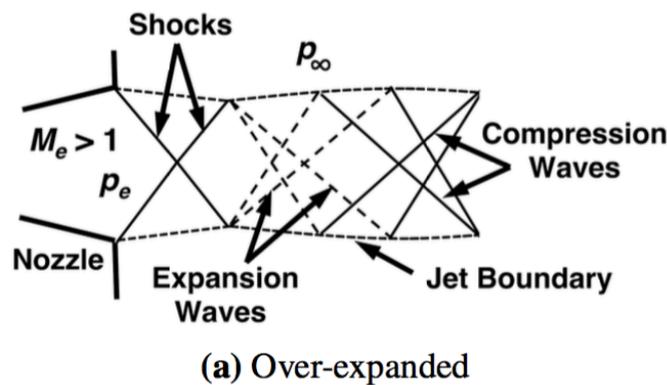
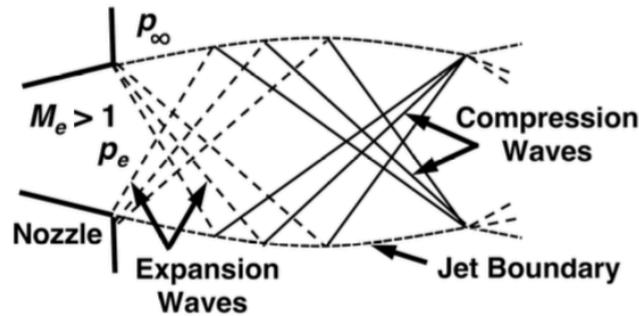


Figura 3-4 Getto sovraespanso

7. Per valori di pressione inferiori a p_3 si ottiene il caso di *getto sottoespanso* cioè il caso in cui si raggiunge un equilibrio di pressione esternamente all'ugello tramite un ventaglio di espansione;



(b) Under-expanded

Figura 3-5 Getto sottoespanso

3.2.3 Getto sottoespanso

Si definisce getto quel campo di moto originatosi mettendo in comunicazione un ambiente esterno in cui vige la pressione p_∞ (valore di *freestream*) con un ambiente pressurizzato; a seconda del salto di pressione e della geometria (analizzata in precedenza) si ottengono tre soluzioni distinte:

- Getto sovraespanso
- Getto perfettamente espanso
- Getto sottoespanso

In particolare verrà analizzato quest'ultimo caso.

La struttura del campo di moto e la sua stabilità dipendono fortemente dal *jet pressure ratio*, definito come rapporto tra la pressione de getto e la pressione del flusso indisturbato, e dalla configurazione impiegata (es. unico ugello centrale o ugelli periferici); il numero di Mach di uscita e la composizione del flusso dipendono a loro volta dalla struttura del campo.

Si definiscono il *jet pressure ratio* o *rapporto di pressione d'uscita* (η_e) e il *rapporto di pressione totale* (η_0) come [2]:

$$\eta_e = \frac{p_e}{p_\infty} \quad (3.13)$$

$$\eta_0 = \frac{p^\circ}{p_\infty} \quad (3.14)$$

Dalle considerazioni fatte in precedenza si evince che per essere nel caso di getto sottoespanso, dovendo valere $p_\infty < p^*$, il rapporto di pressione totale deve essere almeno uguale o superiore

all'inverso del rapporto di pressione critica ($\eta_0 \geq \frac{p^\circ}{p^*}$) e l'ugello deve essere del tipo convergente-divergente; inoltre viene aggiunta un'altra condizione cioè deve valere $\eta_e > 1$.

Generalmente all'interno del getto vengono distinte tre zone [14]:

- La zona di campo vicino o *nearfield zone* a sua volta suddivisa in: nucleo o *core* dove il flusso è isolato dall'ambiente e il suo comportamento è dominato dagli effetti della compressibilità e zona di miscelazione o *mixing layer*. In questa prima zona il fluido segue un'espansione isoentropica fino alla ricomprensione tramite onde d'urto; nella zona di mescolamento gli effetti della turbolenza provocano uno scambio tra il getto e l'ambiente circostante, tale scambio è caratterizzato dalla presenza di strutture vorticose. In questa zona è possibile distinguere una regione supersonica, tra il fronte del getto e la linea a pressione costante, e una regione subsonica, tra la medesima linea e il nucleo.
- La zona di transizione o *transition zone* il cui inizio corrisponde al punto in cui la linea sonica ha raggiunto l'asse e il *mixing layer* ha completamente sostituito la parte interna. In questa zona si hanno variazioni, sia longitudinalmente che radialmente, relativamente piccole delle variabili facilitando il mescolamento dei due fluidi (quello espulso dal getto e quello dell'ambiente) portando ad una pressione uniforme.
- La zona di campo lontano o *farfield zone* dove il getto può essere perfettamente espanso, il flusso sviluppato e le sue caratteristiche auto-similari con i profili di velocità longitudinale e temperatura lungo l'asse inversamente proporzionali alla distanza dall'uscita mentre radialmente assumono un profilo simile ad una gaussiana.

I due rapporti di pressione definiti precedentemente vanno ad influenzare particolarmente la prima delle tre zone in cui il flusso è governato dagli effetti della compressibilità e quasi mai stazionario, altri parametri di influenza possono essere il Mach di uscita e l'angolo di divergenza del getto nel piano di uscita. In particolare si possono verificare eventi diversi al variare di questi due parametri:

- *Getto lievemente sottoespanso* per $1 \leq \eta_e \leq 1.1$ e $1 \leq \eta_0 \leq 1.9$, è presente un'onda d'urto in corrispondenza dell'uscita;
- *Getto moderatamente sottoespanso* per $1.1 \leq \eta_e \leq 3$ e $2 \leq \eta_0 \leq 4$, il getto assume una forma detta "a diamante" o "a X". In uscita il fluido subisce un'espansione di *Prandtl-Meyer* (2) dal piano di uscita al confine del getto corrispondente alla superficie esterna del *mixing layer*, in questo modo la pressione viene riportata ad un valore uguale a quello dell'ambiente esterno; appena incontra la linea a pressione costante (3) il fascio di espansione viene riflesso come una serie di onde di compressione che convergono all'interno del getto e si uniscono a formare

un urto obliquo (4) chiamato *intercepting shock*. Una volta che l'urto incontra l'asse viene a sua volta riflesso come un nuovo urto obliquo detto *reflected shock* (5) il quale incontrando la linea a pressione costante da nuovamente origine ad un fascio di espansione (6); il campo di moto si ripete in modo periodico a valle.

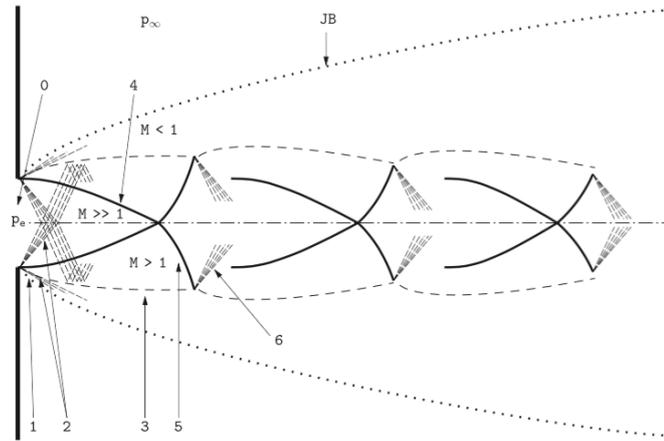


Figura 3-6 Getto moderatamente sottoespanso

- *Getto altamente sottoespanso* per $2 \leq \eta_e \leq 4$ e $4 \div 5 \leq \eta_0 \leq 7$, il getto assume una forma detta “a barile” (*barrel shock*) e si ha la nascita di un disco di Mach (5). A causa dell'aumento dei rapporti di pressione non è più possibile una riflessione regolare dell'*intercepting shock* pertanto attorno ad un valore di angolo detto critico si ha la nascita di un urto retto detto disco di Mach e il punto in cui l'*intercepting shock*, il disco di Mach e il *reflected shock* vengono ad unirsi è detto punto triplo (6); il flusso a valle dell'urto retto è subsonico mentre attraverso gli urti obliqui si mantiene supersonico. Laddove il *reflected shock* intercetta la linea a pressione costante si ha l'origine di un fascio di espansione (8) e, nonostante il flusso sia prevalentemente supersonico in uscita, è possibile distinguere uno strato limite subsonico.

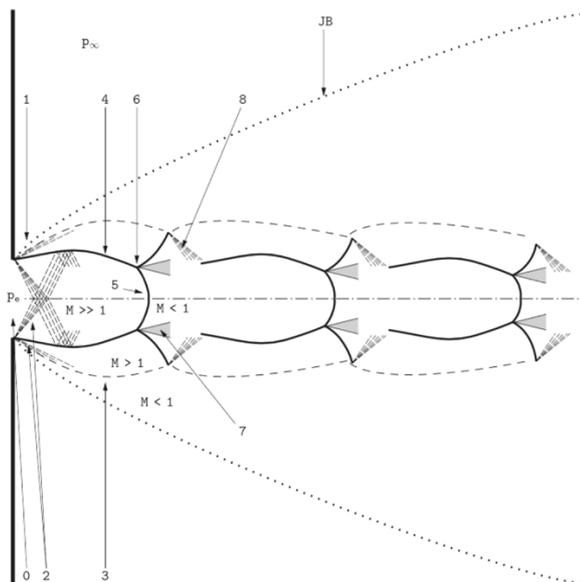


Figura 3-7 Getto altamente sottoespanso

- *Getto estremamente sottoespanso* per $\eta_e > 3 \div 4$ e $\eta_0 \geq 7$, a causa dell'aumento dei rapporti di pressione si verifica una diminuzione del numero di celle fin tanto che il nucleo è dominato solamente dalla prima. In questo caso il disco di Mach non può essere considerato come un urto retto ma è necessario considerarne la curvatura. Inoltre il diametro totale del getto diminuisce a causa dello scambio di quantità di moto causato dall'interazione con l'ambiente esterno portando ad un allungamento longitudinale del getto stesso.

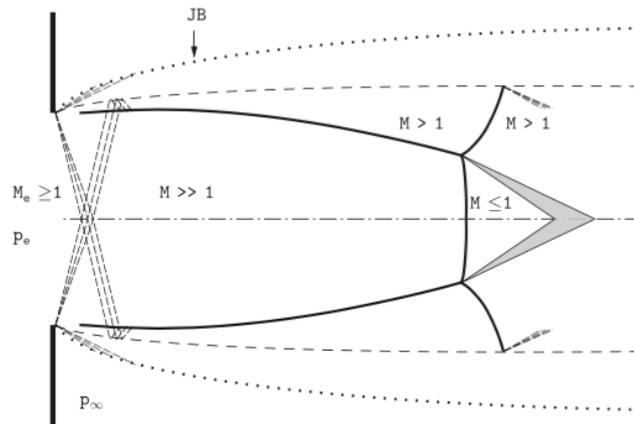


Figura 3-8 Getto estremamente sottoespanso

3.2.4 Bow Shock

L'origine di questo tipo di urto (corrispondente ad un'onda d'urto staccata e curva) si ha generalmente alla fine del regime transizionale quando si raggiunge il picco di surriscaldamento (le collisioni tra le molecole si fanno sempre più evidenti a causa dell'aumento della densità e la loro presenza non può essere ignorata) [3].

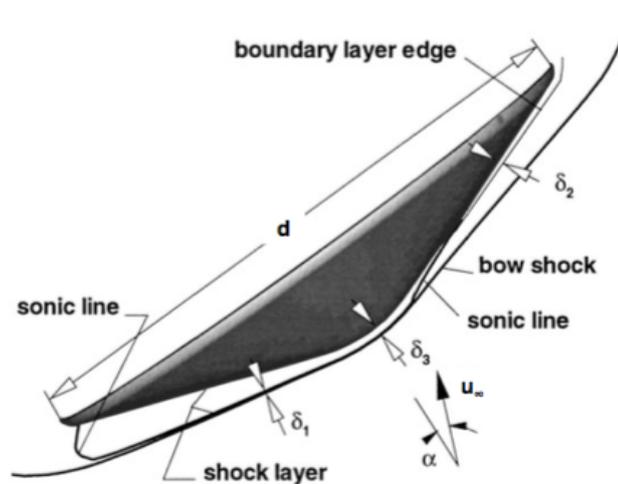


Figura 3-9 Bow Shock

Risulta quindi fondamentale fare una distinzione tra i regimi di fluido che il corpo immerso nell'atmosfera si trova ad attraversare durante le fasi di ingresso, discesa ed atterraggio pertanto è necessario definire il *numero di Knudsen* come il rapporto tra il libero cammino medio, cioè la distanza che intercorre tra le particelle componenti l'atmosfera, e la dimensione caratteristica del corpo (es. il diametro):

$$Kn = \frac{l}{L} \quad (3.15)$$

Grazie all'introduzione di questo parametro possiamo distinguere tra tre diversi regimi:

- *Free molecular flow* per $Kn < 100$: ci si trova nelle condizioni di gas altamente rarefatto in quanto il libero cammino medio supera di due ordini di grandezza la dimensione caratteristica del corpo in esame e si possono considerare collisioni molecolari pressoché assenti. Questo regime si incontra appena dopo l'ingresso in atmosfera cioè ad alte quote laddove la densità risulta essere molto bassa. Questa fase può essere analizzata tramite Simulazione Diretta Monte Carlo (DSMC);
- *Transitional flow* per $0.01 < Kn < 100$: il valore della densità inizia ad aumentare, si riduce il libero cammino medio e si osservano le prime interazioni tra molecole. Per lo studio di questa fase è possibile ricorrere alle equazioni di *Navier Stokes* ma non con le classiche condizioni al contorno di *no slip* bensì di *slip* a parete essendo la densità ancora molto bassa;
- *Continuum flow* per $Kn < 0.01$: le interazioni tra molecole sono ben osservabili ed è possibile utilizzare le equazioni di *Navier Stokes* con le condizioni al contorno classiche di *no slip* a parete;

Ad alti numeri di *Reynolds* è possibile distinguere tra due casi:

- Calcolo del flusso termico per cui è necessario considerare anche la presenza di viscosità;
- Calcolo della distribuzione di pressione per cui è possibile considerare unicamente la parte inviscida ed effettuare un'analisi euleriana, cioè andando a trascurare i fenomeni di trasporto e di diffusione;

Poiché non vengono considerati i fenomeni di alta temperatura, i calori specifici possono essere considerati come costanti quindi anche γ può essere considerato costante pari a 1.4.

Quando la corrente incontra l'urto essa subisce un cambiamento nelle variabili termodinamiche valutabile mediante le relazioni di *Rankine-Hugoniot* secondo cui vale:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \frac{p_2}{p_1} + 1}{\frac{\gamma+1}{\gamma-1} + \frac{p_2}{p_1}} \quad (3.16)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \frac{\rho_2}{\rho_1} - 1}{\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \frac{\rho_2}{\rho_1}} \quad (3.17)$$

Dove con 2 si indicano le grandezze a valle dell'urto e con 1 le grandezze a monte dello stesso. Da queste due relazioni è possibile ricavare le grandezze di monte e valle in funzione del numero di Mach della corrente incidente (M_1):

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma+1} (M_1^2 \sin^2 \theta - 1) \quad (3.18)$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma+1)M_1^2 \sin^2 \theta}{(\gamma-1)M_1^2 \sin^2 \theta + 2} \quad (3.19)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(1 + \frac{2\gamma}{\gamma+1} (M_1^2 \sin^2 \theta - 1)\right) \frac{(\gamma-1)M_1^2 \sin^2 \theta + 2}{(\gamma+1)M_1^2 \sin^2 \theta} \quad (3.20)$$

$$M_2^2 = \frac{(\gamma-1)M_1^2 + 2}{2\gamma M_1^2} \quad (3.21)$$

Risulta possibile collegare l'angolo di deflessione (δ), cioè la deflessione subita dal flusso che risente della presenza del corpo solo in prossimità dell'urto, con la pendenza locale (θ) dell'urto stesso ed il numero di Mach della corrente indisturbata (M_∞):

$$\tan \delta = 2 \cot \theta \frac{M_\infty^2 \sin^2 \theta - 1}{M_\infty^2 (\gamma + 1 - 2 \sin^2 \theta) + 2} \quad (3.22)$$

Creando il grafico di questa funzione si ottiene una curva della *cardioide*:

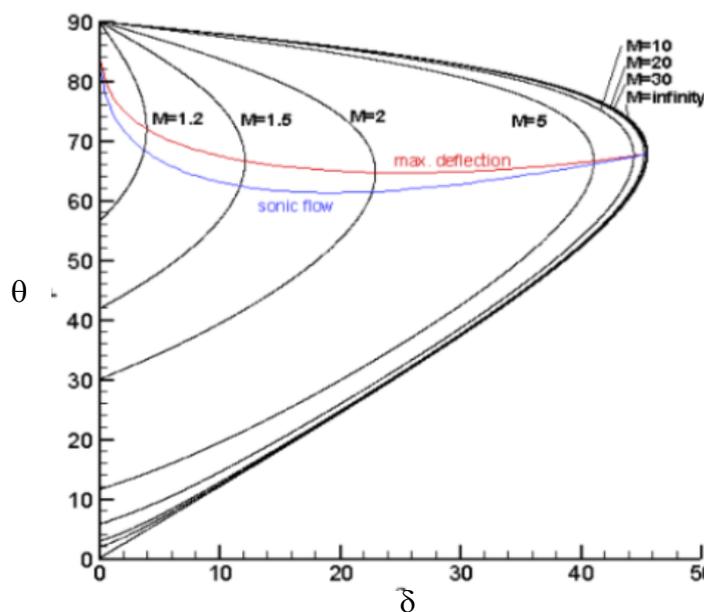


Figura 3-10 Diagramma δ - θ -Mach

Nel caso di corpo tozzo, come già detto in precedenza, si viene a generare un urto curvo staccato ed in particolare in corrispondenza del punto di arresto si ha lo sviluppo di una zona subsonica ($M < 1$) e

l'urto risulta essere del tutto simile ad un urto retto (per $\delta=0^\circ$ si ottiene $\theta=90^\circ$). Allontanandosi dall'asse del corpo la configurazione dell'urto cambia ed esso viene ad essere più simile ad un urto obliquo con una conseguente riduzione dell'intensità dello stesso; in particolare possiamo distinguere nel grafico due zone:

- Zona degli urti forti, al di sopra della linea di *max deflection*, per cui la corrente a valle del fenomeno assumerà velocità subsoniche;
- Zona degli urti deboli, al di sotto della linea di *max deflection*, per cui la corrente a valle del fenomeno assumerà velocità supersoniche;

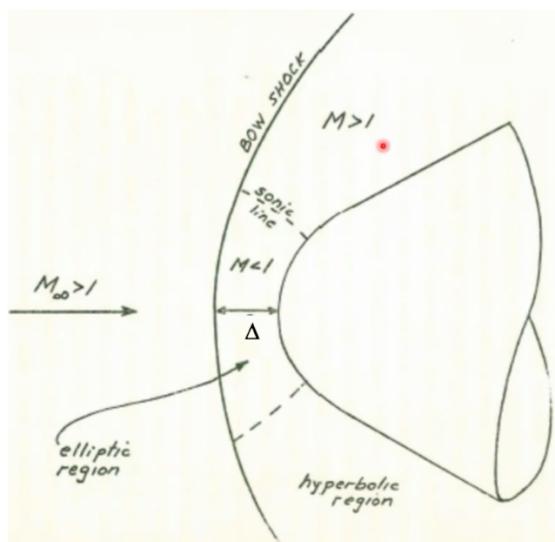


Figura 3-11 Urto curvo staccato su corpo tozzo

Inoltre per ciascuna delle curve disegnate risulta possibile individuare il punto in cui si ottiene Mach unitario, unendo tutti i punti delle diverse curve si ottiene quella che viene chiamata *linea sonica* la cui posizione influenza notevolmente le caratteristiche del flusso in particolare se essa si trova in corrispondenza del “naso” del corpo la distribuzione di pressione a valle è circa costante e può essere ottenuta, così come i coefficienti aerodinamici, mediante metodi cosiddetti *Newtoniani*. Se però la linea sonica assume una posizione più vicina al retro del corpo (spalla) la pressione assume un andamento monotono decrescente a partire dal naso e i metodi *Newtoniani* non risultano più adatti a predire il comportamento in quanto essi andranno a sovrastimare la pressione sul naso e sottostimarla sulla spalla del corpo [2]. Infine quando la linea sonica rimane vicino allo strato limite lungo la maggior parte del corpo la distribuzione di pressione può variare rapidamente sulla spalla e combinando queste repentine variazioni con il braccio importante si hanno significative variazioni del coefficiente di momento statico.

Nel caso di *blunt body* la separazione del flusso occorre prevalentemente vicino alla spalla in quanto l'angolo che il flusso deve percorrere per raggiungere il corpo stesso è molto importante e la regione di

alta pressione dietro la spalla genera strutture vorticosse composte dal flusso separato, aumentando il numero di Reynolds si osserva come l'ampiezza della scia generata da queste zone tenda a ridursi.

3.3 Configurazione “Single Nozzle”

Viene considerata inizialmente la configurazione più comune e maggiormente studiata con un unico ugello posizionato sulla linea centrale. Nella figura seguente (3-12) viene riportato il campo di moto sviluppatosi e si mette in mostra la complessa interazione tra getto in uscita dall'ugello stesso e *freestream*:

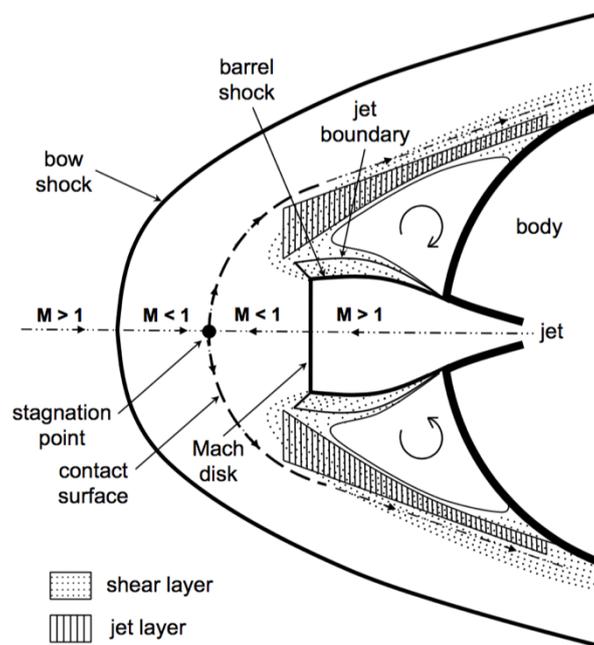


Figura 3-12 Campo di moto configurazione single nozzle

Le strutture primarie presenti all'interno di questo campo di moto risultano essere: il *bow shock*, il punto di stagnazione (in cui si raggiunge un valore del numero di Mach nullo) particolarmente importante per l'intera struttura del flusso, il *jet terminal shock* e le regioni di ricircolazione con le strutture vorticosse; la posizione e la stabilità di questi elementi sono funzione del rapporto tra pressione totale del getto e pressione totale di *freestream* rappresentabile anche dal coefficiente di spinta assumendo una pressione di stagnazione del *freestream* fissata per le date condizioni.

Il flusso proveniente da infinito a monte, inizialmente supersonico, incontra l'urto staccato e passa in regime subsonico per poi andare ad arrestarsi in corrispondenza del punto di stagnazione. Analogamente il flusso in uscita dall'ugello subisce una decelerazione tramite miscelamento, dissipazione viscosa o un urto retto (in questo caso è presente il disco di Mach assimilabile ad un urto retto). Il punto di stagnazione viene a generare quella superficie di contatto che separa le due zone subsoniche pertanto la corrente incidente verrà deflessa in funzione della resistenza creata dal flusso

in uscita dall'ugello; l'interazione tra getto e flusso supersonico incidente è causa della transizione da stabile ad altamente instabile e di nuovo stabile al crescere del rapporto delle pressioni totali.

Nel caso in cui il getto non penetri nell'urto staccato si ha un comportamento stabile con il *bow shock* vicino al corpo (prima figura-no SRP) [2], in questo caso la struttura del flusso non è oscillante; si ha un comportamento instabile quando il getto penetra nell'urto e si ha un'evidente deformazione dell'urto stesso (circa 8÷10 diametri) che tende a dissolversi, questa situazione viene detta *Long Penetration Mode* (LPM); dopo che lo spostamento dell'urto a monte ha raggiunto il massimo esso collassa tornando ad una situazione pressoché stabile simile al caso originale con le principali instazionarietà concentrate nel punto triplo, questa situazione viene detta *Blunt Penetration Mode* (BPM) essa viene raggiunta quando le pressioni in gioco assumono valori molto elevati e il getto in uscita dall'ugello risulta ridotto in lunghezza ma molto ampio.

Dovendo, per le missioni future, spingersi verso un aumento sempre maggiore della massa è preferibile optare per una configurazione BPM data la maggior stabilità.

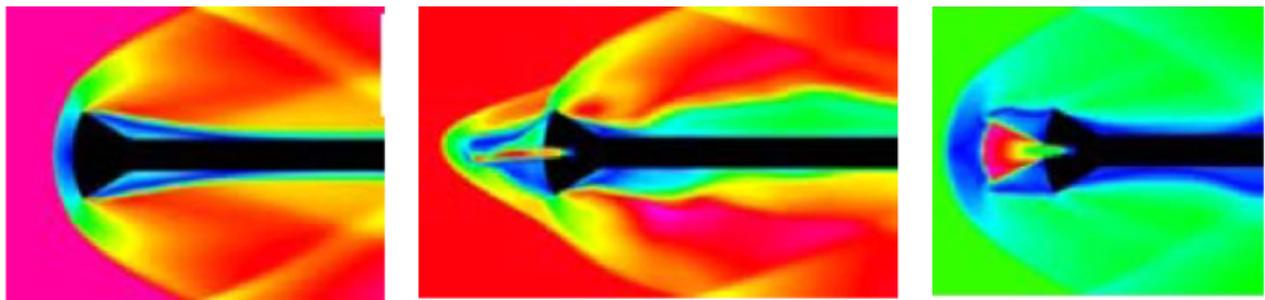


Figura 3-13 Confronto tra no SRP, LPM e BPM al crescere del rapporto delle pressioni totali

La transizione del campo di moto è risultato della struttura del getto:

- Per un getto *sovraespanso* i confini dello stesso tendono a collassare nella linea centrale per far coincidere la pressione in uscita con quella esterna, si origina quindi un urto che impedisce agli urti riflessi di avere una forza tale da perturbare la corrente incidente, quindi ci si trova nel caso di BPM;
- Per un getto *altamente sottoespanso* è un'unica *shock cell* con alla fine un disco di Mach a far coincidere i valori di pressioni, ci si trova quindi nel caso di BPM;
- Per un getto *moderatamente sottoespanso* vi è una serie di espansioni e compressioni per far coincidere le pressioni, essa termina con una superficie di contatto più inclinata pertanto si avrà una penetrazione maggiore quindi ci si troverà nel caso di LPM;

Tuttavia nonostante la configurazione con il singolo ugello in posizione centrale sia la più semplice dal punto di vista della progettazione e della costruzione si dimostra sperimentalmente come essa provochi una diminuzione della resistenza aerodinamica come mostrato in figura:

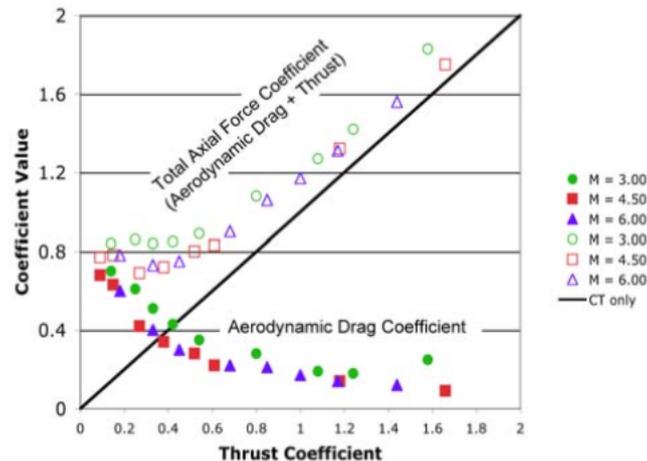


Figura 3-14 Riduzione del coefficiente di resistenza (C_D) per una configurazione di tipo single nozzle

Tale diminuzione è sostanzialmente indipendente dal numero di Mach mentre dipende dal coefficiente di spinta (C_T) infatti aumentando questo valore si ha una riduzione iniziale (fino al 10% rispetto alla configurazione senza getto [2]) per poi seguire un andamento pressoché costante; superati valori del coefficiente di spinta di 1.5 il coefficiente assiale totale risente solo del contributo di quest'ultimo. Questo a causa del fatto che all'aumentare del coefficiente di spinta, grazie alla schermatura imposta dal getto, si ha una riduzione della pressione agente sulla superficie.

3.4 Configurazione “Peripheral Nozzles”

Oltre alla configurazione con ugello centrale appena analizzata è necessario citare anche quella con più ugelli posti circonferenzialmente ai limiti del *forebody*.

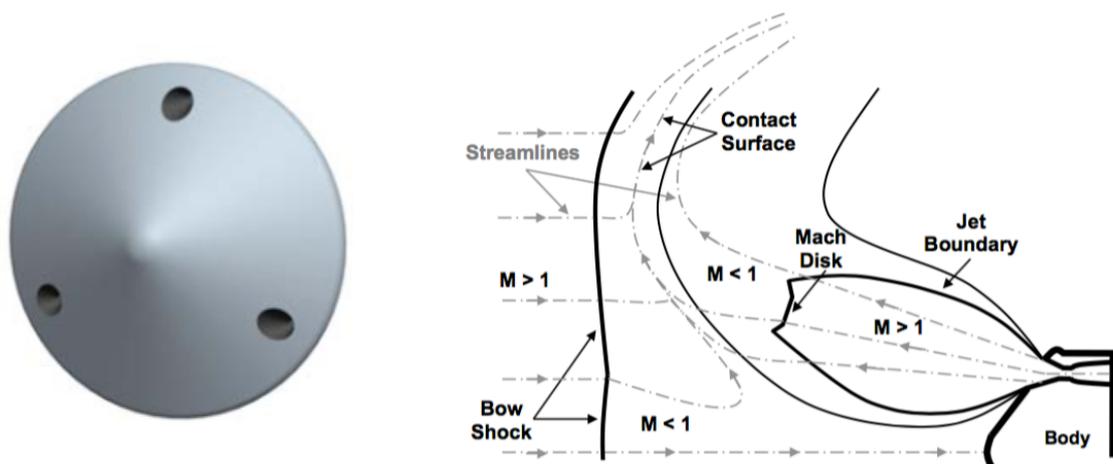


Figura 3-15 Peripheral nozzles configurazione e campo di moto

In una configurazione di questo tipo l'interazione tra flusso in uscita dai *nozzles* e *bow shock* risulta essere di natura differente in quando i getti in uscita vengono "spinti" via dal corpo e, a basse portate, essi diffondono nel *freestream* proveniente dalla direzione opposta grazie al fenomeno del *mixing*. Proprio per questo motivo il campo di moto per una configurazione con *peripheral nozzles* non presenta le ampie zone di ricircolazione [2] caratterizzanti il caso ad un unico ugello centrale ma è presente una zona uniforme ad alta pressione nella zona di *aeroshell* interna agli ugelli risultato del minor disturbo provocato da quella porzione di urto posizionata vicino al *nose* del corpo tozzo.

Al crescere del coefficiente di spinta si nota un aumento della *stand off distance* (Δ cioè distanza dell'urto dal corpo) finché il campo di moto diventa instabile (per C_T superiori a 3) e i getti iniziano a disturbare l'urto pertanto il flusso in uscita dagli ugelli diffonde e genera un *terminal shock* piuttosto che mescolarsi con il *freestream*. Tuttavia la disposizione dei motori fa sì che, nonostante l'urto tenda comunque a separare al crescere del coefficiente di spinta, il *bow shock* stesso tenda ad "allargarsi" e, invece di causare una diminuzione della resistenza aerodinamica osservata nel caso di ugello singolo disposto centralmente, questo aumento dell'area apparente esposta provoca un aumento della stessa resistenza questo si verifica finché il coefficiente di spinta non sia sufficientemente alto da causare la distruzione dell'urto. Pertanto poiché entrambi i coefficienti, che fanno da contributo nella somma per il coefficiente di forza assiale totale aumentano, lo stesso C_A aumenterà come mostrato nella figura seguente:

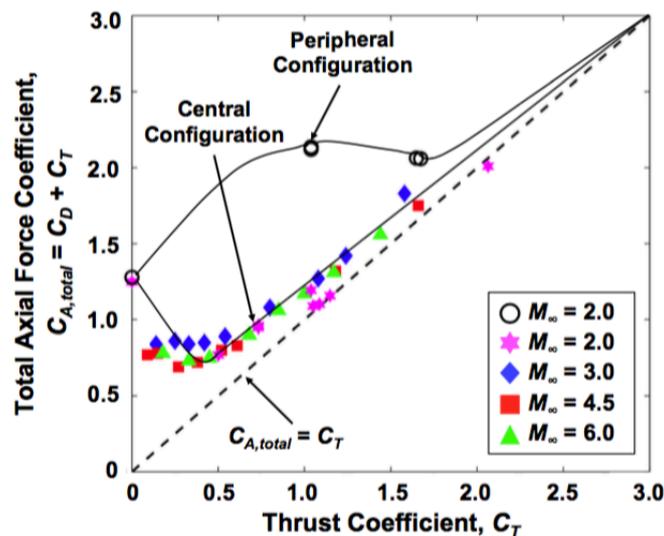


Figura 3-16 Aumento del coefficiente di forza assiale (C_A) per una configurazione di tipo peripheral nozzles

Dalla figura soprastante si evince come per valori del coefficiente di spinta inferiori a 1.5 la configurazione di tipo *peripheral nozzles* sia più efficiente dal punto di vista aerodinamico rispetto a quella di tipo *single nozzle* infatti per quanto riguarda quest'ultima si osserva un iniziale brusco calo di resistenza noto come *drag disruption* mentre per una configurazione con più ugelli questo

fenomeno risulta ritardato a valori maggiori del C_T mentre per valori del coefficiente di spinta sopra a 3 i due tipi di configurazione analizzati risultano fornire un coefficiente di forza assiale pressoché identico.

In particolare per valori del coefficiente di spinta minori di 1.5 gran parte del coefficiente di forza assiale risulta composto dal coefficiente di resistenza con il veicolo che beneficia sia della decelerazione indotta dall'urto che da quella indotta dai motori stessi mentre per valori superiori a 1.5, poiché i getti tendono a coalescere all'aumentare della pressione totale, si mostra un comportamento simile a quello di ugello singolo disposto centralmente.

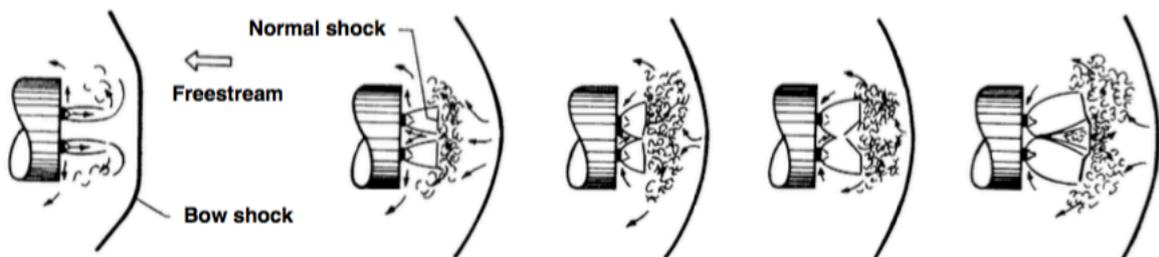


Figura 3-17 Coalescenza dei singoli getti in un'unica struttura più ampia

Il processo di coalescenza ha origine nel momento in cui il campo di moto è fortemente instabile e i confini di ciascun getto si intersecano generando continue oscillazioni tra onde d'urto rette e oblique con la possibilità che si crei una nuova *slip line*.

4. Modelli matematici

Risulta a questo punto necessario l'introduzione di un capitolo in cui verranno trattate le principali equazioni di governo della fluidodinamica, equazioni di *Navier-Stokes* in particolare nella formulazione utile allo studio della turbolenza (*Reynolds Averaged Navier-Stokes*), oltre che i principali modelli di turbolenza utilizzati per le successive analisi.

Infine il capitolo verrà concluso con un excursus dei metodi numerici implementati nella fluidodinamica computazionale.

4.1 Equazioni di Navier-Stokes

Le equazioni di *Navier-Stokes* sono comunemente utilizzate per descrivere il comportamento di un fluido che attraversa un volume di controllo; esse sono basate su tre principi fisici:

- Conservazione della massa
- Seconda legge di Newton o variazione del momento nel tempo
- Primo principio della termodinamica cioè la conservazione dell'energia

Considerando un volume di controllo fisso nello spazio e attraversato dal fluido si sta sostanzialmente seguendo l'approccio *Euleriano* (per quanto concerne l'approccio *Lagrangiano* si segue l'evoluzione di una singola particella fluida lungo il suo percorso). Il volume di controllo è mostrato nella figura seguente:

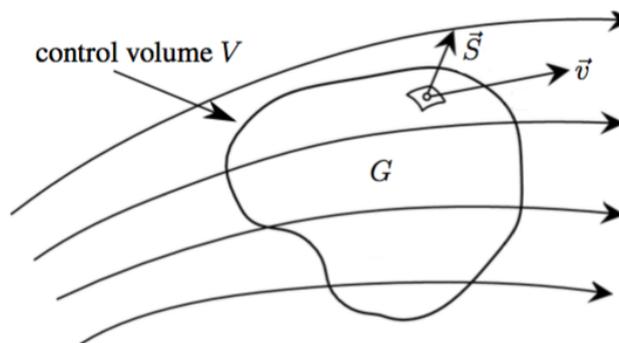


Figura 4-1 Volume di controllo

La generica equazione di conservazione in forma differenziale si può scrivere nel modo seguente dove ϕ rappresenta la variabile in esame:

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\phi\vec{V}) = \nabla \cdot (\Gamma\phi\nabla\phi) + Q\phi \quad (4.1)$$

$$\underbrace{\hspace{10em}}_{\text{I termine}} \quad \underbrace{\hspace{10em}}_{\text{II termine}} \quad \underbrace{\hspace{10em}}_{\text{III termine}}$$

Di seguito vengono elencati i significati dei diversi termini:

- I. Il primo termine rappresenta il cambiamento della variabile in esame in un intervallo Δt e la somma del termine di flusso convettivo con $\vec{V} = (v_x, v_y, v_z)$ vettore velocità formato dalle tre componenti u, v e w nel caso di sistema di riferimento cartesiano
- II. Il secondo termine rappresenta il flusso diffusivo attraverso la superficie del volume di controllo della variabile in esame in un tempo Δt
- III. Il terzo termine rappresenta il termine sorgente della variabile in esame nel tempo Δt attraverso il volume di controllo

All'interno di questa relazione si può sostituire a ϕ la variabile di interesse, quindi massa, quantità di moto o entalpia per unità di volume, e si ottiene il seguente sistema di equazioni differenziali (con i, j indici corrispondenti nel caso di sistema cartesiano a x, y e z) [28]:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_i)}{\partial x_i} \end{array} \right. \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial(\rho v_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_i v_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{i,j}}{\partial x_j} \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(h + \frac{1}{2} v_i v_j \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho v_j \left(h + \frac{1}{2} v_i v_j \right) \right] = \frac{\partial(v_i \tau_{i,j})}{\partial x_j} - \frac{\partial q}{\partial x_j} \quad (4.4)$$

Dove:

$$h = \text{entalpia per unità di volume} = e + \frac{p}{\rho} \quad (4.5)$$

$$\tau_{i,j} = \text{tensore degli sforzi viscosi} = \mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \delta_{i,j} \nabla \cdot \vec{V} \quad (4.6)$$

Calcolato in questo modo per i fluidi *Newtoniani* (cioè con sforzi di taglio proporzionali ai tassi di deformazione che contengono i gradienti di velocità) con μ che rappresenta la viscosità dinamica e $\delta_{i,j}$ il delta di Kronecker per cui vale:

$$\left\{ \begin{array}{l} \delta_{i,j} = 1 \text{ se } i = j \\ \delta_{i,j} = 0 \text{ se } i \neq j \end{array} \right.$$

E

$$q = \text{flusso termico per unità di superficie} = -k \nabla T \quad (4.7)$$

Calcolato tramite la legge di Fourier tramite l'utilizzo della conducibilità termica k .

Risulta inoltre necessario richiamare l'equazione di stato dei gas perfetti già utilizzata in precedenza:

$$\frac{p}{\rho} = \mathbb{R}T \quad (4.8)$$

Con \mathbb{R} costante universale dei gas.

Un gas caloricamente perfetto, per definizione, è caratterizzato dall'aver calori specifici a pressione (c_p) e a volume (c_v) costanti indipendenti dalla temperatura perciò vale:

$$h = c_p T \quad (4.9)$$

$$e = c_v T \quad (4.10)$$

A questo punto è quindi stata introdotta una serie di equazioni differenziali alle derivate parziali con al loro interno termini non lineari; proprio per questa ragione la soluzione che è possibile ottenere, tranne per alcuni casi rari e molto semplici, non è di certo analitica ma piuttosto approssimata tramite l'utilizzo della fluidodinamica computazionale il cui compito principale è quello di trasformare le equazioni differenziali in algebriche dalla più semplice risoluzione.

L'accuratezza della soluzione numerica certamente dipende dalla capacità di calcolo e dal costo computazionale che si riesce a sopportare partendo dal costo inferiore si trovano le *Reynolds Averaged Navier-Stokes*, la *Large Eddy Simulation* e la *Direct Numerical Simulation*.

4.2 Reynolds Averaged Navier-Stokes equations

Come già affermato in precedenza i flussi di rientro nel caso di retropropulsione sottostanno alle ipotesi del continuo; in questo tipo di regime esiste una relazione lineare tra gli sforzi di taglio e i gradienti di velocità e le pressioni sono considerate isotrope così come i flussi termici e i gradienti di temperatura (ovviamente in tutti i casi eccetto che attraverso gli urti).

Tutti i requisiti precedentemente elencati devono essere soddisfatti al fine di modellare un flusso con le equazioni di *Navier-Stokes*:

1. Ipotesi del continuo ($Kn \leq 0.01$)
2. Equilibrio termodinamico locale (tramite l'equazione di stato)
3. Fluidi Newtoniani (relazione lineare tra sforzi di taglio e gradienti di velocità)

Si deve ricordare però che nel caso di fluidi reattivi deve essere considerata un'equazione aggiuntiva di bilancio per stabilizzare le specie chimiche.

Poiché risulta sufficiente conoscere il comportamento medio del fluido è possibile sfruttare le equazioni di *Navier-Stokes* mediate alla *Reynolds* il quale introdusse un approccio basato sulla media

temporale, ciò è applicabile nel caso di flussi stazionari (es. flussi turbolenti) per cui la media non varia nel tempo. In questo tipo di flussi qualunque variabile istantanea viene espressa come $g(\vec{x}, t)$ e viene scomposta da Reynolds, tramite un'operazione di decomposizione lineare, in:

$$g(\vec{x}, t) = \underbrace{\bar{g}(\vec{x}, t)}_{\text{I termine}} + \underbrace{g'(\vec{x}, t)}_{\text{II termine}} \quad (4.11)$$

Dove:

- I. Il primo termine rappresenta una quantità media calcolata mediante il limite della media integrale:

$$\bar{g}(\vec{x}, t) = \lim_{T \rightarrow \infty} \int_t^{t+T} g(\vec{x}, t) dt \quad (4.12)$$

Anche se più comunemente si è soliti definire una media di insieme:

$$\bar{g}(\vec{x}, t) = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n g(\vec{x}, t) \quad (4.13)$$

- II. Il secondo termine rappresenta il termine fluttuante

Per la derivazione delle equazioni di *Navier-Stokes* mediate alla Reynolds è necessaria l'introduzione di alcune ipotesi:

$$\overline{g'} = 0 \quad \overline{\bar{g}} = \bar{g} \quad \overline{g' \bar{g}} = 0 \quad \overline{g' g'} \neq 0 \quad (4.14)$$

Si ipotizza che il flusso sia non stazionario ed incomprimibile per cui le equazioni di *Navier-Stokes* necessarie alla risoluzione del campo di moto si riducono ad essere quelle di massa e quantità di moto che vengono scritte in questo modo [29]:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial v_i}{\partial x_i} = 0 \end{array} \right. \quad (4.15)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho \frac{\partial v_i}{\partial t} + \rho v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{i,j}}{\partial x_j} \end{array} \right. \quad (4.16)$$

Viene introdotta la decomposizione lineare per le variabili velocità e pressione:

$$v_i = V_i + v_i' \quad (4.17)$$

$$p_i = P_i + p_i' \quad (4.18)$$

Per cui sostituendo nell'equazione di conservazione della massa, o di continuità, essa diviene:

$$\frac{\partial V_i}{\partial x_i} = 0 \quad e \quad \frac{\partial v_i'}{\partial x_i} = 0 \quad (4.19)$$

Pertanto l'equazione era lineare e continua ad esserlo ciò è più complesso per l'equazione di bilancio della quantità di moto in quanto al suo interno risulta essere presente un termine non lineare $\rho v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j}$ ma applicando la decomposizione di Reynolds e la media di insieme si ottiene:

$$\rho \frac{\partial v_i}{\partial t} + \rho V_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\underbrace{-P \delta_{i,j}}_{\text{I termine}} + \underbrace{\mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right)}_{\text{II termine}} - \underbrace{\rho \overline{v'_i v'_j}}_{\text{III termine}} \right] \quad (4.20)$$

Dove:

- I. Il primo termine rappresenta gli *sforzi isotropici* determinati dalla pressione idrostatica;
- II. Il secondo termine rappresenta gli *sforzi viscosi* dovuti alla diffusione molecolare;
- III. Il terzo termine, nuovamente non lineare, viene chiamato *tensore degli sforzi di Reynolds* e considera il contributo del flusso di quantità di moto indotto da fluttuazioni legate alla turbolenza determinanti scambi a lungo raggio.

Pertanto le equazioni in possesso sono quattro ma le incognite risultano essere dieci (a causa dell'introduzione del tensore che, seppur simmetrico, provoca l'impossibilità di chiudere il problema tipica dei flussi turbolenti) pertanto il sistema risulta essere irrisolvibile. Pertanto il tensore appena introdotto deve essere modellizzato e ciò avviene, nella maggior parte dei casi, grazie all'introduzione dell'approssimazione di *Boussinesq* secondo cui vale:

$$-\rho \overline{v'_i v'_j} + \frac{2}{3} \rho k \delta_{i,j} = \rho \nu_T \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) = 2 \rho \nu_T S_{i,j} \quad (4.21)$$

Dove ν_T rappresenta la viscosità turbolenta non più caratteristica del mezzo ma dipendente dal comportamento del flusso e $k = \frac{1}{2} \overline{v'_i v'_i}$ rappresenta l'energia cinetica turbolenta.

Andando a sostituire nell'equazione (4.20) si ottiene infine:

$$\rho \frac{\partial v_i}{\partial t} + \rho V_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[- \left(P + \frac{2}{3} \rho k \right) \delta_{i,j} + \rho \nu_{eff} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (4.22)$$

Dove $\nu_{eff} = \nu + \nu_T$ rappresenta la viscosità effettiva considerando entrambi i contributi dovuti ai meccanismi diffusivi e inerziali che nascono a causa delle fluttuazioni turbolente.

Risulta però necessario calcolare il contributo di viscosità turbolenta che può essere considerato come proporzionale al prodotto tra una velocità u^* e la scala più grande delle strutture turbolente l^* ; pertanto è possibile ricorrere a modelli di turbolenza diversi classificati come:

- *Zero-equation models* basati su semplici relazioni algebriche;
- *One-equation models* basati sull'utilizzo di un'equazione di trasporto e una algebrica;
- *Two-equations models* i quali permettono di valutare i due contributi relativi alla viscosità turbolenta tramite due equazioni di trasporto;

I modelli analizzati saranno solamente gli ultimi due.

4.2.1 Modello di Spalart-Allmaras (one-equation model)

Il modello in esame [1] risolve direttamente un'equazione di trasporto per ottenere direttamente la viscosità senza derivarla dalla velocità o dalla scala temporale. Esso venne creato per problemi di aerodinamica come il flusso attorno ad un profilo alare ma funziona bene anche nel caso di *mixing layers* e per gli urti mentre è consigliato ricorrere ad altri modelli per applicazioni che coinvolgono flussi di taglio di tipo *jet-like* e si mostra inadatto nell'analisi dei processi di trasporto nel caso di flussi che cambiano rapidamente. Ciononostante viene utilizzato nel caso della retropropulsione supersonica perché numericamente robusto e in grado di convergere velocemente, caratteristiche molto importanti soprattutto in fase preliminare di studio.

Secondo questo modello la viscosità turbolenta viene definita come segue [28]:

$$\nu_T = \tilde{\nu} f_{\nu 1} \quad (4.23)$$

Dove $\tilde{\nu}$ rappresenta una variabile introdotta dal modello e ricavabile da un'equazione di trasporto che viene riportata in seguito:

$$\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial t} + V_j \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} = c_{b1} \tilde{S} \tilde{\nu} - c_{w1} f_w \left(\frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2 + \frac{1}{\sigma} \frac{\partial}{\partial x_k} \left[(\nu + \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_k} \right] + \frac{c_{b2}}{\sigma} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_k} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_k} \quad (4.24)$$

Dove:

$$c_{b1} = 0.1355; c_{b2} = 0.622; c_{\nu 1} = 7.1; \sigma = \frac{2}{3}; c_{w1} = \frac{c_{b1}}{k^2} + \frac{1+c_{b2}}{\sigma}; c_{w2} = 0.3; c_{w3} = 2; k = 0.41; \quad (4.25)$$

$$f_{\nu 1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + c_{\nu 1}^3}; f_{\nu 2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{\nu 1}}; f_w = g \left(\frac{1 + c_{w3}^6}{g^6 + c_{w3}^6} \right)^{\frac{1}{6}} \quad (4.26)$$

$$\chi = \frac{\tilde{\nu}}{\nu}; g = r + c_{w2}(r^6 - r); r = \frac{\tilde{\nu}}{S k^2 d^2} \quad (4.27)$$

$$\tilde{S} = S + \frac{\tilde{\nu}}{k^2 d^2} f_{\nu 2}; S = \sqrt{2 \Omega_{ij} \Omega_{ij}} \quad (4.28)$$

Dove $\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right)$ è detto *tensore di rotazione* e d rappresenta la distanza dalla superficie più vicina.

4.4.2 Modello $k - \varepsilon$ (two-equations model)

Questo modello appartiene alla classe dei *two-equations models* pertanto le due equazioni di trasporto vengono risolte per due diverse variabili turbolente in questo caso esse corrispondono all'energia cinetica turbolenta (k) e il rateo di dissipazione della medesima (ε). Dalle due quantità appena nominate è possibile ricavare una scala spaziale ($L = \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon}$) e una scala temporale ($\tau = \frac{k}{\varepsilon}$) con la viscosità turbolenta (ν_T) ricavata a partire dalla relazione seguente [28]:

$$\nu_T = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (4.29)$$

Dove $C_\mu = 0.09$ è una delle cinque costanti del modello.

In seguito vengono riportate le due equazioni di trasporto:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + V_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (4.30)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + V_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \tau_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \quad (4.31)$$

Le altre quattro costanti necessarie per la risoluzione del problema vengono riportate in seguito:

$$C_{\varepsilon 1} = 1.44; \quad C_{\varepsilon 2} = 1.92; \quad \sigma_k = 1; \quad \sigma_\varepsilon = 1.3; \quad (4.32)$$

Il modello $k - \varepsilon$ è probabilmente il più semplice e completo modello di turbolenza e possiede la più ampia regione di applicabilità infatti è implementato in molti dei codici di CFD commerciali ed utilizzato per problemi diversi tra cui problemi di scambio termico, combustione e flussi multi-fase. Tuttavia, seppur esso risulti essere accurato in modo accettabile per flussi semplici, esso non può essere utilizzato per problemi caratterizzati da flussi complessi in quanto si dimostra poco accurato con modelli di flusso medio calcolati che possono rivelarsi potenzialmente errati; queste imprecisioni derivano dalle ipotesi fatte sulla viscosità turbolenta e dall'equazione in ε (4.31).

Pertanto, essendo il campo in esame caratterizzato da problemi di separazione oltre che dall'elevata curvatura delle linee di corrente ed alti gradienti di pressione [29] come già discusso nel paragrafo 3.3, il modello non risulta essere quello ottimale per la risoluzione del problema.

4.2.3 Modello $k - \omega$ (two-equations model)

Nuovamente si tratta di un modello in cui vengono risolte due equazioni di trasporto ma a differenza del modello trattato nel paragrafo precedente la seconda variabile risulta essere il rateo di dissipazione specifica ($\omega = \frac{k}{\varepsilon}$) mentre la prima rimane invariata e risulta essere sempre l'energia cinetica turbolenta (k). La viscosità cinetica turbolenta (ν_T) viene dunque ad essere ricavata mediante l'equazione che segue [28]:

$$\nu_T = \frac{k}{\omega} \quad (4.33)$$

$$\text{Dove } \tilde{\omega} = \max\left(w, C_{lim} \sqrt{\frac{2S_{ij}S_{ij}}{\beta^*}}\right) \text{ con } C_{lim} = \frac{7}{8}$$

Le due equazioni di trasporto vengono riportate in seguito:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + V_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \sigma^* \frac{k}{\omega} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (4.34)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + V_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \alpha \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \beta \omega^2 + \frac{\sigma_d}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_k} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \sigma \frac{k}{\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad (4.35)$$

Dove:

$$\alpha = \frac{13}{25}; \quad \beta = \beta_0 f_\beta; \quad \beta^* = \frac{9}{100}; \quad \sigma = \frac{1}{2}; \quad \sigma^* = \frac{3}{5}; \quad \sigma_{d0} = \frac{1}{8}; \quad (4.36)$$

$$\sigma_d = \begin{cases} 0 & \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \leq 0 \\ \sigma_{d0} & \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} > 0 \end{cases} \quad (4.37)$$

$$\beta_0 = 0.0708; \quad f_\beta = \frac{1+85\chi_\omega}{1+100\chi_\omega}; \quad \chi_\omega = \left| \frac{\Omega_{ij}\Omega_{jk}\Omega_{ki}}{(\beta^*\omega)^3} \right| \quad (4.38)$$

Con $\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right)$ detto tensore medio di rotazione e $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right)$ detto tensore medio di dilatazione.

Questo modello, a differenza dei precedenti e come enunciato da *Wilcox* [16], risulta più accurato nel trattamento dello strato limite in particolare esso risulta migliore sia nel trattamento della regione viscosa vicino a parete che nel considerare gli effetti dei gradienti di pressione in direzione della corrente; inoltre anche la modellizzazione dei flussi di taglio risulta essere più accurata di quella effettuata dal modello di *Spalart-Allmaras*. Tuttavia il trattamento dei confini non turbolenti del

freestream risulta essere problematico in quanto viene richiesta una condizione al contorno non nulla (ω) da cui i calcoli effettuati si dimostra essere dipendenti.

4.2.4 Modello Menter Shear Stress Transport (two-equations model)

Questo modello [30] nasce a seguito dell'idea di unire i vantaggi dei due modelli trattati in precedenza infatti esso unisce la robustezza e l'accuratezza del modello formulato da Wilcox ($k - \omega$) con l'indipendenza dal *freestream* ai confini esterni dello strato limite che caratterizza il modello $k - \varepsilon$; per poter fare ciò il modello $k - \varepsilon$ deve essere trasformato in una formulazione coerente con il modello $k - \omega$. Ciò che si ottiene è una formulazione che differisce dall'originale per l'introduzione di un nuovo termine di diffusione nell'equazione nella variabile ω e per i diversi valori assunti dalle costanti. Il modello originale viene successivamente moltiplicato per una funzione F_1 mentre quello trasformato viene moltiplicato per una funzione $(1 - F_1)$, infine i due sono sommati tra loro per ottenere i coefficienti che permettono la risoluzione del problema espressi mediante una formulazione del tipo $\phi = F_1\phi_1 + (1 - F_1)\phi_2$ dove ϕ_1 rappresentano i coefficienti del modello $k - \omega$ mentre ϕ_2 rappresentano i coefficienti del modello $k - \varepsilon$. La funzione appena nominata è stata pensata per assumere valori unitari vicino a parete (per raggiungere la similarità con il modello $k - \omega$) mentre essa si annulla altrove. Le equazioni, pertanto, vengono ad assumere la formulazione riportata successivamente:

$$\frac{D\rho k}{Dt} = \tau_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \rho\beta^*k\omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_T) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (4.39)$$

$$\frac{D\rho\omega}{Dt} = \frac{\gamma}{\nu_T} \tau_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \rho\beta\omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2\rho(1 - F_1)\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (4.40)$$

La viscosità turbolenta viene ottenuta come:

$$\nu_T = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, SF_2)} \quad (4.41)$$

Dove F_2 è una funzione che assume valori pari all'unità per flussi di strato limite mentre si annulla per flussi di taglio.

Il modello in esame risulta molto accurato nel caso di gradienti di pressione elevati oltre che nella descrizione dei meccanismi di separazione (così come lo era il modello $k - \omega$) con le risultanti interazioni sia viscosi che non; logicamente esso richiede un costo computazionale più elevato rispetto ai modelli visti finora.

4.3 Large Eddy Simulation e Detached Eddy Simulation

L'approccio basato su Large Eddy Simulation (LES) prevede che le strutture turbolente più grandi vengano risolte direttamente mentre quelle più piccole, *subgrid-scale*, computazionalmente più complesse da risolvere vengono modellate. Viene implementata una funzione che funge da filtro passa-basso in modo da poter distinguere le dimensioni delle turbolenze per poterle suddividere, esso opera mediante una sorta di media spazio-temporale per eliminare tutto ciò che riguarda scale più piccole.

Questo modello viene utilizzato soprattutto nella risoluzione di problemi caratterizzati da combustione o *mixing* ma esso vede il numero di celle aumentare man mano che ci si avvicina alla parete.

Pertanto viene introdotto l'approccio basato su Detached Eddy Simulation il quale combina l'approccio LES ma in prossimità delle pareti va a risolvere le equazioni di Navier-Stokes mediate alla Reynolds in quanto proprio in queste zone la scala delle turbolenze risulta essere minore della massima dimensione delle celle componenti la griglia di calcolo. Certamente questo comporta un aumento di difficoltà nella creazione della griglia stessa [29] ma questo tipo di approccio sta diventando sempre più un'alternativa valida ai classici metodi di risoluzione.

Per quanto concerne l'accuratezza un approccio basato su LES risulta certamente più accurato di quanto lo siano le equazioni di Navier-Stokes mediate alla Reynolds, risolte in modo più rapido ma meno accurato, ma risulta essere certamente inferiore all'approccio basato su DES, caratterizzato da maggior accuratezza ma anche da un aumento del costo computazionale.

4.4 Metodo ai volumi finiti

Nel software di CFD che verrà utilizzato in seguito viene implementato, per la risoluzione del problema insieme alle equazioni presenti nella *formula (4.19)*, il metodo ai volumi finiti [26] per cui le equazioni non vengono risolte in forma differenziale così come sono state scritte nel *paragrafo 4.2* ma esse devono essere riscritte in forma integrale. Infatti tramite l'utilizzo del *teorema di Gauss* l'integrale di volume della divergenza di una certa quantità viene riscritto come il flusso della stessa quantità attraverso la superficie per cui la generica equazione di conservazione scritta nella 4.1 diviene:

$$\int_V \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} dV + \int_S \rho\phi(\vec{V} \cdot \hat{n}) dS = \int_S \Gamma\phi(\nabla\phi \cdot \hat{n}) dS + \int_V Q\phi dV \quad (4.42)$$

Per poter implementare il metodo sopracitato risulta necessaria la definizione del dominio di calcolo il quale dovrà essere sufficientemente grande per poter descrivere in modo completo l'evoluzione del

campo di moto ma esso non deve essere esageratamente grande perché in questo modo il costo computazionale andrebbe crescendo. Il dominio di calcolo viene successivamente ad essere discretizzato in un numero finito di celle che possono assumere le forme più svariate (triangolari, quadrate oppure poligonali) a loro volta costituenti i piccoli volumi di controllo (V_c) in cui le equazioni verranno ad essere integrate.

Lo schema considerato d'ora in poi sarà di tipo *cella-centrato* (in contrapposizione al metodo *vertice-centrato*) cioè con il nodo corrispondente con il centro della cella e le condizioni al contorno assegnate sulle pareti del dominio di calcolo. Esso viene riportato nella figura seguente:

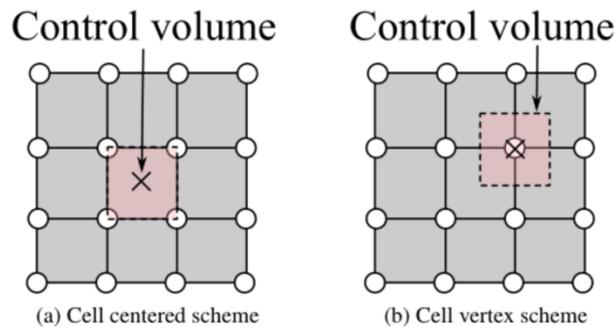


Figura 4-2 Schema cella-centrato e vertice-centrato

Gli integrali di volume e di superficie possono essere approssimati come segue:

$$\int_{V_c} q dV \cong q_c \Delta V \tag{4.43}$$

$$\int_{S_c} \vec{F} \cdot \hat{n} dS \cong \sum_k \int_{S_k} \vec{F} \cdot \hat{n} dS = \sum_k \int_{S_k} f dS \cong \sum_k f_k S_k \tag{4.44}$$

Dove gli integrali di volume della generica variabile q sono sostituiti dal prodotto della medesima variabile calcolata nel centro della cella (q_c) per il volume della cella stessa (ΔV) tramite un'approssimazione al second'ordine mentre gli integrali di superficie essi divengono la sommatoria delle componenti del flusso (f) ortogonali alle k superfici che circondano la cella (cioè il volume di controllo); il valore di queste componenti del flusso f_k può essere calcolato ricorrendo a modalità diverse:

- *Midpoint rule*: l'integrale viene approssimato come il valor medio del flusso f sulla superficie stessa della cella valore che viene a coincidere con quello del centro cella;

$$\int_{S_e} f dS \cong \overline{f_e S_e} \cong f_e S_e \tag{4.45}$$

- *Trapezoid rule*: il valor medio del flusso non viene considerato coincidente con quello del centro cella ma viene effettuata una media tra il valore che esso assume su due facce opposte (es nord e sud). Questa regola introduce un'approssimazione al second'ordine;

$$\int_{S_e} f dS \cong \frac{1}{2} (f_{ne} + f_{se}) S_e \quad (4.46)$$

- *Simpson rule*: per il calcolo del valor medio del flusso vengono coinvolti il valore nel centro cella e i valori su due facce opposte, in tal modo si raggiunge un'accuratezza del quart'ordine;

$$\int_{S_e} f dS \cong \frac{1}{6} (f_{ne} + 4f_e + f_{se}) S_e \quad (4.47)$$

In seguito viene riportato uno schema utile per comprendere quali siano le celle coinvolte:

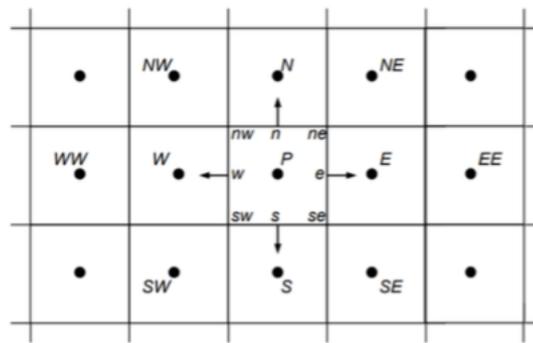


Figura 4-3 Schema celle di calcolo

Per quanto concerne le condizioni al contorno, invece, esse possono essere di due tipi:

- Condizioni al contorno di *Dirichlet*: si parla di condizioni al contorno di questo tipo quando vengono specificati i valori che la soluzione deve assumere sui contorni del dominio di calcolo cioè sulle superfici esterne delle celle ai bordi;
- Condizioni al contorno di *Neumann*: si parla di condizioni al contorno di questo tipo quando ad essere specificato non è il valore che la soluzione deve assumere sulle superfici esterne delle celle ai confini del dominio di calcolo ma il valore della derivata della soluzione stessa;

Quando il fenomeno risulta essere non stazionario è necessario introdurre anche un'integrazione nel tempo pertanto l'equazione 4.42 diviene:

$$\int_t^{t+\Delta t} \left[\int_{V_c} \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} dV \right] dt + \int_t^{t+\Delta t} \left[\sum_k \int_{S_k} \rho\phi (\vec{V} \cdot \hat{n}) dS \right] dt = \int_t^{t+\Delta t} \left[\sum_k \int_{S_k} \Gamma^\phi (\nabla\phi \cdot \hat{n}) dS \right] dt + \int_t^{t+\Delta t} \left[\int_{V_c} Q^\phi dV \right] dt \quad (4.48)$$

Ipotizzando volume e superficie delle celle come costanti applicando la *midpoint rule* si ottiene

$$\int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} V_c dt + \int_t^{t+\Delta t} \left[\sum_k (\rho\phi \vec{V} \cdot \hat{n})_k S_k \right] dt = \int_t^{t+\Delta t} \left[\sum_k (\Gamma^\phi \nabla\phi \cdot \hat{n})_k S_k \right] dt + \int_t^{t+\Delta t} Q_c^\phi V_c dt \quad (4.49)$$

E approssimando la derivata temporale con uno schema *forward* (cioè facendo riferimento all'istante temporale n e a quello successivo $n+1$) si ottiene:

$$\rho(\phi^{n+1} - \phi^n)V_c + \int_t^{t+\Delta t} \left[\sum_k (\rho \phi \vec{V} \cdot \hat{n})_k S_k \right] dt = \int_t^{t+\Delta t} \left[\sum_k (\Gamma^\phi \nabla \phi \cdot \hat{n})_k S_k \right] dt + \int_t^{t+\Delta t} Q_c^\phi V_c dt \quad (4.50)$$

Gli approcci applicabili a questa equazione risultano essere due:

- *Schema esplicito*: secondo cui gli integrali di volume e superficie vedono i loro argomenti valutati nell'istante n e considerati come costanti nell'intervallo di integrazione Δt pertanto così facendo si hanno tutti termini noti tranne il termine ϕ^{n+1} che viene calcolato direttamente;
- *Schema implicito*: gli argomenti degli integrali di volume e superficie dipendono non più solamente dall'istante n ma anche dal successivo ($n + 1$) che risulta essere incognito pertanto si ottiene una serie di equazioni accoppiate tra loro che non può essere risolto esattamente ma prevede l'utilizzo di metodi numerici (di tipo diretto o iterativo)

Certamente uno schema di tipo implicito è caratterizzato da un costo computazionale più elevato ma si dimostra come approcci di questo tipo siano in grado di garantire la stabilità della soluzione pertanto consentono di operare con intervalli di integrazione (Δt) maggiori rispetto a schemi di tipo esplicito.

Per poter garantire la convergenza del metodo è necessario analizzare un elemento fondamentale rappresentato dalla condizione di *Courant-Friedrichs-Lewy* (CFL) per cui se essa viene soddisfatta allora ciò implica che la distanza percorsa dall'informazione in un intervallo temporale è minore della distanza tra due celle contigue così facendo si ha la certezza che l'informazione propaghi solo tra elementi della griglia adiacenti. Questa condizione può essere espressa nel modo che segue:

$$CFL = \frac{u\Delta t}{\Delta x} \leq CFL_{max} \quad (4.51)$$

Con u modulo del vettore velocità.

Nel caso di metodi espliciti il limite massimo imposto dalla condizione coincide con l'unità ($CFL_{max} = 1$) mentre esso può superare tale valore nel caso di metodi impliciti. Nel caso in cui il problema non sia unidimensionale la condizione si modifica come segue:

$$CFL = \Delta t \left(\sum_{i=1}^n \frac{u_{x_i}}{\Delta x_i} \right) \leq CFL_{max} \quad (4.52)$$

5. Analisi sperimentale di una configurazione di tipo “single nozzle”

5.1 Introduzione

Osservando quanto descritto nel paragrafo 3.3 il campo di moto che si origina in condizioni di retropropulsione supersonica risulta essere molto complesso a causa della presenza di un’onda d’urto che viene “spinta” all’esterno dal getto che nasce a causa della presenza dell’ugello, del *barrel shock* con il corrispondente disco di Mach attraverso cui il flusso decelera da condizioni supersoniche a subsoniche; l’interazione di questi due elementi provoca la nascita di un punto triplo. La regione tra i due flussi, quello incidente che corrisponde al *freestream* e quello in direzione opposta uscente dall’ugello, sancisce quale sia l’“*effective body*” il quale rappresenta virtualmente la nuova forma assunta dal corpo in esame e su cui viene individuato, tipicamente di fronte al disco di Mach, il punto di stagnazione. A causa della complessità del campo di moto che coinvolge anche zone di ricircolo in passato non è stato possibile determinare, nonostante la natura dell’ *effective body* influisca sul comportamento dinamico, quale sia effettivamente il livello di instabilità del campo stesso e l’impatto su sistemi futuri.

Per questi motivi il campo di moto deve essere modellizzato in modo tale da garantire una certa precisione nel valutare la distribuzione di pressione e quindi i sistemi di forze e di momenti agenti sul veicolo stesso per poter portare a termine l’atterraggio con minor incertezza possibile. Infatti è necessario determinare il coefficiente di forza assiale totale (C_A) per poter valutare quale sia la decelerazione che il corpo riesce a raggiungere durante la fase di rientro e discesa in atmosfera.

Certamente gli esperimenti in galleria del vento risultano essere molto costosi in particolare per la simulazione di un rientro in atmosfera marziana data la complessità di simulare tale ambiente operativo; pertanto diventa necessario ridurre al minimo gli esperimenti fisici e ricorrere il più possibile alla validazione tramite codici CFD tramite simulazioni dal costo certamente inferiore.

Nel capitolo che segue i risultati dei test sperimentali condotti dal *NASA Exploration Technology Development Program* presso la galleria del vento *Langley Research Center Unitary Plan Wind Tunnel* (LaRC UPWT) descritti in [25] verranno confrontati con quelli ottenuti tramite simulazione CFD e con i valori numerici riportati in [5].

5.2 Facility sperimentale

La galleria del vento NASA LaRC UPWT è costituita da un tunnel di pressione a flusso continuo a circuito chiuso con due sezioni di testing dalle dimensioni nominali di 4x4 ft ($\approx 1.22 \times 1.22$ m) per quanto concerne l'area trasversale e 7 ft (≈ 2.13 m) per quanto concerne la lunghezza. Gli elementi primari costituenti la galleria sono: il sistema di azionamento del compressore da 100'000 cavalli, un sistema di rifornimento e smaltimento dell'aria secca e il sistema di raffreddamento con tubi di interconnessione per poter far circolare l'aria tra le due sezioni di prova.

Per quanto concerne il numero di Mach raggiungibile nelle due sezioni esso varia tra $1.5 \div 2.6$ nella prima e $2.3 \div 4.63$ nella seconda mentre la pressione di stagnazione può raggiungere un massimo di 50 psia ($\approx 345'000$ Pa) nella prima e 100 psia ($\approx 690'000$ Pa) nella seconda. Per evitare la liquefazione del gas (in questo caso aria) è previsto un sistema di riscaldamento dei serbatoi fino ad una temperatura di 150 °F (≈ 339 K).

Ciascuna delle due sezioni di test è costituita da un ugello asimmetrico di tipo *sliding-block* per poter accelerare il flusso fino ad arrivare a condizioni supersoniche all'interno della stessa con un numero di Mach che varia muovendo il blocco inferiore il quale permette di alterare il rapporto tra l'area di gola dell'ugello e l'area trasversale della sezione di test. Nelle figure seguenti vengono rappresentati rispettivamente l'ugello di tipo *sliding-block* e il sistema di supporto per il modello.

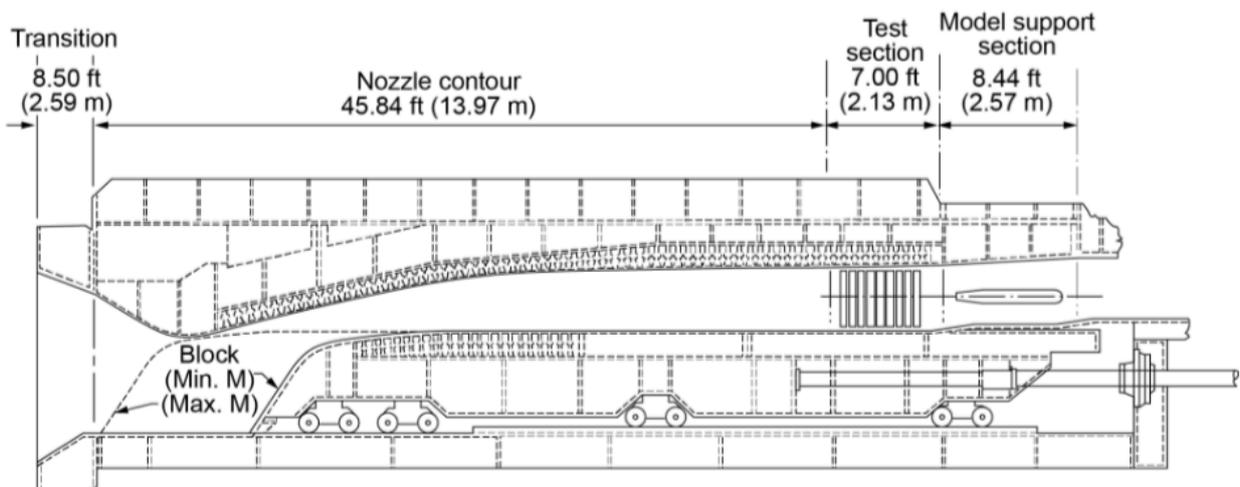


Figura 5-1 Ugello di tipo sliding-block

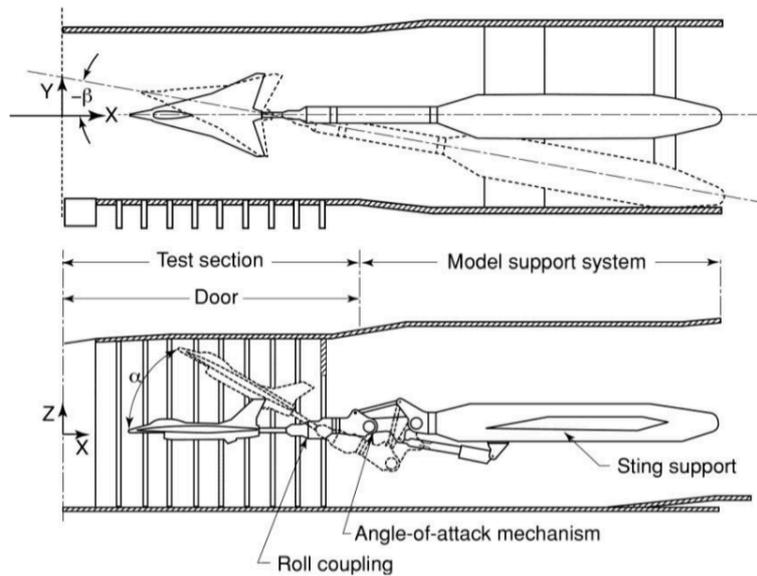


Figura 5-2 Sistema di supporto del modello

Poiché la sezione di prova n° 2 consente il raggiungimento di numeri di Mach più elevati essa è l'unica che interessa lo studio in esame; essa è caratterizzata dalla presenza di sei compressori centrifughi utilizzati in particolari combinazioni o modalità per il raggiungimento del Mach desiderato. Per ciascuna di queste modalità il limite superiore dell'involuppo operativo viene stabilito dal sistema di approvvigionamento della potenza e dal limite della pressione di stagnazione mentre quello inferiore è dettato dalle caratteristiche di stabilità del flusso supersonico a pressioni ridotte. Per questi motivi si ottiene un range di numeri di Reynolds che varia tra $1 \times 10^6 \div 5 \times 10^6$ 1/ft mentre la temperatura di stagnazione varia in un range tra $125 \div 150$ °F ($\approx 325 \div 339$ K).

Il sistema di supporto del modello rende possibili spostamenti orizzontali (cioè in direzione x) fino ad un massimo di 36.25 in (≈ 0.92 m), spostamenti verticali (cioè in direzione y) fino ad un massimo di ± 20 in (≈ 0.51 m) e un moto di *sideslip* in un range di $\pm 12^\circ$. Davanti al supporto del modello si trova il sistema di regolazione dell'angolo di attacco (α) in un range tra $-15^\circ \div 30^\circ$ e quello che permette il moto di *roll* con un massimo di 357° .

5.3 Modello sperimentale

Il modello è basato sulla tipica geometria *sphere-to-cone* con un angolo di apertura di 70° seguito da un cilindro, indicato come *aftbody*, dal diametro 5 in (≈ 0.13 m) e lungo 9.55 in (≈ 0.25 m); sul corpo sono presenti quattro ugelli azionati in modo diverso per ottenere una configurazione di tipo “single nozzle” o “peripheral nozzle” o ancora una combinazione delle due un ugello è posizionato in modo da essere centrale rispetto al cilindro mentre gli altri tre sono posizionati a 120° su una circonferenza

con raggio dimezzato rispetto a quello totale. Gli ugelli sono stati costruiti per avere un rapporto tra area di uscita e area di gola di 4:1. Nelle figure seguenti sono riportate due viste del modello.

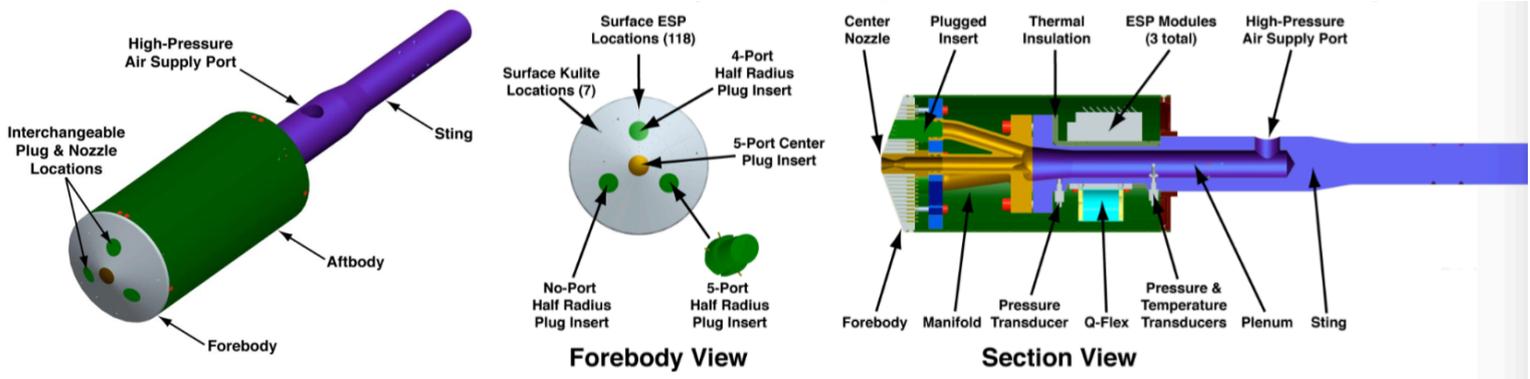


Figura 5-3 Schema del modello

5.4 Strumentazione

La dotazione strumentale del modello si basa sulla presenza di 167 misuratori di pressione superficiali connessi ai tre sistemi di pressione con un tubo flessibile di uretano del diametro di 0.04 in (≈ 1 mm). Due moduli da 64 misuratori ciascuno ($0 \div 5 \pm 0.005$ psid) vengono utilizzati per misurare la pressione statica in 118 punti diversi del *forebody* e 4 punti dell'*aftbody* mentre un modulo con 48 prese di pressione ($0 \div 2.5 \pm 0.003$ psid) viene usato per misurare il valore di pressione sulle restanti 45 posizioni dell'*aftbody*. Sono inoltre presenti 7 trasduttori di pressione con diametro 0.0625 in (≈ 1.6 mm) di tipo Kulite XCS-062-5A ($0 \div 5 \pm 0.013$ psia) per misurare le fluttuazioni di pressione che si vengono ad osservare sulla superficie del modello. Nella figura seguente è riportato uno schema della strumentazione appena descritta.

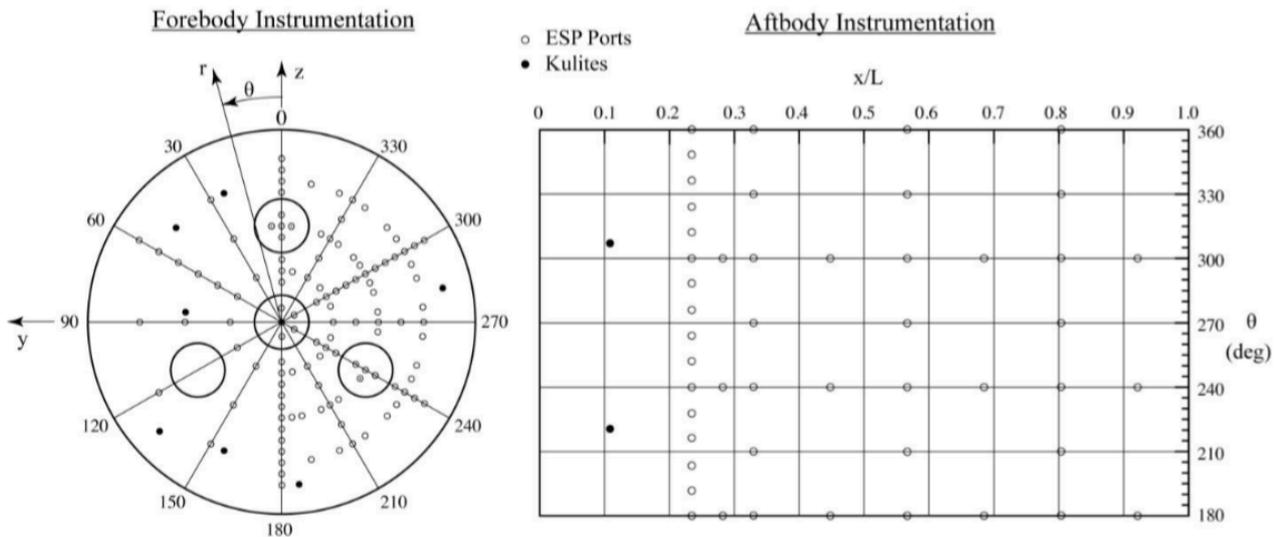


Figura 5-4 Schema strumentazione

5.4.1 Incertezze e approssimazioni

Le varie fonti di incertezza vengono stimate tramite un’analisi statistica dei residui determinati tramite la comparazione di misurazioni tra simulazioni e prese di pressione per cui si possono distinguere tre diversi contributi:

- *Random error*: contributo ottenuto comparando le misurazioni ad ugual numero di Mach, uguale posizione nella test section, uguale orientamento del modello;
- *Flowfield non-uniformity*: contributo ottenuto comparando le misurazioni con lo stesso orientamento del modello ma diversa posizione nella test section;
- *Geometry/instrumentation asymmetries*: ottenuto comparando le misurazioni di diverse prese di pressione con stessa posizione del modello nella test section e nel campo di moto generato dal blunt body;

Gli accoppiamenti tra le misurazioni vengono decisi tramite una matrice di test.

Per ciascun numero di Mach si passa al calcolo della deviazione standard (σ) di ciascun contributo e poi si ottiene il valore totale dei tre contributi non come la semplice somma algebrica ma tramite la relazione che segue [12]:

$$\sigma_{tot} = \sqrt{\sigma_{random}^2 + \sigma_{flowfield}^2 + \sigma_{geometry}^2} \quad (5.1)$$

Nella tabella seguente vengono riportati i fattori di incertezza riguardo la misurazione della pressione e quindi il calcolo del coefficiente di pressione.

Mach	Uncertainty Source	# Records, L	# Residuals, N	σ	% Total Variance
2.4	Random	210	31,544	0.00111	8
	Flowfield	830	126,108	0.00341	75
	Geometry	786	60,990	0.00160	17
	Total	1826	218,642	0.00394	100
3.5	Random	75	11,087	0.00183	10
	Flowfield	780	118,332	0.00531	80
	Geometry	528	37,720	0.00190	10
	Total	1383	167,139	0.00593	100
4.6	Random	68	10,016	0.00294	15
	Flowfield	410	62,010	0.00637	71
	Geometry	320	28,392	0.00276	13
	Total	798	100,418	0.00754	100

Tabella 5-1 Riassunto delle incertezze relative al coefficiente di pressione per diversi numeri di Mach

Dalla tabella è possibile notare l’andamento crescente dei singoli componenti dell’errore totale al crescere del numero di Mach, questo andamento potrebbe essere causato dall’angolarità maggiore del

flusso osservata sperimentalmente. I contributi relativi all'errore random e a quello dovuto alla geometria/strumentazione risultano essere equivalenti in modulo lungo il range di escursione del Mach mentre il contributo del campo di moto, a causa della forte non uniformità, che risulta dominante per tutti e tre i valori.

L'errore concerne il coefficiente di pressione, confrontando i valori sperimentali con quelli ottenuti per via numerica, viene fissato pari ad un'incertezza di $\pm 3\sigma_{tot}$ pertanto nel caso in esame (Mach=4.6) esso assumerà un valore pari a ± 0.02262 .

5.5 Risultati sperimentali

Nelle figure seguenti viene riportato l'effetto del numero di Mach per la configurazione base con angolo di attacco nullo e come è logico aspettarsi con la crescita di questo parametro si osserva un avvicinamento del *bow shock* al *forebody* (riduzione della *stand off distance* di due ordini di grandezza passando dal caso con Mach pari a 2.4 a quello con Mach pari a 4.6) così come si nota un aumento del coefficiente di pressione. Il coefficiente di pressione di stagnazione cresce del 5% circa aumentando il numero di Mach da 2.4 a 3.5 mentre cresce meno dell'1% da 3.5 a 4.6 questo ad indicare l'indipendenza del parametro dal numero di Mach in quanto si dimostra come esso raggiunga un asintoto (corrispondente a valori pari a circa 1.8). inoltre è possibile osservare come, a causa del fatto che il getto termina con il disco di Mach senza penetrare nell'urto, ci si trovi nella configurazione di tipo *blunt penetration mode*.

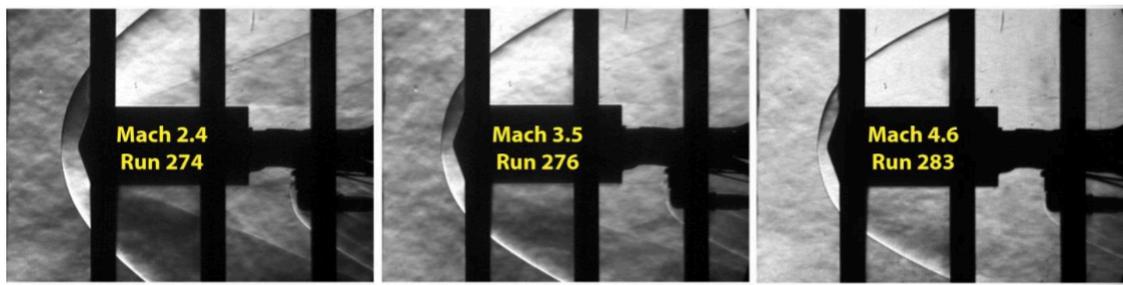


Figura 5-5 Effetto dell'incremento del numero di Mach sulla stand off distance

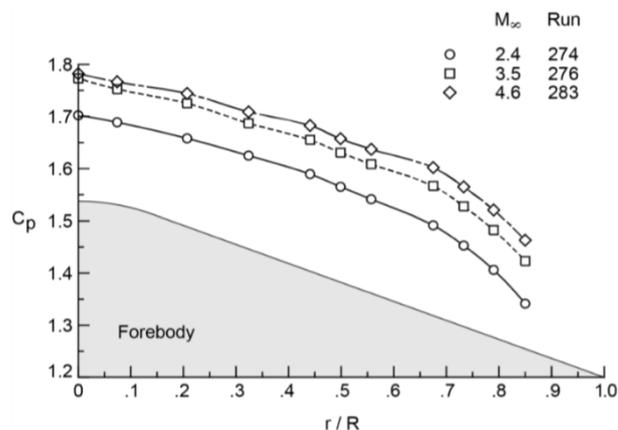


Figura 5-6 Effetto dell'incremento del numero di Mach sul coefficiente di pressione

Mantenendo costante il numero di Mach (i risultati ottenuti per uno dei tre valori sono rappresentativi anche di quelli ottenuti con gli altri due) e andando a variare l'angolo di attacco è possibile osservare la stazionarietà del campo di moto mentre il picco del coefficiente di pressione dovuto alla presenza del punto di stagnazione si sposta dal centro del "naso" del corpo verso la parte conica per elevati angoli di attacco.

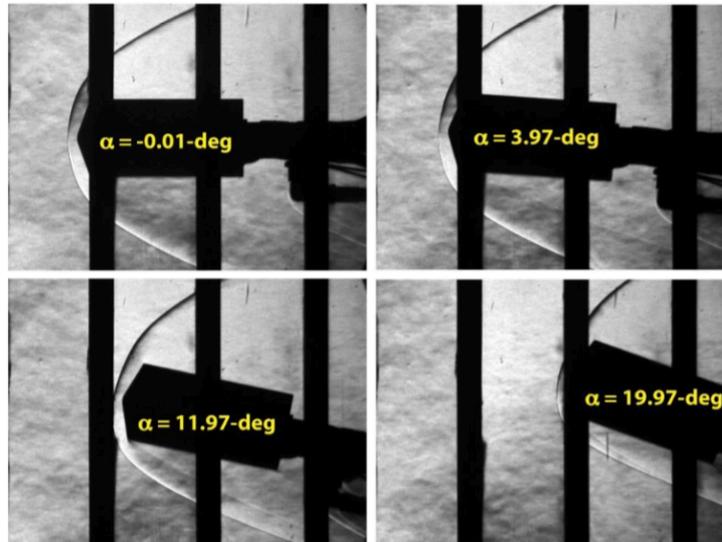


Figura 5-7 Effetto dell'incremento dell'angolo di attacco sul campo di moto

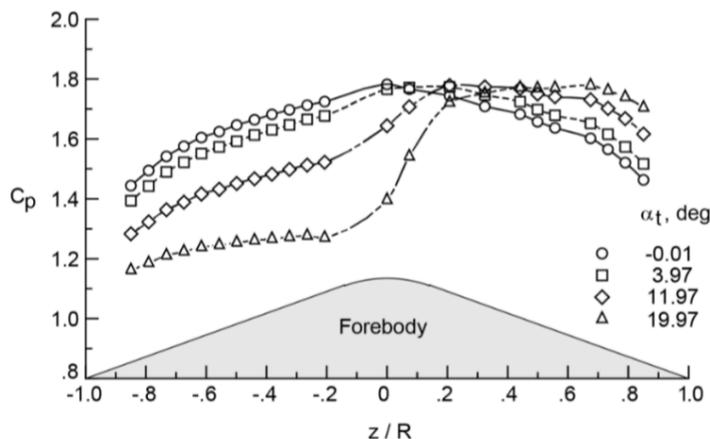


Figura 5-8 Effetto dell'incremento dell'angolo di attacco sul coefficiente di pressione

Fissando il numero di Mach e l'angolo di attacco ma andando a variare il coefficiente di spinta (C_T) si osserva come sia la *stand off distance* che il massimo spessore del *barrel shock* siano direttamente influenzati dal parametro; infatti aumentando il coefficiente di spinta si osserva un urto che tende sempre di più ad allontanarsi dal corpo. Il campo è stazionario con l'eccezione della regione del punto triplo mentre dai dati riguardanti la pressione si osserva come il flusso sia per lo più separato con la regione corrispondente alla "spalla" del modello che risulta maggiormente influenzata dalle variazioni di spinta.

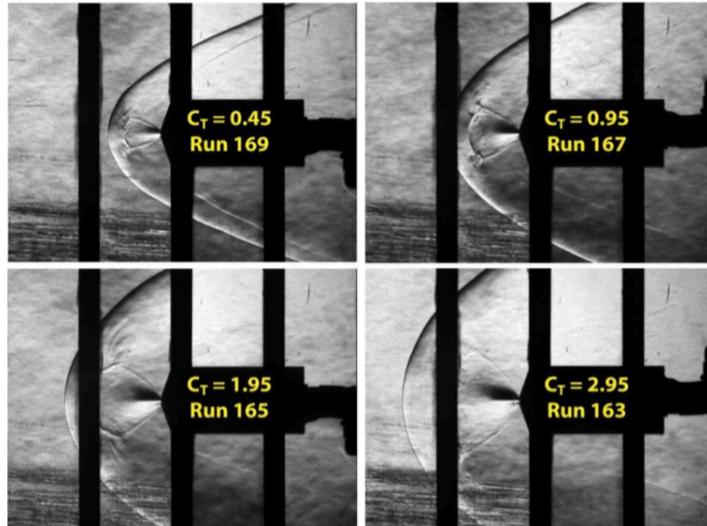


Figura 5-9 Effetto dell'incremento del coefficiente di spinta (C_T) sul campo di moto

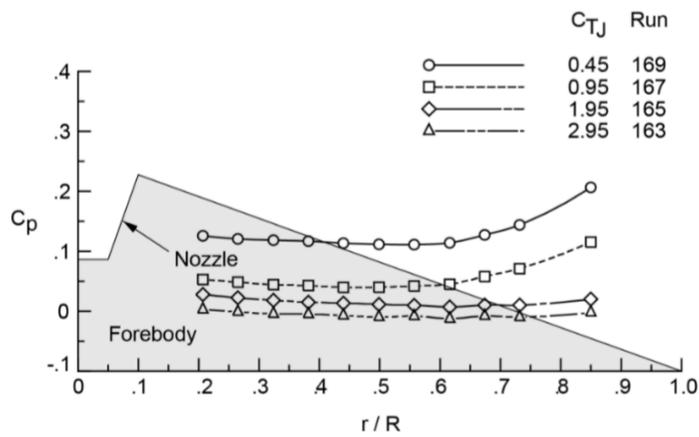


Figura 5-10 Effetto dell'incremento del coefficiente di spinta sul coefficiente di pressione

6. Analisi CFD di una configurazione di tipo “single nozzle”- Impostazione numerica

6.1 Dominio

In appendice di [25] vengono riportate le caratteristiche geometriche del dominio numerico riassunte nella tabella successiva.

<i>Diametro forebody [mm]</i>	127
<i>Diametro sezione di gola [mm]</i>	6.36
<i>Diametro sezione di uscita [mm]</i>	12.7
<i>Lunghezza aftbody [mm]</i>	240
<i>Angolo convergente [°]</i>	20
<i>Angolo divergente [°]</i>	15

Tabella 6-1 Parametri geometrici del dominio

Al fine di garantire spazio sufficiente per lo sviluppo del campo di moto si è inserito il modello in un rettangolo lungo 420 mm ed alto 500 mm rappresentante la sezione di test in cui viene posizionato il *blunt body* all'interno della galleria del vento ed estruso poi con spessore arbitrario in quanto l'analisi risulta essere assialsimmetrica. In figura viene riportato il dominio con la nomina delle varie sezioni.

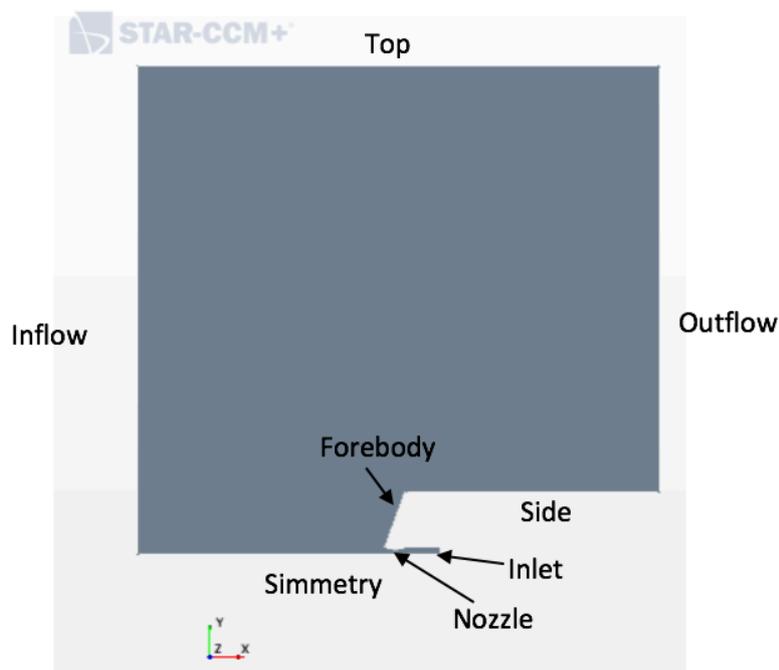


Figura 6-1 Dominio numerico

La definizione dei *boundaries* viene effettuata come segue:

- *Inflow*, *Outflow* e *Top* definiti con condizioni di *freestream* al fine di descrivere l’evoluzione del flusso ai confini del campo basandosi sull’ipotesi di irrotazionalità e assumendo il flusso come quasi uno-dimensionale in direzione normale al bordo in quanto deve essere simulato il flusso esterno comprimibile che si viene a generare ad una certa distanza dal corpo in esame (in questo caso il *blunt body*). Questa impostazione richiede l’inserimento del numero di Mach della pressione statica e della temperatura statica;
- *Forebody (capsule conic wall)*, *Side (capsule flat wall e capsule rounded junction)* e *Nozzle (nozzle convergent joint, nozzle divergent, nozzle convergent e nozzle throat)* vengono definiti con condizioni di *wall* in quanto essi rappresentano superfici impermeabili confinanti con il fluido per cui si applica la condizione di *no-slip* per eseguire il calcolo imponendo che il flusso sia aderente alla parete con velocità tangenziale dello stesso corrispondente a quella della superficie (es. nel caso di parete fissa, come nel modello in esame, la velocità tangenziale del flusso deve assumere valore nullo). Viene inoltre imposta la condizione di adiabaticità per far sì che lo scambio di calore sia nullo;
- *Inlet* viene definito con condizione di *stagnation inlet* questo tipo di impostazione viene utilizzata per definire le condizioni in ingresso tramite i valori di pressione totale e temperatura totale nonché la direzione del flusso. Nel caso in cui si venga ad operare in regime supersonico viene inoltre richiesto l’inserimento del valore di pressione di uscita supersonica da cui è possibile ricavare il numero di Mach. Il caso di *stagnation inlet* è riferito ad un plenum immaginario molto distante a monte in modo da poter introdurre la condizione di ingresso supersonico definita da un regime iperbolico;
- *Simmetry (simmetry e simmetri reservoir)* viene definito con condizioni di *axis* in quanto esso viene a rappresentare l’asse di simmetria per una configurazione assialsimmetrica;

6.2 Mesh

A causa della natura bi-dimensionale del problema e della sua geometria assialsimmetrica si è scelto di optare per una mesh 2D in particolare tramite il tool implementato in STAR-CCM+ denominato “*automated 2D mesh*” selezionando tra i possibili candidati due metodi per la generazione della griglia:

- *Polygonal* per creare una mesh basata inizialmente su celle di forma triangolare o quadrilateri che poi vengano convertiti in forme poligonali;
- *Prism layer mesher* per discretizzare in modo più opportuno le regioni del dominio in prossimità dei bordi esterni o delle pareti in quanto risulta importante andare ad aumentare l’accuratezza proprio in quelle zone in cui si ha lo sviluppo dello strato limite in questo modo vengono create celle di forma prismatica ortogonali alla parete;

Nella tabella seguente vengono riportati i valori impostati per le regioni indisturbate:

<i>Base size [m]</i>	0.00635
<i>Target surface size [percentage relative to base]</i>	500-0.03175 m
<i>Minimum surface size [percentage relative to base]</i>	50-0.003175 m
<i>Surface curvature [Pts/circle]</i>	36
<i>Surface grow rate</i>	1.3
<i>Number of prism layer</i>	2
<i>Prism layer near wall thickness [m]</i>	1E-5
<i>Prism layer total thickness [percentage relative to base]</i>	33.33-0.00211 m

Tabella 6-2 Impostazioni generali mesh

A seguito dell’analisi preliminare del flusso ottenuto però risulta necessario l’inserimento di una serie di controlli di superficie e di volume in quanto solo la parte del *freestream* risulta indisturbata e può essere ben approssimata con una mesh definita dalle condizioni generali impostate e discusse in precedenza. Nelle regioni di interesse dove si nota la presenza di fenomeni fluidodinamici importanti oltre che in corrispondenza delle superfici dotate di curvatura o di geometrie particolari deve essere operato un affinamento della griglia tramite una riduzione della dimensione delle celle stesse che quindi aumenteranno in numero e in tal modo la precisione del calcolo stesso ne beneficia.

I controlli di superficie vengono adottati in corrispondenza dell’ugello nonché delle pareti del modello stesso (*forebody* e *aftbody*) andando a specificare i valori di impostazione della mesh basata su *prism layer* quali *minimum surface size*, *target surface size*, *prism layer values* e *surface curvature*.

I parametri modificati sono la *target surface size*, la *minimum surface size* e il *prism layer total thickness* che vengono ridotti mentre il numero di *prism layers* viene aumentato mantenendo inalterato il valore dello spessore del primo *prism layer* vicino alla superficie. La *surface proximity* e il *surface grow rate* invece rimangono inalterati.

<i>Target surface size [percentage relative to base]</i>	2-1.27E-4 m
<i>Minimum surface size [percentage relative to base]</i>	1-6.35E-5 m
<i>Number of prism layer</i>	10
<i>Prism layer total thickness [percentage relative to base]</i>	4-2.5E-4 m
<i>Surface curvature [Pts/circle]</i>	180

Tabella 6-3 Impostazioni controllo di superficie per le pareti dell’ugello

<i>Number of prism layer</i>	10
<i>Prism layer total thickness [percentage relative to base]</i>	6-3.8E-4 m
<i>Prism layer near wall thickness [m]</i>	1E-5 m
<i>Surface curvature [Pts/circle]</i>	72

Tabella 6-4 Impostazioni controllo di superficie per il forebody e l’aftbody

<i>Target surface size [percentage relative to base]</i>	2-1.27E-4 m
<i>Minimum surface size [percentage relative to base]</i>	1-6.35 E-5 m
<i>Surface curvature [Pts/circle]</i>	180

Tabella 6-5 Impostazioni controllo di superficie per il bordo symmetry reservoir

Il controllo di volume invece va ad operare sulla dimensione delle celle in una zona specifica, in particolare nel caso in esame essa viene rappresentata da una forma pari ad un tronco di cono, che va a coincidere con quella zona in cui si osserva un’interazione tra il flusso in uscita dall’ugello e il *freestream* proveniente dalla direzione opposta. Nello specifico nel controllo impostato i parametri di impostazione del *prism layer* vengono lasciati inalterati per non modificare le zone vicino a parete mentre ciò che viene modificata risulta essere la *custom size* che definisce la raffinatezza della mesh e che viene ad essere definita come:

$$cSize_{min} = \frac{D_e}{50} = \frac{2*base\ size}{50} = \frac{0.0127}{50} = 2.54E - 4\ m \quad (6.1)$$

Nello specifico verranno analizzate due mesh differenti in cui ciò che andrà a variare sarà la *custom size* del controllo volumetrico in quanto per la mesh più grezza essa risulterà essere pari a 4 volte il valore $csize_{min}$ mentre per quella più fine si avrà una *custom size* esattamente pari al valore di $csize_{min}$.

Nelle figure seguenti vengono riportati sia la mesh dell'intero dominio che i particolari relativi alle regioni a cui vengono applicati i controlli di superficie oltre che la regione conica in cui viene applicato il controllo volumetrico.

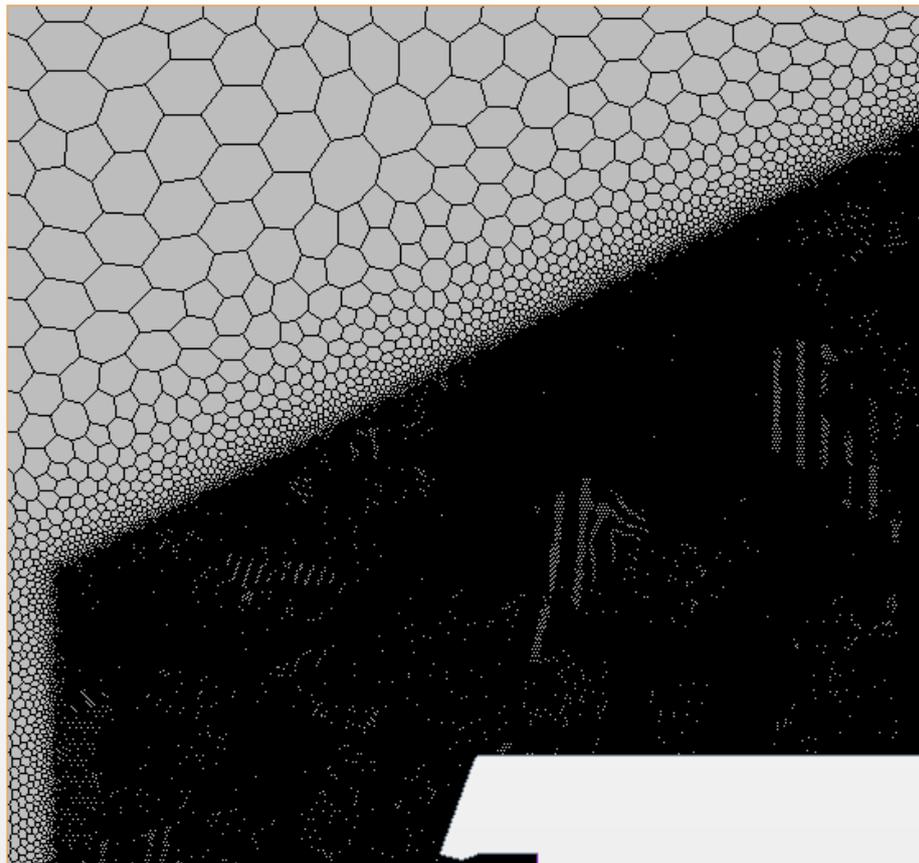


Figura 6-2 Mesh scene

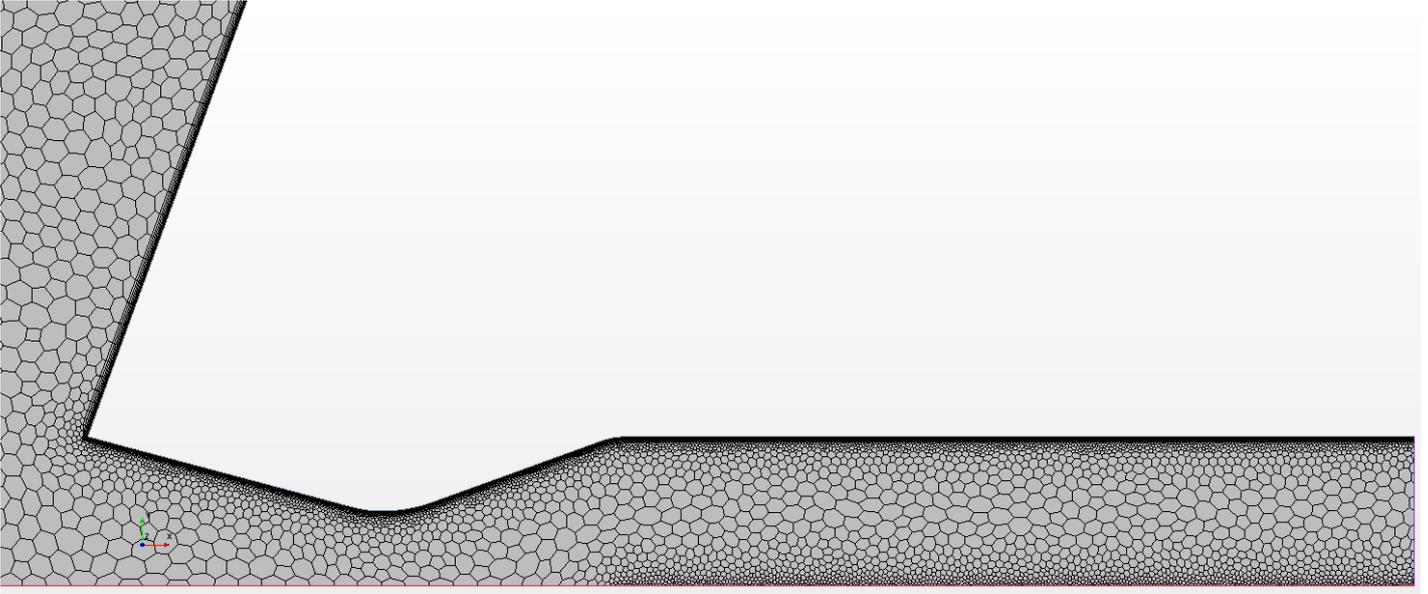


Figura 6-3 Controllo di superficie-ugello

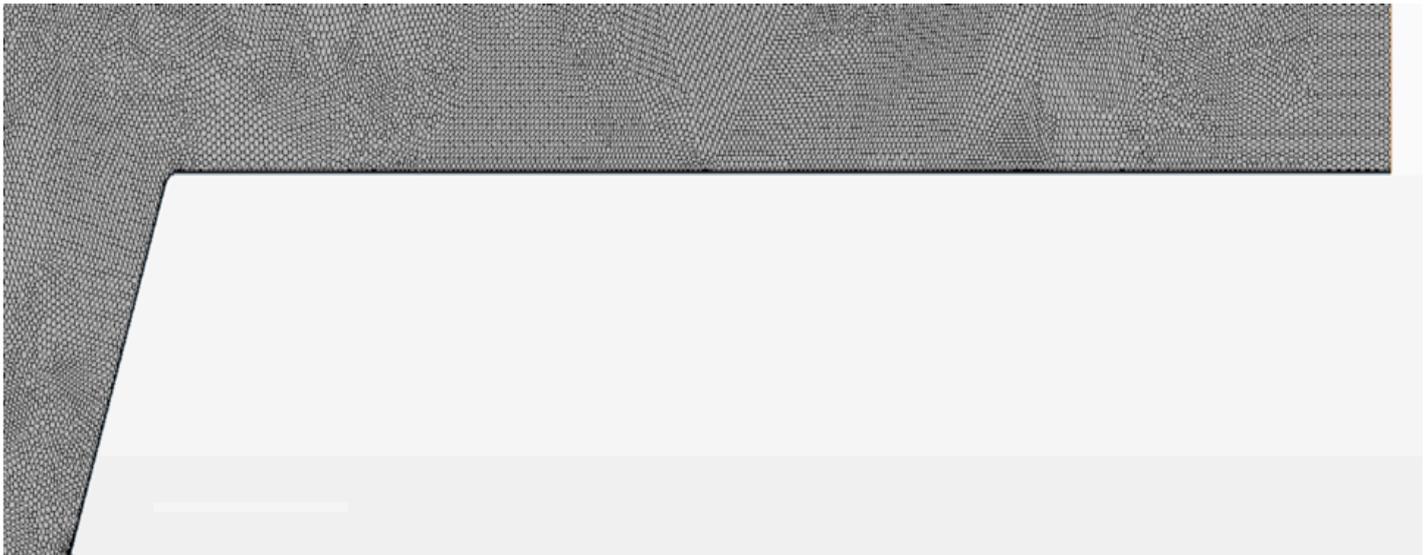


Figura 6-4 Controllo di superficie-blunt body

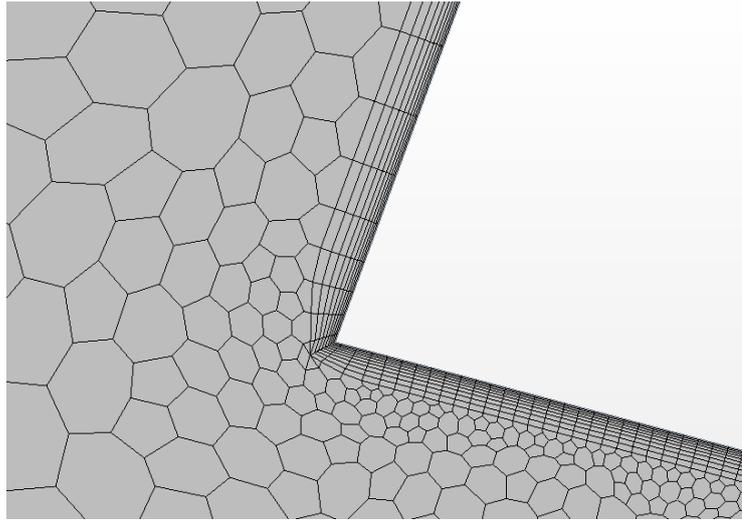


Figura 6-5 Particolare del prism layer

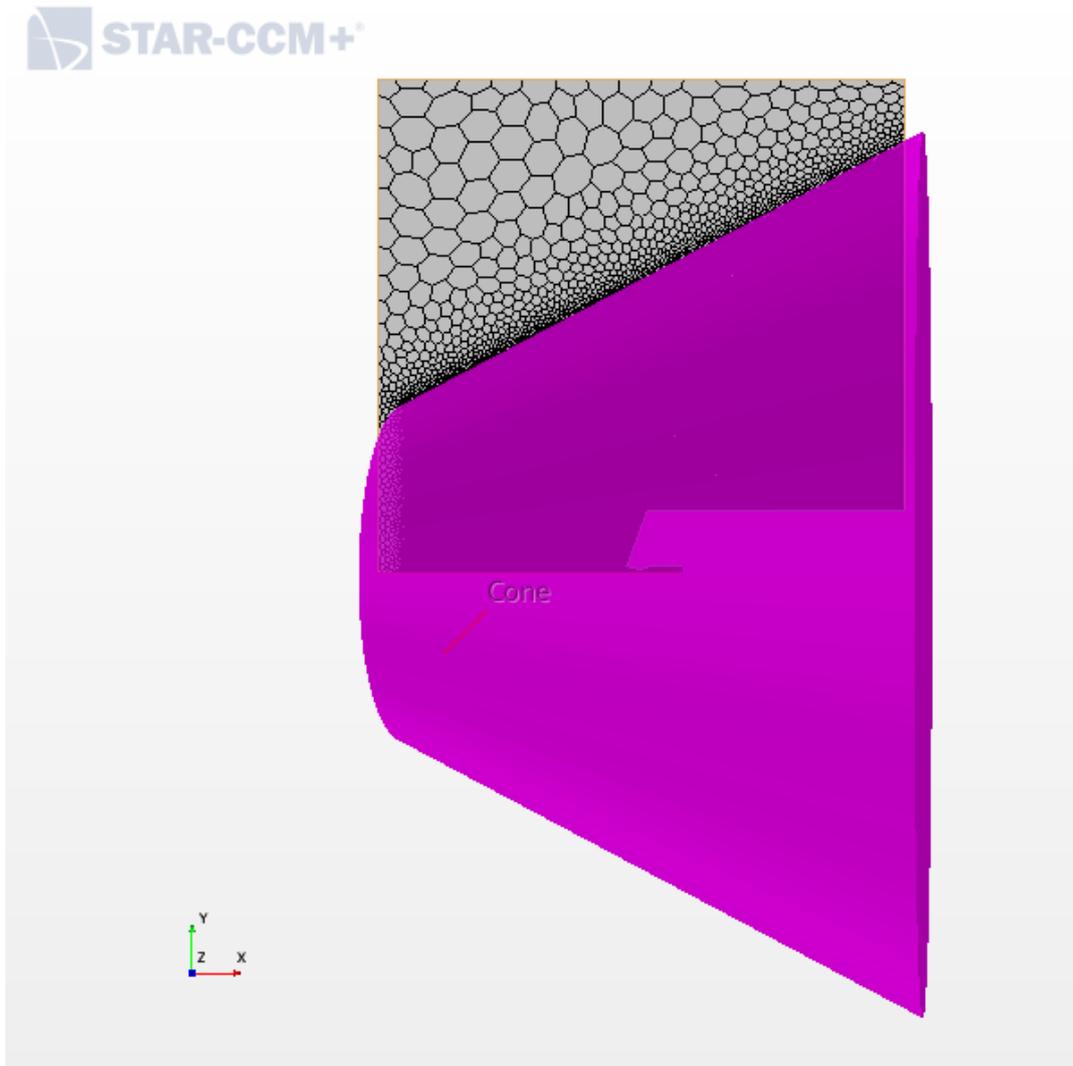


Figura 6-6 Controllo volumetrico

6.3 Modello fisico

Il modello fisico viene espresso tramite un continuum fisico in cui vengono selezionati tutti quei modelli adatti a descrivere la fisica del problema in esame andandone a ricavare una formulazione matematica idonea alla risoluzione e definendone le variabili; in particolare esso risulta valido indipendentemente dalla raffinatezza della mesh pertanto potrà essere utilizzato sia nel caso di griglia più grezza che in quello di griglia più fine.

Nello specifico per il problema in esame si sono operate le seguenti scelte:

- *Axisymmetric*: per i runcase in esame l'angolo di attacco risulta essere pari a 0° pertanto il flusso darà origine ad un campo di moto assialsimmetrico. L'asse di simmetria è rappresentato dai confini denominati *simmetry* e *simmetry reservoir*;
- *Gradients*: questa scelta risulta fondamentale per il calcolo delle variabili, mediante il metodo *Hybrid Gauss LSQ*, relative alle celle componenti la mesh in particolare il valore che esse assumono in corrispondenza del centro e delle facce;
- *Gas*: selezione effettuata in quanto ci si trova in presenza di un gas, cioè l'aria, le cui caratteristiche (viscosità dinamica e conducibilità termica) vengono ricavate ricorrendo all'utilizzo della legge di *Sutherland* mentre il peso molecolare e il calore specifico vengono inseriti come costanti;
- *Ideal gas*: si assume che il gas, in questo caso l'aria, segua la legge dei gas perfetti così facendo risulta possibile calcolare la densità come funzione di pressione e temperatura in quanto anche nel caso di flussi compressibili risulta possibile effettuare questa assunzione;
- *Coupled flow e coupled energy*: selezioni richieste nel caso di flussi compressibili oppure regimi supersonici ed ipersonici, esse garantiscono la risoluzione accoppiata delle equazioni di continuità (che fornisce la pressione per la valutazione della densità) e di conservazione del momento (che fornisce il campo di velocità) e dell'energia. I termini diffusivi e convettivi vengono risolti con uno schema al second'ordine mentre per il flusso inviscido viene utilizzato uno schema AUSM+FVS;
- *Implicit unsteady*: selezione effettuata a seguito dei risultati numerici e sperimentali relativi al campo di moto in caso di retropropulsione supersonica per cui si evidenzia un flusso fortemente instazionario;
- *Solution interpolation*: selezione utile nel caso in cui si voglia interpolare una soluzione calcolata nel caso in cui vi sia una certa mesh e si voglia andare a modificare quest'ultima grazie al principio secondo cui comparando i centri delle celle si ottiene la soluzione nei centri

delle nuove celle assumendola pari a quella che si aveva nel centro cella più vicino della vecchia mesh;

- *Wall distance*: selezione effettuata per il calcolo della soluzione nelle celle vicino alla parete per cui si assume una condizione di *no-slip*;

L'unica differenza risiede nella scelta del regime in quanto esso può essere:

- *Laminar*: nel caso in cui si assuma regime laminare questa risulta essere la selezione da effettuare, vengono risolte le equazioni di *Navier-Stokes*;
- *Spalart-Allmaras turbulence*: nel caso in cui si assuma regime turbolento si può scegliere il regime di turbolenza e nel problema in esame questo è uno dei due regimi implementati (vedi 4.2.1);
- *K-Omega turbulence*: nel caso in cui si assuma regime turbolento si può scegliere il regime di turbolenza e nel problema in esame questo è uno dei due regimi implementati (vedi 4.2.3);

Entrambi i modelli di turbolenza scelti risolvono le equazioni di *Navier-Stokes* mediate alla *Reynolds*. Nel caso di retropropulsione ipersonica non è ben chiaro il punto in cui si verifica la transizione da laminare a turbolento perciò si è scelto di analizzare entrambi i regimi.

Per quanto concerne le condizioni iniziali esse sono state ricavate mediante delle funzioni di tipo *field function* per distinguere tra l'interno e l'esterno dell'ugello in quanto all'interno dello stesso i valori di pressione e temperatura iniziali vengono posti pari ai valori totali mentre all'esterno vengono assunti pari a quelli di *freestream* così facendo si trascurano eventuali errori di *floating point*.

6.4 Solvers

Per quanto concerne la scelta dei *solvers* essa risulta strettamente legata alla scelta effettuata per il modello fisico; in generale sia per il caso laminare che per quello turbolento si hanno in comune:

- *Implicit unsteady*: a causa della forte instazionarietà del campo di moto si opta per un modello instazionario implicito con discretizzazione temporale al prim'ordine con *time-step* pari a $1E-6$ s mentre per la discretizzazione al second'ordine il *time-step* risulta essere pari a $2.5E-7$ s;
- *Partitioning*: con scelta del metodo coincidente al caso *per-continuum*;
- *Wall distance*: con *verbosity* nulla e *minimum tree size threshold* pari a 500000 in quanto il metodo utilizzato si basa sull'albero implicito;
- *Coupled implicit*: con numero di *Courant* massimo pari a 0.8 crescente secondo una rampa lineare e basato su solver del tipo AMG lineari, inoltre si è selezionata la funzione *expert*

inicialization per aumentare la robustezza del codice e portarlo più velocemente alla convergenza;

La differenza tra i due regimi sta nel fatto che per il regime turbolento si vengono ad aggiungere due *solvers* per ciascuno dei metodi di turbolenza:

- *K-Omega turbulence* e *K-Omega turbulence viscosity* nel caso in cui il metodo sia di tipo $k - \omega$;
- *Spalart-Allmaras turbulence* e *Spalart-Allmaras turbulence viscosity* nel caso in cui il metodo scelto sia *Spalart – Allmaras*;

7. Analisi CFD di una configurazione di tipo “single nozzle”-Risultati

Tutti i *runcase* considerati in questo lavoro di tesi sono relativi ad un valore di numero di Mach pari a 4.6 con un valore del numero di Reynolds pari a 1.5×10^6 1/ft al fine di ridurre la probabilità di un’interferenza con le pareti. In particolare verranno analizzati i casi 167 e 169 cioè configurazioni di tipo *single nozzle* con angolo di attacco nullo ($\alpha = 0^\circ$).

Nella tabella seguente vengono riportati i valori di pressione, temperatura e densità caratterizzanti il *freestream* fissato il numero di Mach:

$p_\infty [Pa]$	536.26
$T_\infty [K]$	64.72
$\rho_\infty [kg/m^3]$	0.03

Tabella 7-1 Condizioni di freestream

7.1 Runcase 167

Relativamente a questo specifico test si impostano i valori riportati in tabella:

$p_j^o [Pa]$	2.06E6
$T_j^o [K]$	342.85
C_T	0.943

Tabella 7-2 Condizioni runcase 167

7.1.1 Scene iso Mach, temperatura e pressione-regime laminare

Risulta possibile effettuare un confronto tra quanto si ottiene numericamente e ciò che si era preventivato grazie ai dati forniti dalle simulazioni sperimentali andando ad osservare le scene rappresentanti il campo di moto in termini di numero di Mach, temperatura statica e pressione statica una volta terminato il transitorio numerico mentre per poter osservare l’instazionarietà del fenomeno sarà necessario effettuare un’analisi in frequenza che verrà riportata nei paragrafi seguenti.

Ciò che ci si aspetta di ottenere è un campo di moto che vada a ricalcare quello ottenuto mediante le simulazioni in galleria del vento al fine di andare a dimostrare quanto il calcolo numerico possa essere considerato come affidabile e come esso sia in grado di riprodurre il fenomeno della complessa interazione tra getto in uscita dall’ugello e *freestream* proveniente dalla direzione opposta senza per

forza dover ricorrere a test sperimentali in modo da permettere una notevole riduzione dei costi e delle tempistiche.

Come già analizzato nei capitoli precedenti la retropropulsione supersonica è caratterizzata dalla presenza di:

- Un urto staccato altrimenti detto *bow shock*;
- Un disco di Mach e un urto di tipo *barrel shock*;
- Un punto di stagnazione;
- Un punto triplo;
- Una zona di ricircolazione;
- La presenza di uno strato limite ai confini del getto;
- Il getto in uscita dall'ugello;

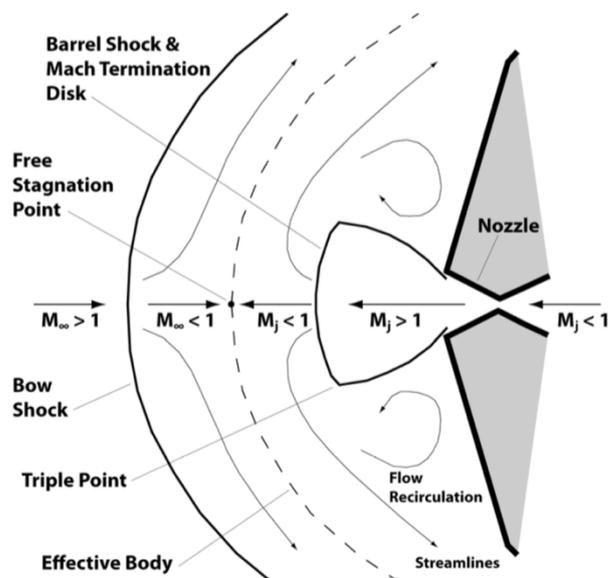


Figura 7-1 Configurazione single-nozzle

Osservando la scena corrispondente al numero di Mach si nota come il flusso evolva a partire dall'*inlet* infatti esso viene fatto accelerare tramite il tratto convergente dell'ugello, raggiungendo la condizione sonica per cui vale $M = 1$ in corrispondenza della sezione di gola, per poi espandersi nel tratto divergente al fine di raggiungere una condizione supersonica in corrispondenza della sezione di uscita dell'ugello stesso per cui vale $M \cong 3$. Anche per quanto concerne le scene di pressione e temperatura risulta possibile osservare il comportamento del flusso in quanto risulta evidente come, a partire da elevati valori di pressione e temperatura corrispondenti a flusso in quiete, entrambe le variabili vadano a diminuire considerevolmente in corrispondenza dell'espansione.

Una volta uscito dall'ugello il flusso continua ad espandersi, con una conseguente diminuzione dei valori di pressione e temperatura mentre il numero di Mach continua ad aumentare, infatti si osserva chiaramente la forma associata al getto e che corrisponde ad una zona fortemente sotto espansa delimitata dal *barrel shock* e dal disco di Mach che segnano il confine tra la regione supersonica all'interno del getto stesso e quella subsonica circostante come risulta possibile notare osservando la scena relativa al numero di Mach.

La presenza del disco di Mach era prevedibile poiché ci si trova nel caso di getto fortemente sottoespanso pertanto esso viene a determinare la fine della regione di espansione tramite un urto retto che causa una brusca diminuzione del numero di Mach ed un conseguente aumento delle variabili di pressione e temperatura.

Posteriormente al disco di Mach si osserva la presenza di uno strato limite subsonico circondato da due zone supersoniche, caratterizzante questo tipo di configurazione dotata di retropropulsione supersonica, che nasce a seguito di un'interazione tra il getto esausto in uscita dall'ugello che viene ad essere decelerato attraversando l'urto e il *freestream*, caratterizzato da velocità subsoniche in quanto anch'esso si è trovato ad attraversare un urto (il *bow shock*), che incombe in direzione opposta. Proprio a causa di questa interazione si viene a generare una superficie di contatto che svolge la funzione di interfaccia tra i due flussi subsonici e su cui si trova la regione di stagnazione con il corrispondente punto di stagnazione situato sull'asse di simmetria. Sia il punto di stagnazione che la regione subsonica sono caratterizzati da valori elevati di pressione e temperatura simili ai valori osservabili all'interno dell'ugello per quanto concerne la temperatura mentre per quanto riguarda la pressione i valori sono assimilabili a quelli all'inizio dell'espansione del getto in corrispondenza della sezione di uscita dell'ugello.

Analogamente vale per l'urto staccato, altrimenti detto *bow shock*, che si viene ad osservare in seguito al disco di Mach; esso risulta essere chiaramente visibile e anche in questo caso predetto teoricamente. Attraverso quest'urto si nota un notevole aumento delle variabili di pressione e temperatura mentre il numero di Mach decresce ancora una volta bruscamente comportando una diminuzione della velocità.

A causa degli elevati gradienti instauratisi tra la regione supersonica del getto in uscita dall'ugello e il *freestream* con condizioni subsoniche che si muove lungo l'*aftbody* verso l'asse si genera uno strato limite che circonda i confini del getto; esso rappresenta una zona di mescolamento formatasi tra il *barrel shock* e il flusso subsonico. Poiché la zona di bassa pressione in corrispondenza della sezione di uscita dell'ugello influenza sia il getto che lo strato limite si genera una zona di ricircolazione tra il *barrel shock* e lo strato limite stesso; essa risulta caratterizzata da una zona subsonica incorporata all'interno di una supersonica ma a causa delle interazioni lungo l'*aftbody* e del regime del campo di moto differente risulta impossibile definire un confine preciso tra le due regioni. Inoltre l'elevato valore di pressione dietro il *bow shock* e la presenza di questa zona di ricircolazione vanno ad aumentare il mescolamento all'interno dello strato limite stesso e lungo il confine tra il getto (supersonico) e la zona subsonica che lo circonda.

Il punto triplo è individuabile nel luogo in cui si ha l'intersezione tra disco di Mach, *barrel shock* e zona subsonica posteriore al *bow shock*; esso rappresenta una caratteristica fondamentale delle configurazioni caratterizzate da retropropulsione supersonica e determina, con la sua instabilità, l'instazionarietà del campo di moto.

In seguito vengono mostrate le scene iso Mach, temperatura e pressione con l'individuazione delle caratteristiche sopracitate.

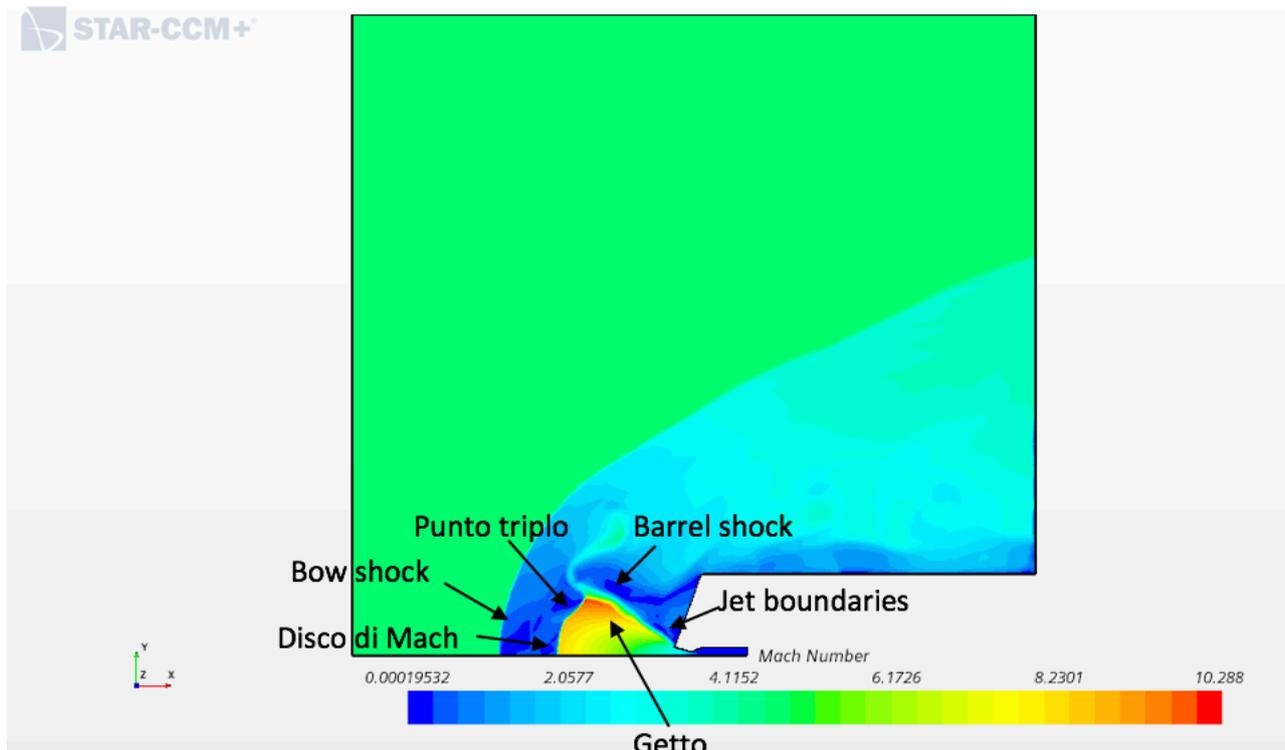


Figura 7-2 Iso Mach runcase 167-regime laminare

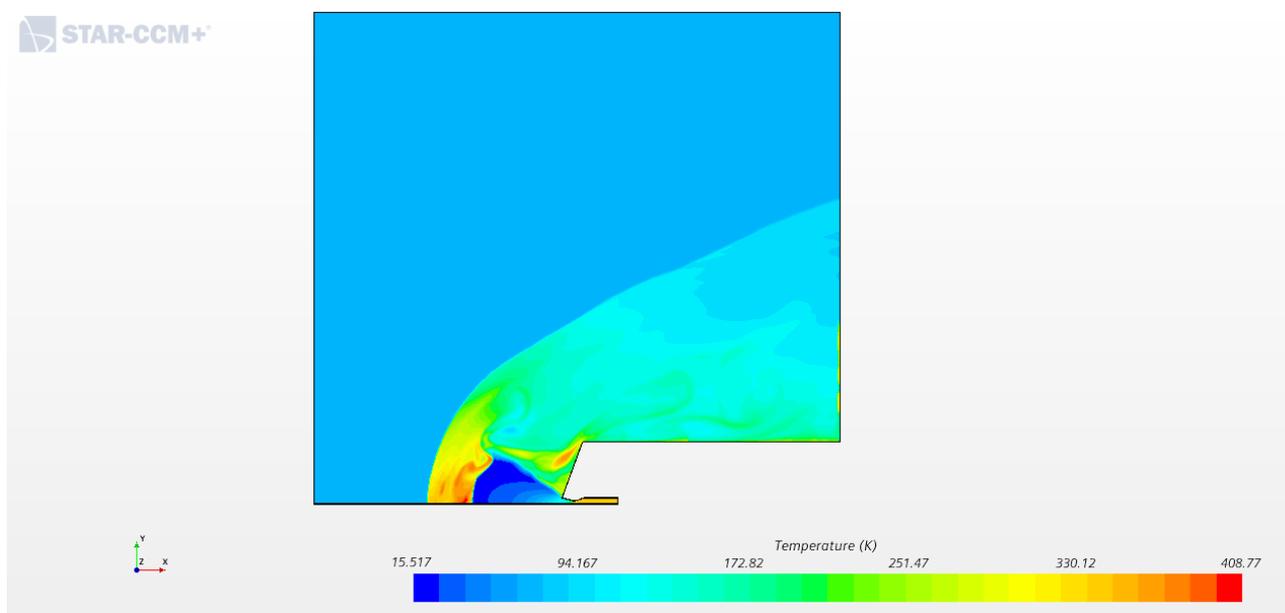


Figura 7-3 Iso temperatura runcase 167-regime laminare

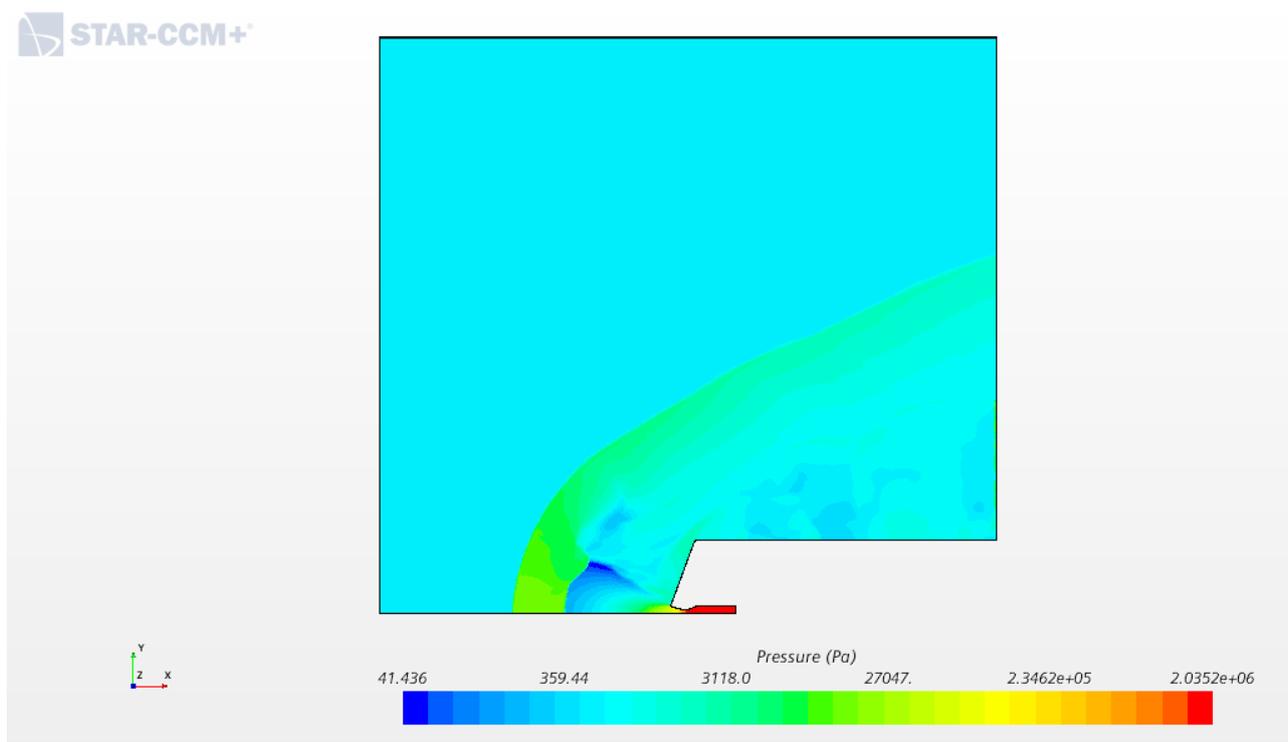


Figura 7-4 Iso pressione runcase 167-regime laminare

Nella scena soprastante è possibile osservare la zona a pressione pressoché costante che circonda l'intero *blunt body* essa, come già discusso in precedenza, nasce a seguito della presenza della zona di ricircolazione a causa dell'interazione tra getto di scarico e *freestream*.

Andando a sovrapporre le linee di corrente alla scena iso Mach è possibile individuare la presenza della zona di stagnazione e del punto di stagnazione stesso all'interno della regione subsonica tra i due urti corrispondenti al *bow shock* e al disco di Mach e in corrispondenza dell'asse di simmetria come anticipato in precedenza. Questo particolare punto trova la sua collocazione laddove si ha una variazione della direzione delle linee di corrente del *freestream* in quanto il flusso viene deviato proprio in corrispondenza della superficie di contatto per poi procedere verso l'*aftbody*, la deflessione avviene a causa della presenza del getto che rappresenta un ostacolo nella regione all'esterno del *bow shock* infatti non si ha alcuna deviazione e le linee di corrente risultano essere parallele. Attraverso la sovrapposizione delle *streamlines* è inoltre possibile visualizzare lo strato limite che si viene a generare attorno al getto e la regione di ricircolazione.

Bisogna però distinguere le linee di corrente, che individuano in un dato punto in un dato istante la tangente al vettore velocità dalle linee di percorso.

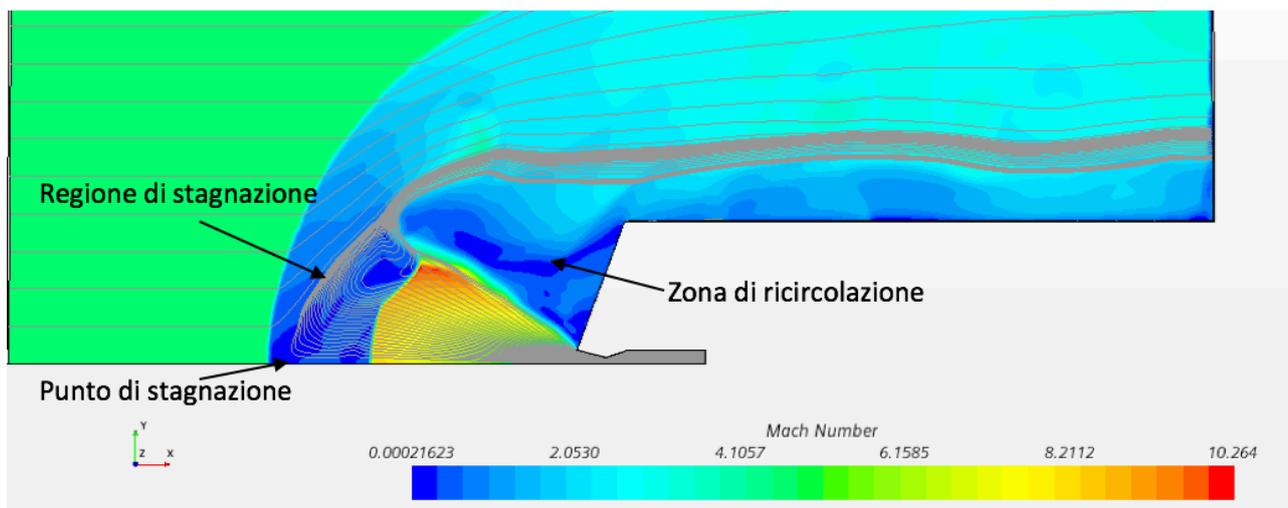


Figura 7-5 Streamlines runcase 167-regime laminare

7.1.2 Pseudo Schlieren-regime laminare

In questo sotto paragrafo si ricorre all'utilizzo del metodo Schlieren in quanto esso permette di fotografare il campo di moto di fluidi con densità variabile al fine di visualizzare fenomeni complessi quali onde d'urto, espansioni e compressioni, strati limite cioè tutti quei fenomeni che inducono variazioni di pressione, temperatura e densità.

Il principio fisico su cui il metodo pone fondamento è quello per cui i raggi di luce vengono deviati qualvolta incontrino un cambiamento della densità del fluido in quanto esso causa una variazione dell'indice di rifrazione. Pertanto, nel caso sperimentale, si ottiene un'immagine in cui le zone a diversa densità vengono divise tra di loro tramite linee di colore scuro che rappresentano la zona in cui si concentra il gradiente della variabile.

Per quanto concerne i codici CFD risulta possibile simulare tale metodo andando a rappresentare immagini definite pseudo Schlieren tramite la visualizzazione dei gradienti di densità all'interno del campo di moto in modo da poter trarre i vantaggi del metodo ed osservare le strutture di cui si è fatto accenno in precedenza per poter confrontare con le immagini Schlieren ricavate sperimentalmente in galleria del vento. L'immagine seguente viene ottenuta andando a rappresentare la funzione implementata nel programma come *field function* $|\nabla\rho|$.

Per quanto concerne l'istante temporale esso corrisponde allo stesso per cui sono state ricavate le scene iso Mach, temperatura e pressione e viene individuato alla fine del transitorio numerico.

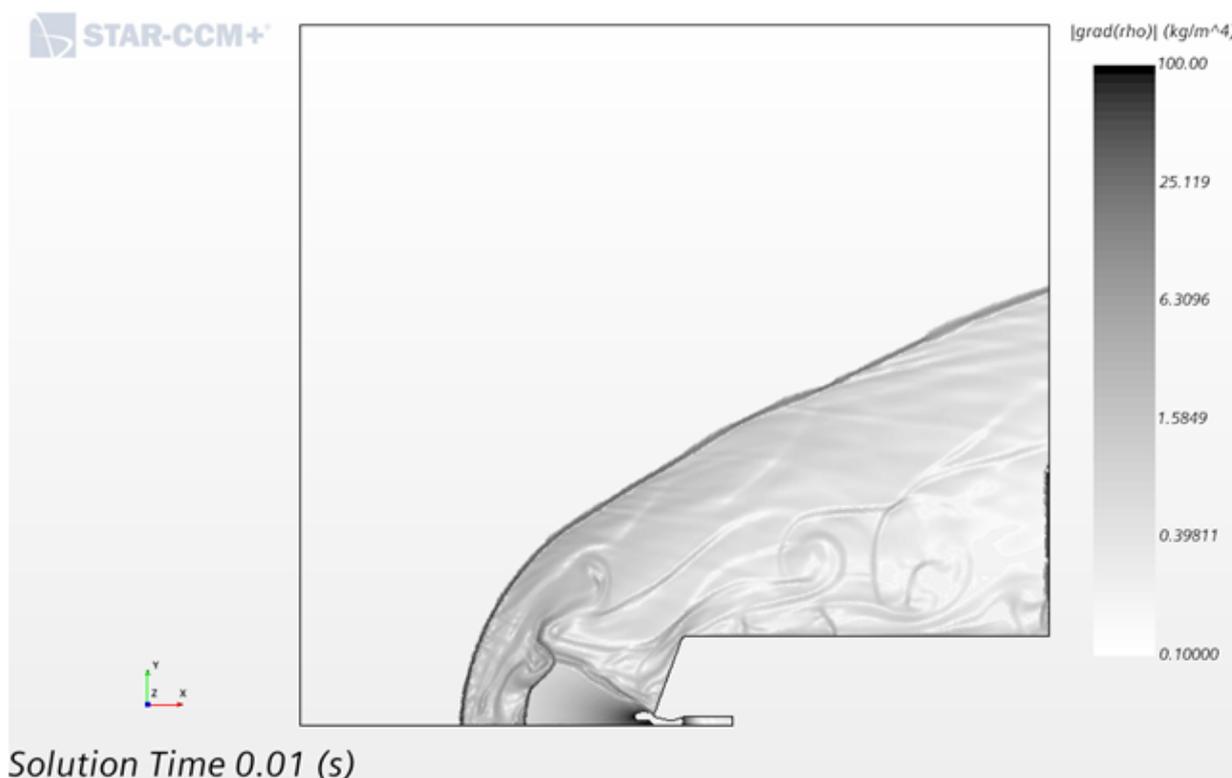


Figura 7-6 Pseudo Schlieren runcase 167-regime laminare

Nuovamente, come già evidenziato per le immagini iso Mach, temperatura e pressione, sono riconoscibili tutte le strutture caratterizzate il campo di moto in una configurazione che possiede retropropulsione supersonica: il *bow shock*, il disco di Mach, il *barrel shock*, lo strato limite subsonico, il punto triplo, il punto e la regione di stagnazione e il getto con i suoi confini. L'immagine ottenuta tramite codice CFD può essere confrontata con quella riportata in seguito ottenuta sperimentalmente.



Figura 7-7 Schlieren runcase 167 ottenuta sperimentalmente

Dal confronto tra le immagini ricavate tramite codice computazionale e quelle ricavate sperimentalmente si evince la bontà del codice e come esso sia in grado di riprodurre fedelmente tutte quelle caratteristiche tipiche del campo di moto in presenza di retropropulsione supersonica rimanendo comunque nel range di valori predetti dai risultati sperimentali.

7.1.3 Dimensioni caratteristiche-regime laminare

Come detto in precedenza andando ad osservare la scena ottenuta con il metodo Schlieren è possibile osservare le caratteristiche principali del campo di moto caratterizzante una configurazione con retropropulsione supersonica e pertanto sono individuabili alcune dimensioni caratteristiche di interesse che possono poi essere confrontate con quelle ottenute sperimentalmente e può essere calcolato l'errore compiuto andando ad utilizzare un codice CFD piuttosto che ricorrere ad una simulazione in galleria del vento. Per compiere queste misurazioni è stato impiegato lo strumento *measure distance* già implementato nel programma STAR-CCM+.

Anche tramite queste misurazioni è possibile andare a verificare la bontà del codice nel riprodurre fedelmente la configurazione in esame. È necessario però andare a definire quali siano le dimensioni caratteristiche di interesse come indicato in [25].

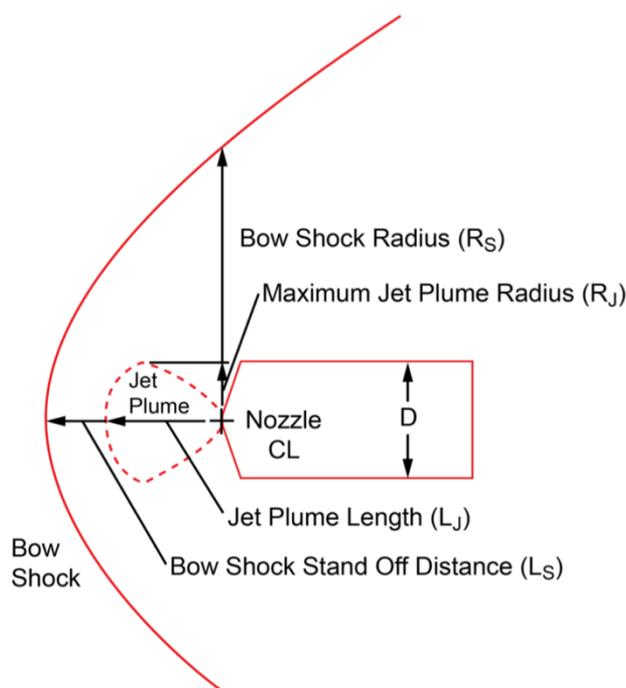


Figura 7-8 Dimensioni caratteristiche

Nella tabella seguente vengono riportati i valori ottenuti sperimentalmente, quelli ottenuti tramite codice CFD e l'errore percentuale tra i due.

<i>167 regime laminare</i>	L_S [m]	R_S [m]	L_J [m]	R_J [m]
<i>Valori ottenuti sperimentalmente</i>	0.13564	0.17704	0.09398	0.04953
<i>Valori ottenuti mediante codice CFD</i>	0.13637	0.17837	0.09199	0.05277
<i>Errore percentuale</i>	0.54%	0.75%	2.11%	6.54%

Tabella 7-3 Comparazione dimensioni caratteristiche-runcase 167

Come si evince dall'errore percentuale riportato nell'ultima riga della tabella le dimensioni caratteristiche ottenute mediante il codice CFD risultano essere in linea con quelle ottenute sperimentalmente in galleria del vento pertanto il codice risulta pienamente in grado di descrivere il fenomeno in esame.

Le misure della *stand off distance* (L_S) e dell'estensione del getto (L_J) possono essere ricavate andando ad osservare il grafico riportante il numero di Mach lungo l'asse in funzione della posizione x ricavabile mediante lo strumento *plots* del programma e riportato in figura seguente:

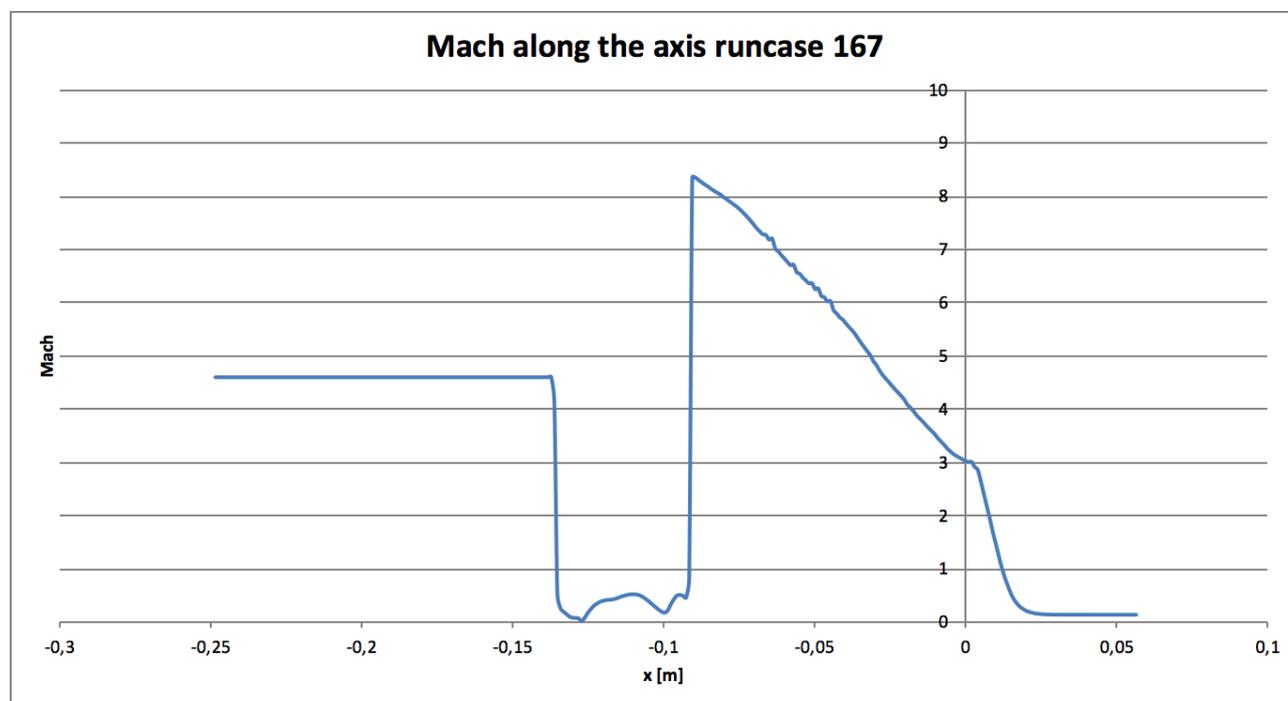


Figura 7-9 Grafico del numero di Mach lungo l'asse-runcase 167

Osservando il grafico è infatti visibile come in corrispondenza della sezione di uscita dell'ugello si abbia una brusca crescita del numero di Mach a causa della presenza dell'espansione che accelera la

corrente; in seguito quando si giunge in corrispondenza del disco di Mach si ha una brusca diminuzione della velocità della corrente che passa da essere pari a valori supersonici fino ad arrivare a valori subsonici con l'evidente presenza del punto di arresto laddove il numero di Mach tende ad annullarsi e che individua la presenza della già citata superficie di contatto. Un ulteriore incremento è visibile in corrispondenza della posizione del *bow shock* in quanto il valore del numero di Mach deve essere riportato a quello del *freestream* ($M_\infty = 4.6$).

7.1.4 Coefficiente di pressione

Finora si è proceduto mediante analisi qualitative mentre un'analisi quantitativa per valutare la bontà del codice CFD rispetto alle prove in galleria del vento può essere effettuata mediante il calcolo del coefficiente di pressione definito come:

$$C_P = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2} \rho_\infty V_\infty^2} \quad (7.1)$$

Dove:

- p rappresenta il valore calcolato in una certa posizione;
- p_∞ , ρ_∞ e V_∞ rappresentano i valori di pressione, densità e velocità caratterizzanti la corrente indisturbata cioè i valori di *freestream* elencati in *Tabella 7-1*

La rappresentazione della media del coefficiente di pressione avviene mediante un *monitor* di tipo *field mean* in cui si sceglie la parte riguardo a cui si vuole effettuare il calcolo e si utilizza per il calcolo la *field function* appositamente creata. È necessario effettuare una media temporale del coefficiente in quanto il campo di moto risulta essere, come già accennato in precedenza, fortemente instazionario pertanto il medesimo coefficiente viene calcolato in ciascun istante temporale e poi ne viene effettuata una media con gli istanti precedenti ed essa viene ad essere rappresentata in un grafico.

I grafici riportati in seguito si riferiscono al *forebody* e all'*aftbody* con profili che ben seguono quelli ottenuti sperimentalmente e con valori che si trovano all'interno del range di errori accettabile e già discusso nel capitolo precedente; si ottiene comunque un errore a causa del fatto che un codice CFD non può essere perfettamente sostituibile ad un test sperimentale.

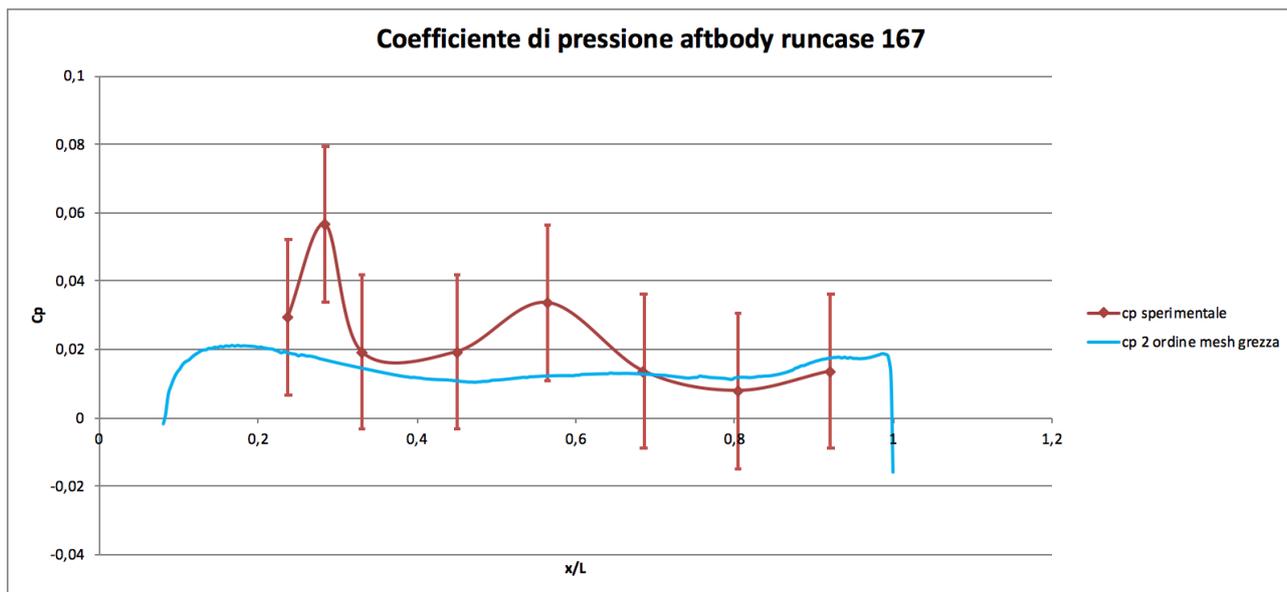


Figura 7-10 Grafico coefficiente di pressione aftbody-runcase 167

Lungo l'asse delle ascisse viene riportato il valore della posizione x rapportato all'estensione massima della parte in esame in modo da razionalizzare l'intervallo.

Come è osservabile dal grafico stesso i valori minimi del coefficiente di pressione si hanno in corrispondenza dell'inizio e della fine del corpo in questi due punti il coefficiente di pressione assume valori leggermente negativi. Nella parte centrale del grafico il coefficiente di pressione assume valori negativi con un andamento inizialmente crescente fino ad un massimo locale di circa 0.02 per poi decrescere fino a valori pressoché costanti ed intorno a 0.017 ed infine ricrescere fino a valori che tornano a sfiorare il valore di 0.02 per poi terminare con il valore negativo già citato in precedenza.

Si osserva inoltre come il grafico ottenuto tramite codice CFD rimanga sempre comunque all'interno del range di valori ottenuti a partire da quelli sperimentali.

La mancanza di dati sperimentali in corrispondenza dei valori in corrispondenza del valore nullo e dell'unità sull'asse delle ascisse è da ricercarsi nel numero insufficiente di prese di pressione ai confini della parte in esame tali da poter ottenere un andamento completo; analogamente vale per il *forebody*.

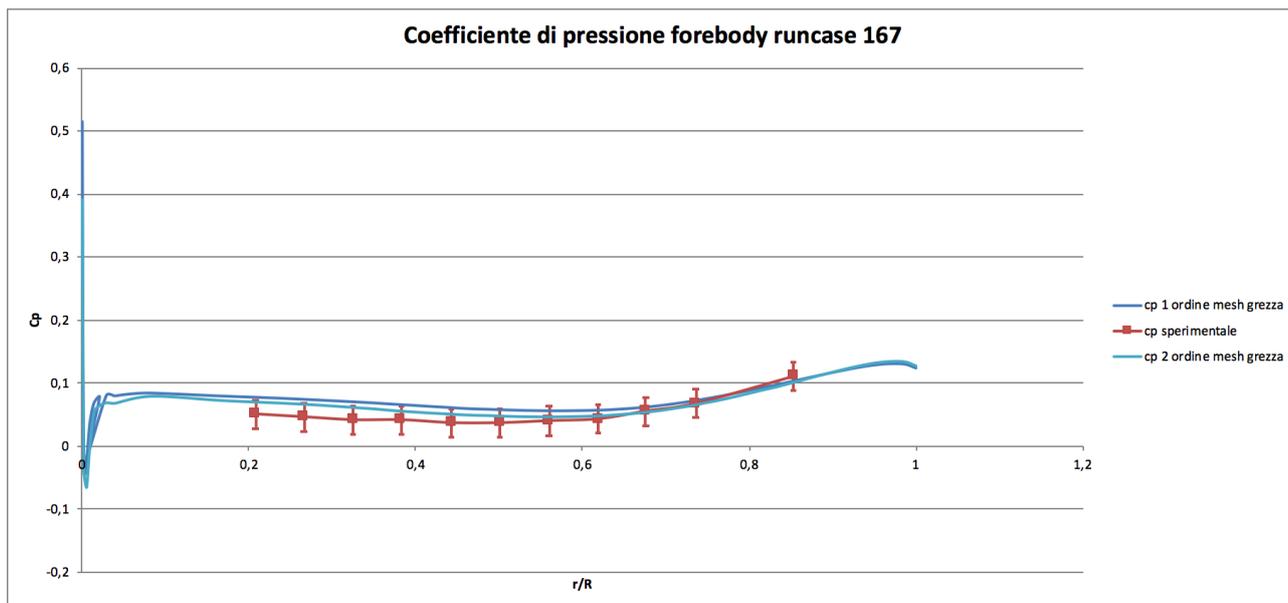


Figura 7-11 Grafico coefficiente di pressione forebody-runcase 167

Riguardo al grafico del coefficiente di pressione per il *forebody* si può osservare un andamento che risulta essere simile a quello ottenuto per l'*aftbody*, ad eccezione della parte iniziale, ma in ascisse non è più riportata la posizione x adimensionata con la lunghezza bensì il valore della posizione radiale (r) adimensionalizzata con il raggio.

I valori inizialmente molto alti del coefficiente sono da ricercarsi nella presenza della forte espansione in corrispondenza della sezione di uscita dell'ugello che quindi provoca un notevole incremento della pressione e di conseguenza del coefficiente stesso.

A seguito della forte espansione però si ha una brusca diminuzione del valore di pressione che causa quindi una diminuzione del coefficiente fino a valori negativi di circa -0.07 seguita da una rapida crescita che riporta il medesimo a valori positivi circa speculari che si mantengono pressoché costanti per il primo 20% della parte per poi decrescere fino a valori di circa 0.05 al 60% dell'estensione con un cambio di concavità della curva. Infine si osserva una notevole crescita con pendenza positiva considerevole fino a raggiungere il valore del massimo locale pari a circa 0.12 . La diminuzione del coefficiente osservabile nella parte finale del grafico è in corrispondenza della giunzione tra *forebody* e *aftbody* ed ha la funzione di andare a congiungere i due profili del coefficiente di pressione garantendone la continuità.

Anche nel caso del *forebody* risulta possibile osservare la corrispondenza dei valori del coefficiente di pressione ottenuti mediante codice CFD con quelli ottenuti sperimentalmente.

Ancora una volta viene quindi è possibile osservare la bontà del codice anzi essa viene provata anche dal punto di vista numerico piuttosto che solo da quello qualitativo confermando la capacità dello stesso di riprodurre fedelmente le caratteristiche di una configurazione dotata di retropropulsione.

Avendo ottenuto risultati eccellenti sia dal punto di vista qualitativo che quantitativo risulta ora possibile procedere con le modifiche sia sulla mesh che sul modello fisico e l'analisi in frequenza.

7.1.5 Raffinamento mesh

L'obiettivo di questo paragrafo è quello di analizzare quale influenza abbia un raffinamento della griglia andando a modificare in particolare, come già discusso in precedenza, la *custom size* del controllo volumetrico in modo tale da ottenere due differenti mesh una più fine con dimensione pari a $csize_{min}$ e l'altra più grezza con dimensione pari a quattro volte la $csize_{min}$.

Il confronto avviene inizialmente andando ad osservare le scene rappresentanti le zone iso Mach, temperatura e pressione statiche riportate nelle figure seguenti, a sinistra viene riportata sempre la scena relativa alla mesh più grezza mentre a destra quella relativa alla mesh più fine.

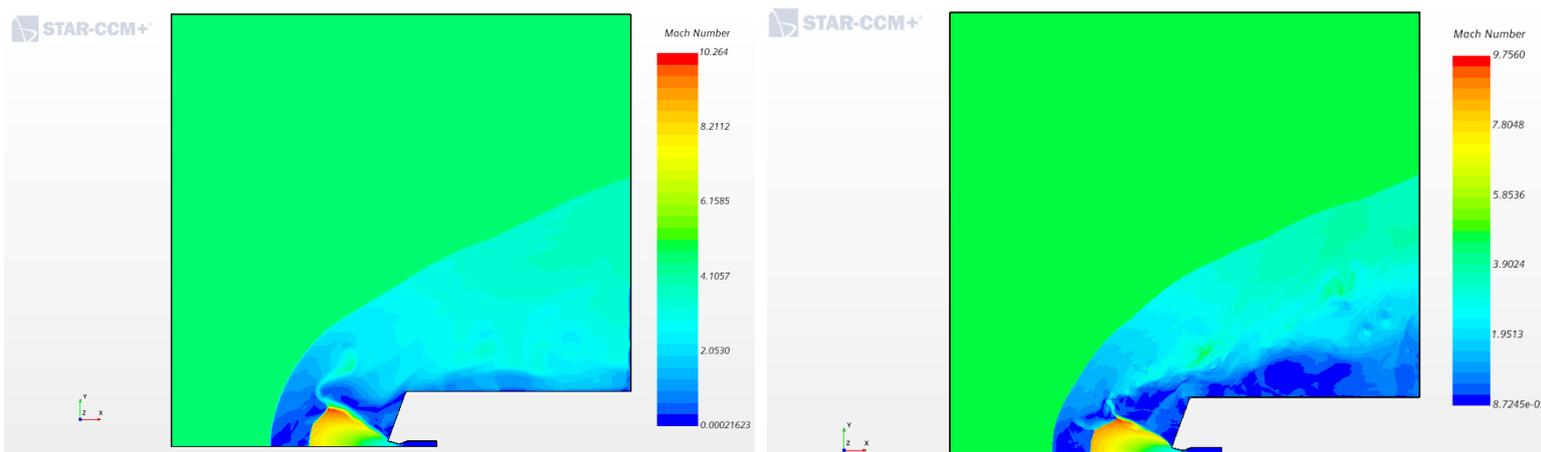


Figura 7-12 Confronto Mach isocontours-runcase 167

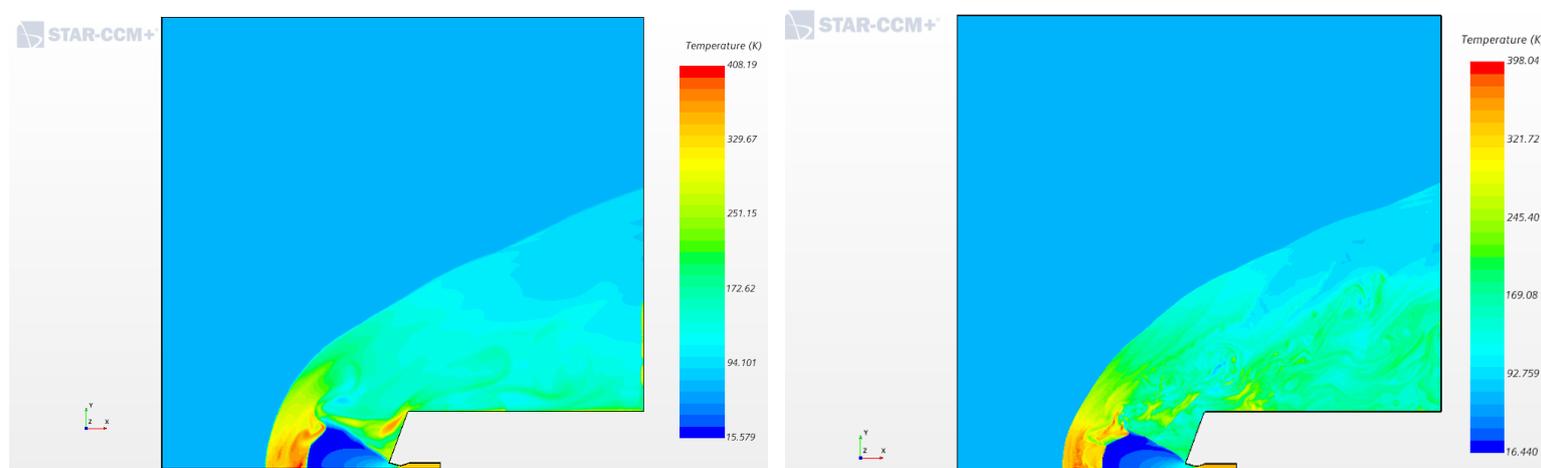


Figura 7-13 Confronto temperature isocontours-runcase 167

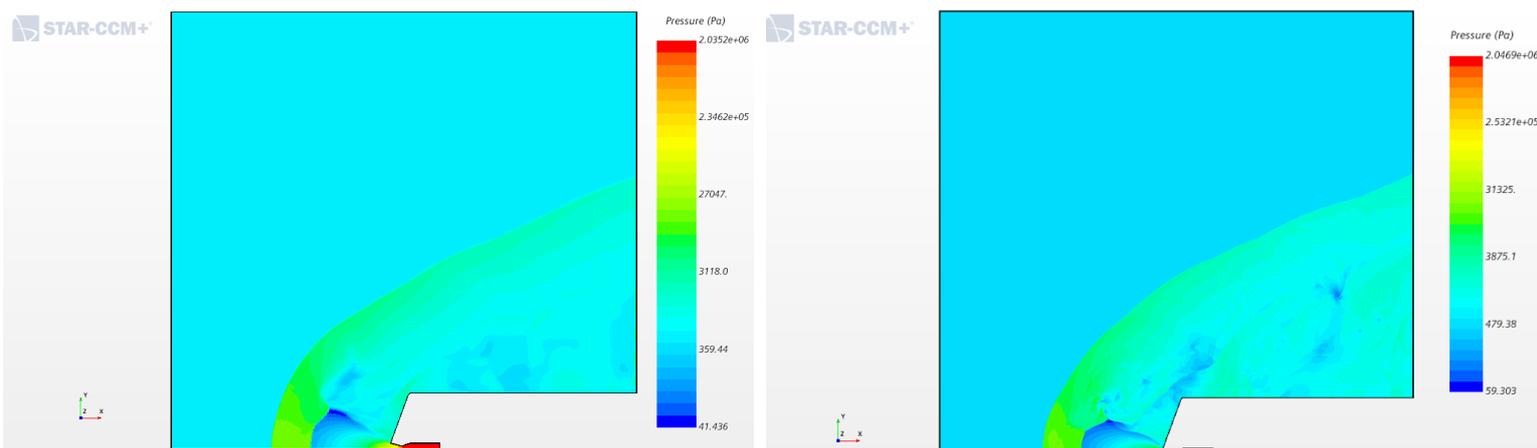


Figura 7-14 Confronto pressioni isocontours-runcase 167

Come già accennato nei paragrafi precedenti in ognuna delle figure è possibile riconoscere le caratteristiche principali presenti nel caso di una configurazione dotata di retropropulsione supersonica quali il *bow shock* che causa un brusco calo del numero di Mach a partire dal valore di *freestream*, il disco di Mach e il *barrel shock* che definiscono i limiti del getto sottoespanso.

Ciò che è possibile evidenziare dal confronto tra le due diverse griglie è come la struttura dell'urto staccato sia diversa nei due casi esso infatti assume un andamento con confini più regolari che ricordano un paraboloide per la mesh più fine mentre risulta caratterizzato da confini più irregolari, a loro volta indice di un maggior disturbo da parte della corrente in uscita dall'ugello rispetto a quella di *freestream*, nel caso della mesh più grezza.

Inoltre a causa della forte instazionarietà del campo si notano delle differenze anche nella struttura stessa del getto in quanto proprio a causa di essa si hanno oscillazioni del punto triplo; tale fenomeno porta alla generazione di onde di pressione che tendono a propagarsi verso l'urto staccato andandone a perturbare la geometria in modo lieve, esse però si propagano anche in direzione del modello stesso causando le modifiche nella forma del getto in quanto queste onde vanno ad impattare contro le pareti per poi essere riflesse ed andare ad impattare contro il *barrel shock* causando un'ulteriore oscillazione.

Per quanto concerne il valore della pressione totale lungo l'asse andandone a graficare l'andamento ci si aspetta come a partire dal valore di stagnazione essa manifesti un brusco crollo in corrispondenza del disco di Mach.

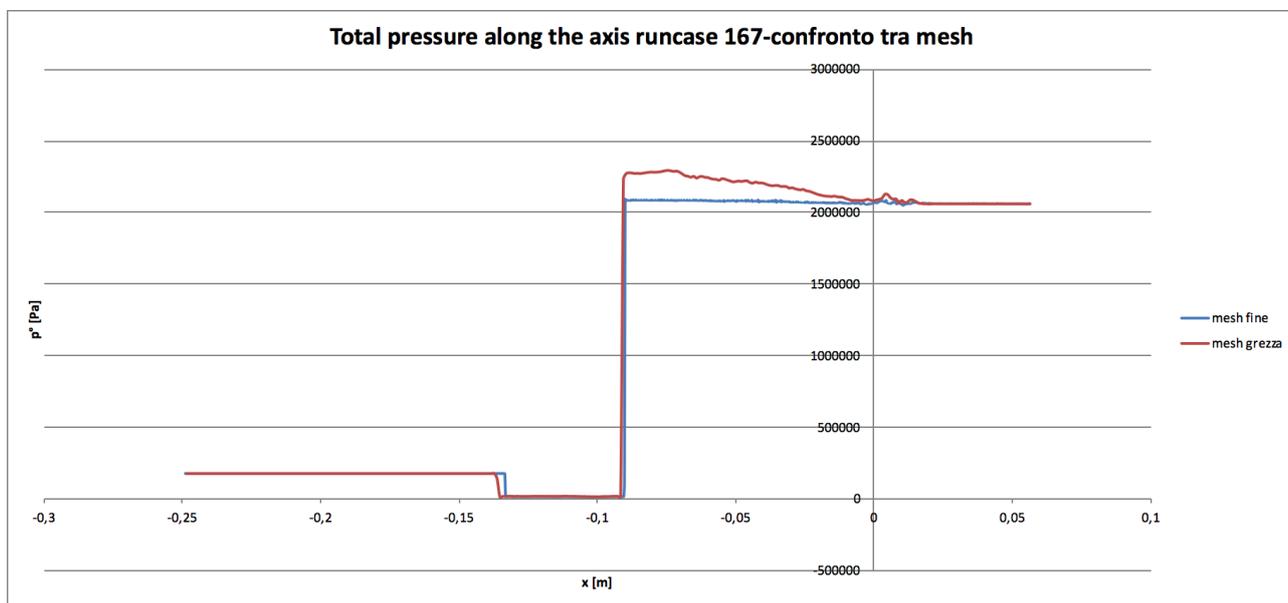


Figura 7-15 Grafico pressione totale lungo l'asse-confronto tra mesh runcase 167

L'andamento ipotizzato si dimostra essere pari a quello realmente ottenuto in quanto inizialmente la pressione totale per la mesh grezza risulta crescere a partire da valori pari a circa $2.1 \times 10^6 Pa$ fino a raggiungere valori massimi circa pari a $2.3 \times 10^6 Pa$ per poi decrescere bruscamente attraverso l'urto fino a valori pari a circa $1.7 \times 10^5 Pa$ per poi subire un'ultima crescita per raccordarsi al valore di *freestream* circa pari a $1.75 \times 10^5 Pa$. Per quanto concerne la mesh più fine l'andamento risulta diverso soprattutto nella parte iniziale in quanto non si ha una crescita evidente come per la mesh più grezza ma il valore della pressione totale resta pressoché costante.

Inoltre osservando la posizione in cui si trova il disco di Mach si può notare come, nel caso della griglia più grezza, la variazione del valore di pressione totale causi uno stiramento del getto con un aumento del diametro terminale.

Viene ora analizzato il grafico relativo all'andamento del numero di Mach lungo l'asse di simmetria.

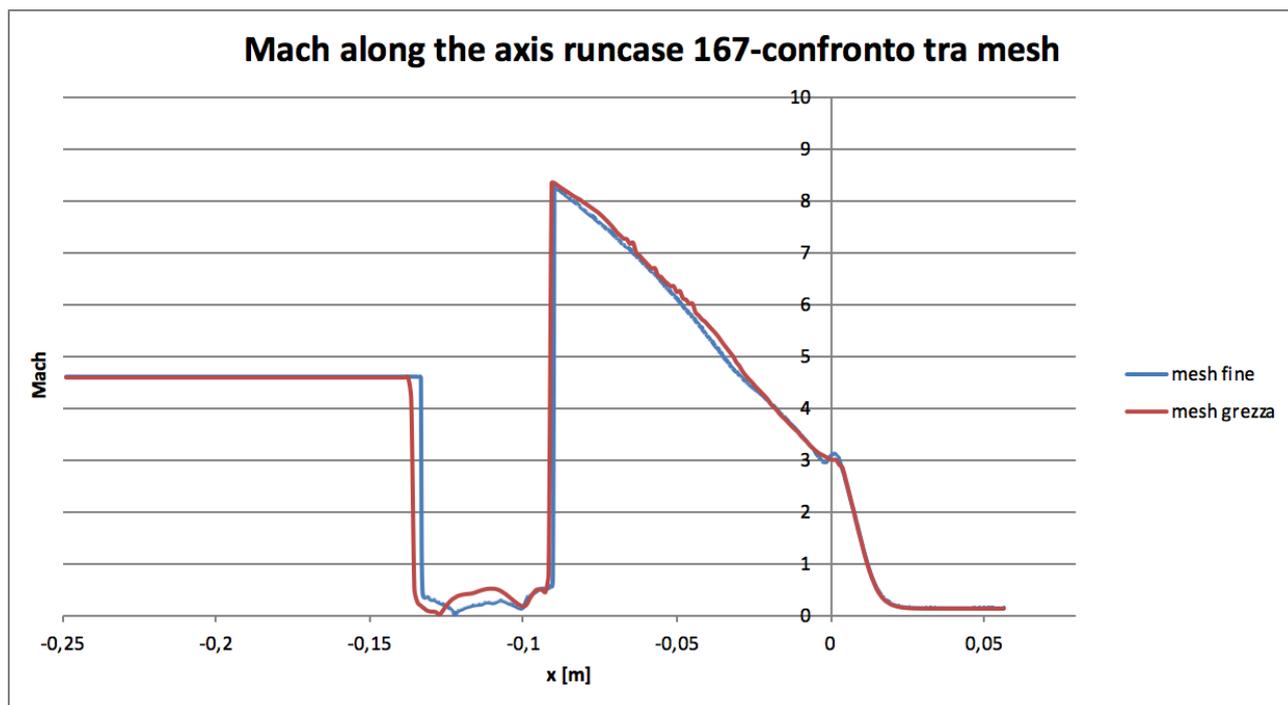


Figura 7-16 Grafico numero di Mach lungo l'asse-confronto tra mesh runcase 167

Per quanto concerne l'andamento del numero di Mach si nota come l'aumento in prossimità del disco di Mach sia diverso per le due griglie ed in particolare esso risulti raggiungere valori più elevati per la griglia più grezza. Inoltre mediante questo grafico è possibile valutare la posizione del punto di stagnazione da ricercare laddove il numero di Mach tende ad annullarsi.

Per quanto concerne l'andamento della temperatura totale lungo l'asse invece si ha un valore pari a circa 340 K per il *freestream* mentre in camera di stagnazione il valore diviene pari a circa 343 K e poiché si assumono trasformazioni di tipo adiabatico (sia per il *bow shock* che per il disco di Mach) il valore della temperatura totale dovrebbe mantenersi costante attraverso i due urti ma ciò non avviene come evidente dal grafico seguente.

Infatti la temperatura totale mostra la tendenza ad oscillare a causa di fenomeni di natura puramente numerica. Le oscillazioni inizialmente sono molto brusche con valori massimi circa pari a 375 K per la mesh più fine 410 K per quella più grezza esse però tendono poi a smorzarsi per raggiungere il valore predefinito e in modo consistente rispetto al principio di conservazione dell'energia.

I valori più elevati sono dovuti alla presenza dei vortici che si originano a partire dal punto triplo per poi propagare a valle.

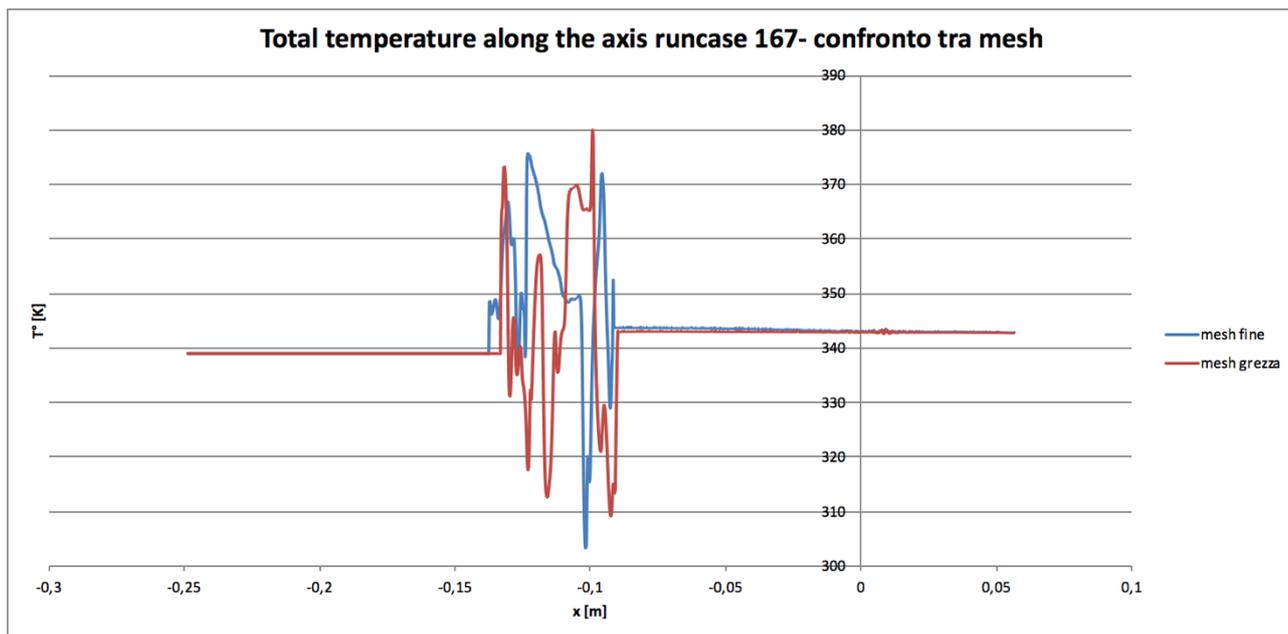


Figura 7-17 Grafico temperatura totale lungo l'asse-confronto tra mesh runcase 167

Vengono in seguito riportate le due scene rappresentanti la temperatura totale con a sinistra quella relativa alla mesh più grezza e a destra quella relativa alla mesh più fine.

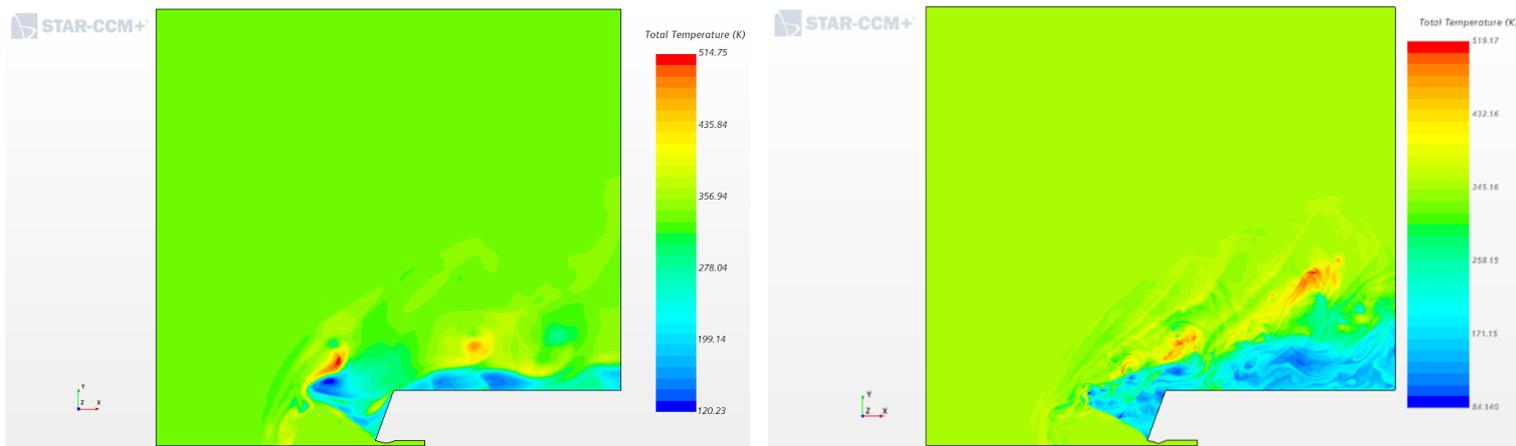


Figura 7-18 Confronto temperatura totale-runcase 167

Dalle immagini soprastanti è possibile osservare come nel caso della mesh più fine si abbia complessivamente un valore minore della temperatura totale inoltre in entrambe le scene si nota come i valori massimi raggiunti in corrispondenza della formazione dei vortici tendano poi a ridursi procedendo verso valle.

La presenza di queste zone a temperatura molto elevata risulta critica nel caso in cui si vadano ad introdurre i fenomeni relativi all'aerodinamica in quanto se si volesse considerare la presenza di gas caldi in corrispondenza dell'uscita dell'ugello a causa della combustione del propellente si sarebbe costretti ad ammettere la presenza di tali fenomeni.

Viene ora valutata l'influenza che il raffinamento della mesh ha sul coefficiente di pressione sia sul *forebody* che sull'*aftbody*.

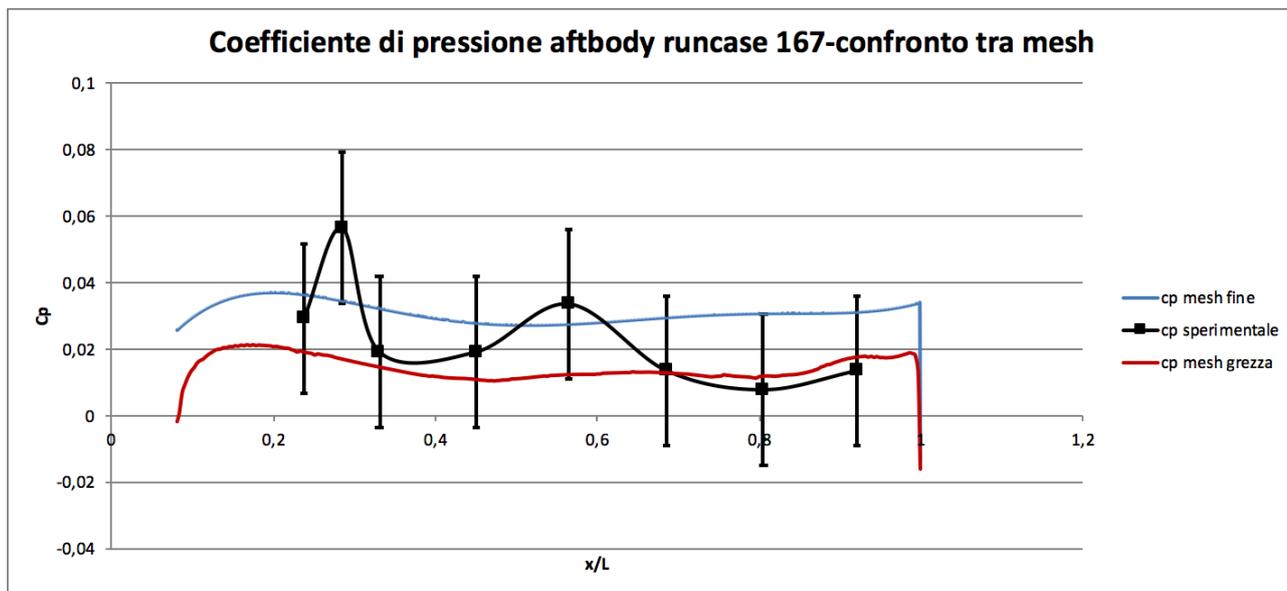


Figura 7-19 Grafico coefficiente di pressione aftbody-confronto tra mesh runcase 167

Nel caso dell'*aftbody* si nota come l'andamento sia circa identico per entrambe le mesh seppur il valore del coefficiente di pressione assuma comunque sempre valori più elevati nel caso di griglia più fine analogamente a ciò che accade per il *forebody*. Per entrambi i livelli di raffinamento si ottiene comunque uno sviluppo che resta all'interno del range stabilito dai valori ottenuti sperimentalmente in galleria del vento.

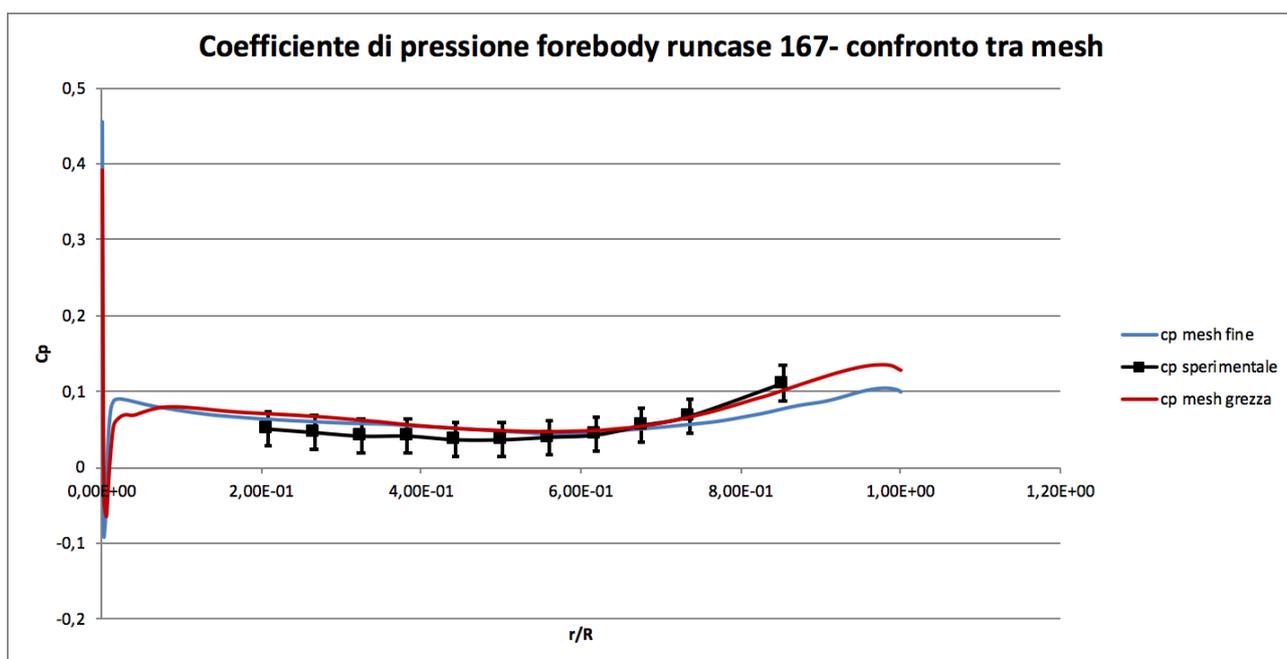


Figura 7-20 Grafico coefficiente di pressione forebody-confronto tra mesh runcase 167

Dal grafico soprastante si nota una corrispondenza pressoché piena per $\frac{r}{R} \rightarrow 0$ e per $\frac{r}{R} \rightarrow 1$ a segnare una dipendenza del coefficiente stesso da parametri puramente geometrici indipendenti quindi dall’interazione che avviene tra il getto sottoespanso e la *freestream* mentre per i successivi valori in ascisse si ottiene comunque un andamento simile per le due mesh ma i valori della mesh più fine risultano essere maggiori seppur all’interno del range di incertezza dei dati sperimentali; questo è dovuto alla diversa struttura del getto di cui si è discusso in precedenza e che influenza lo sviluppo dei vortici in prossimità del punto triplo con un conseguente impatto sulla superficie del modello.

Infine è possibile notare come per la mesh più grezza la concavità sia meno evidente con valori che si mantengono circa costanti per poi crescere man mano che aumenta il valore in ascissa.

Andando ad analizzare e confrontare le immagini ottenute con il metodo Schlieren è possibile osservare il fenomeno di sviluppo e progressione dei vortici fino ad impattare contro la superficie del *forebody* descritto in precedenza.

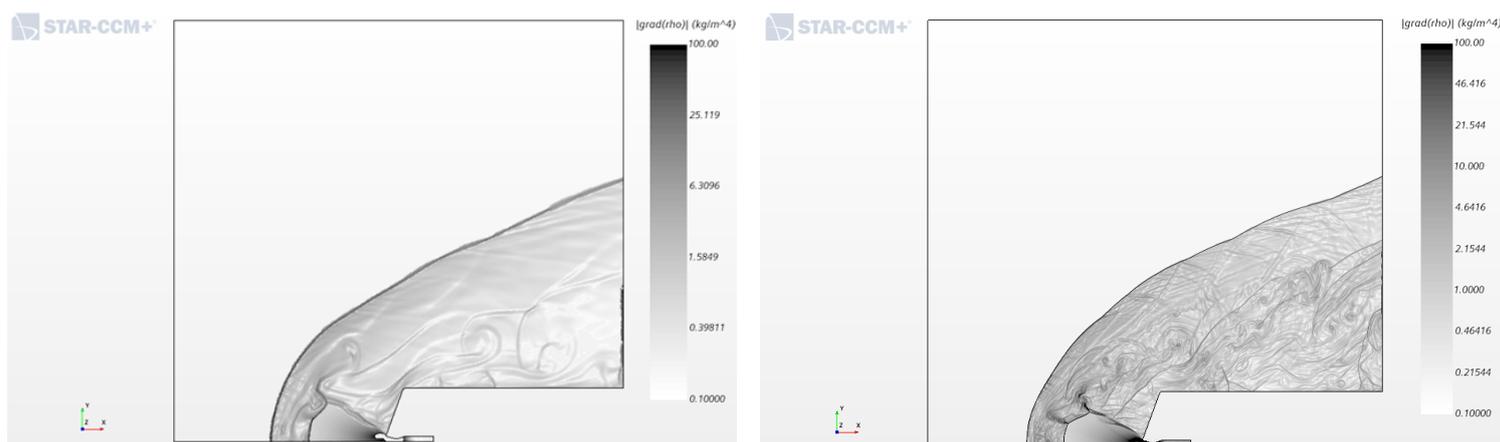


Figura 7-21 Confronto pseudo Schlieren-runcase 167

Per entrambe le mesh il campo di moto presenta la medesima configurazione con l’onda di pressione che si propaga fino ad andare ad impattare contro la superficie del *forebody*, in particolare nel caso di griglia più grezza (figura a sinistra) il getto risulta essere maggiormente esteso in direzione radiale perciò l’onda andrà ad interessare non tutta la superficie bensì la parte più esterna in prossimità della giunzione con l’*aftbody*. Nel caso in cui si raffini la griglia (figura a destra) si ottiene una “protezione” inferiore a causa della minor estensione del getto in direzione radiale pertanto l’onda andrà a colpire anche la parte di superficie in prossimità della sezione di uscita dell’ugello; per tale motivo la regione appena citata risulta essere particolarmente critica e deve essere analizzata, per comprendere appieno il comportamento del flusso in prossimità di essa, andando a raffinare il più possibile la mesh aumentandone il numero di celle al fine di catturare nel modo migliore possibile l’evoluzione delle onde di pressione.

Vi è inoltre, nella medesima regione, la possibilità che nasca un fenomeno di instabilità numerica, causa di forti variazioni del numero di Mach, risolvibile solamente tramite una corretta gestione del *prism layer* nonostante esso tenda ad esaurirsi solamente dopo un numero molto elevato di iterazioni.

7.1.6 Regime turbolento-modello $k - \omega$ e Spalart-Allmaras

Per quanto concerne i regimi di turbolenza si è scelto di effettuare un’analisi impostando sia un modello di tipo *one-equation model* come quello di Spalart-Allmaras che uno di tipo *two-equation model* come il modello $k - \omega$. In seguito vengono riportate le scene iso Mach, temperatura e pressione sia per il modello laminare che per entrambi i modelli di turbolenza, vengono inoltre riportate le immagini ottenute mediante il metodo Schlieren.

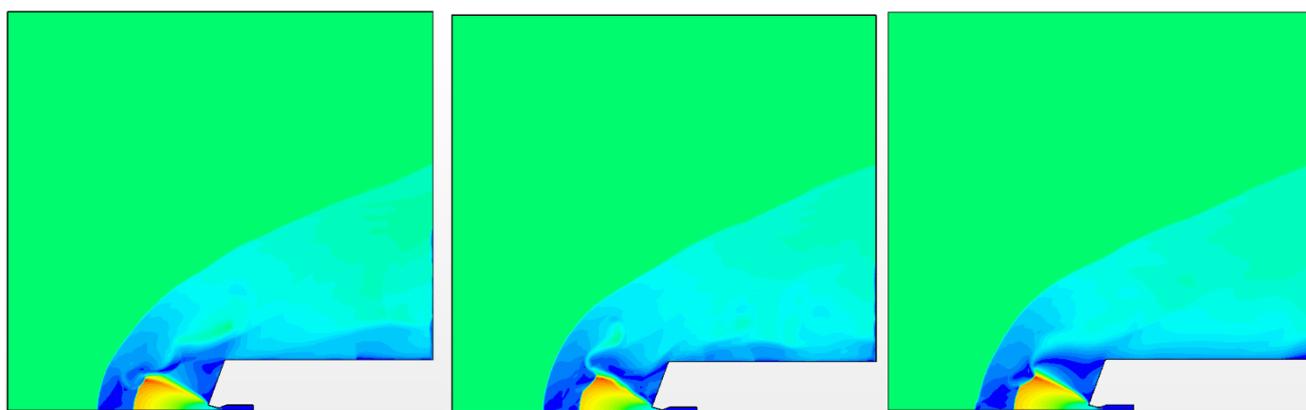


Figura 7-22 Confronto scene iso Mach regime laminare, $k - \omega$ e Spalart-Allmaras-runcase 167

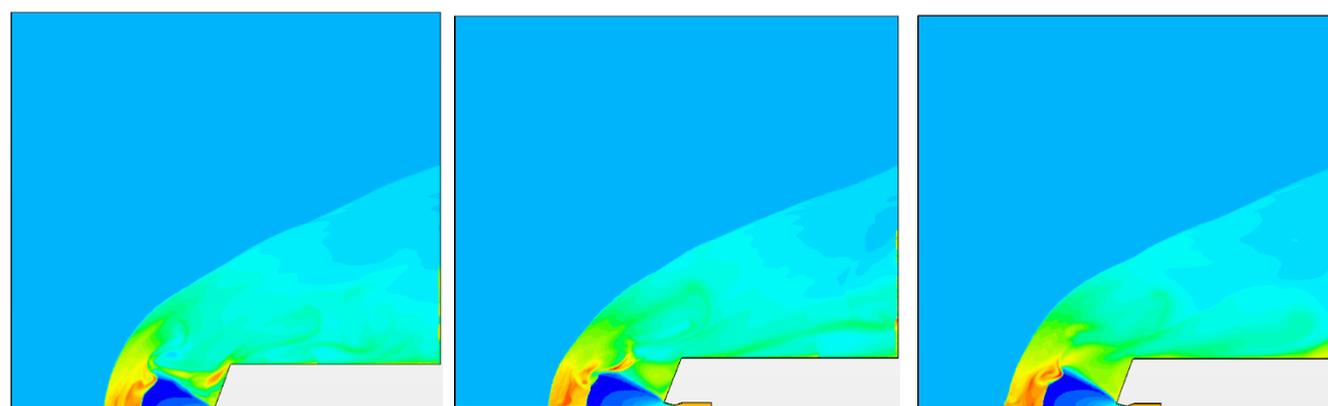


Figura 7-23 Confronto scene iso temperatura regime laminare, $k - \omega$ e Spalart-Allmaras-runcase 167

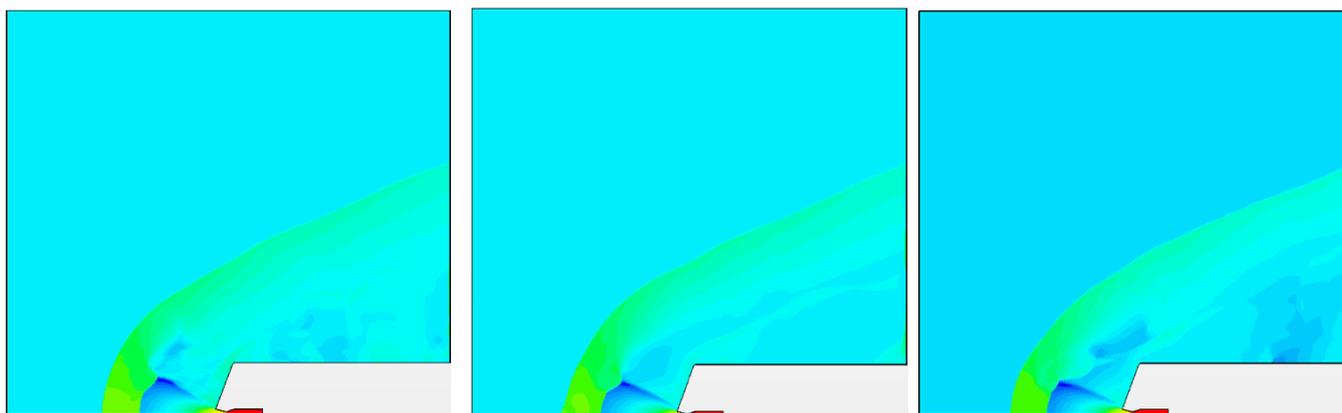


Figura 7-24 Confronto scene iso pressione regime laminare, $k - \omega$ e Spalart-Allmaras-runcase 167

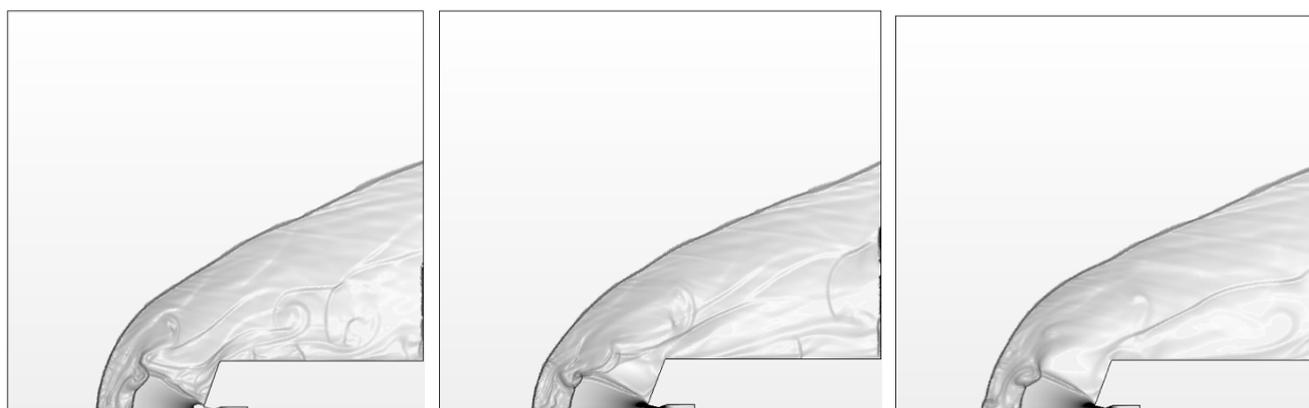


Figura 7-25 Confronto pseudo Schlieren regime laminare, $k - \omega$ e Spalart-Allmaras-runcase 167

Dalle immagini ottenute con il metodo Schlieren è possibile notare come, in corrispondenza del punto triplo, si assista ad un fenomeno che porta alla formazione di vortici i quali, al termine del loro sviluppo, andranno ad impattare contro la superficie del *forebody*. Tale fenomeno è tanto più intenso nelle prime due immagini della serie ottenute rispettivamente con un regime laminare e un regime di turbolenza di tipo $k - \omega$ mentre per quanto riguarda la terza immagine, cioè quella ottenuta con il regime di turbolenza Spalart-Allmaras, il comportamento risulta essere differente ed in particolare il fenomeno risulta essere meno intenso ciò è sintomo di una minore instazionarietà. Ad eccezione del fenomeno di instabilità causante il *triple point floating* il campo si può considerare pressoché stazionario.

Per quanto concerne la posizione del *bow shock* essa risulta valutabile, come già discusso in precedenza, tramite il grafico del numero di Mach lungo l'asse di simmetria esso viene riportato nella figura seguente e nuovamente vengono fatti sovrapporre gli andamenti per i tre regimi analizzati.

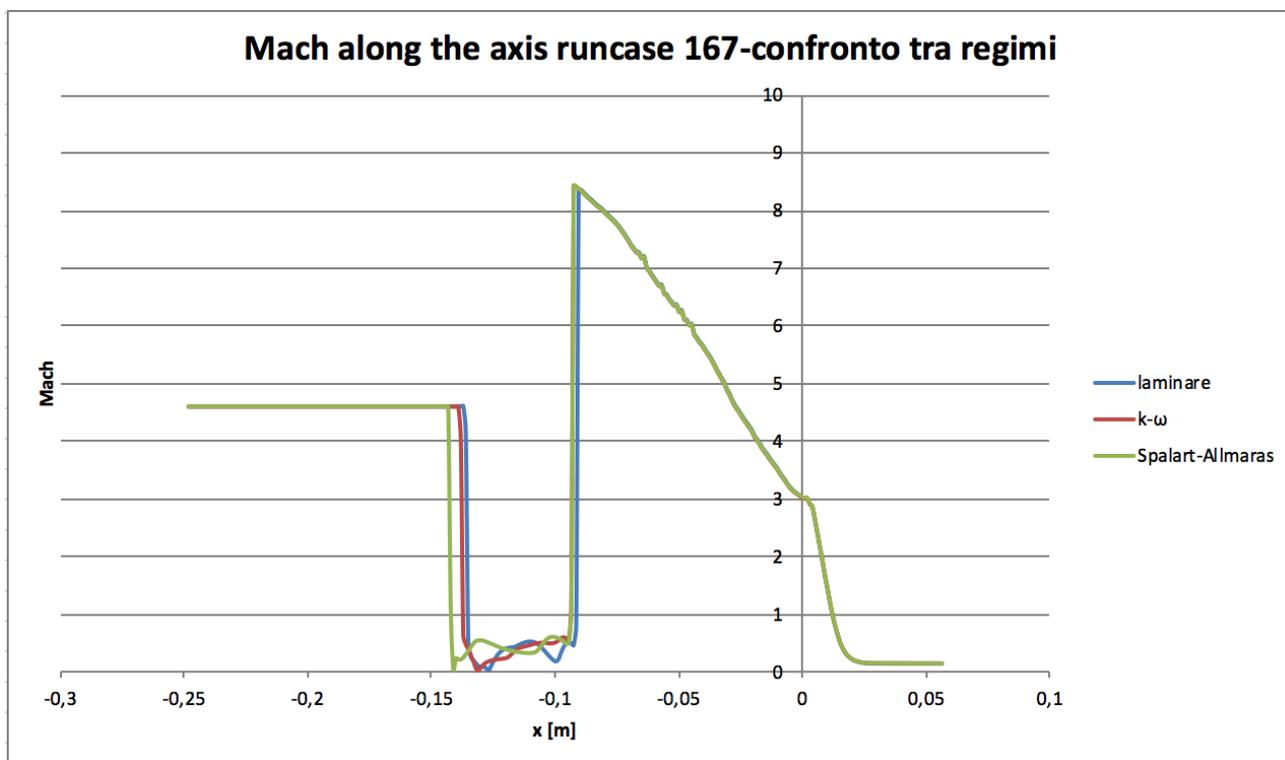


Figura 7-26 Grafico numero di Mach lungo l'asse-confronto tra regimi runcase 167

Nel grafico soprastante si nota come, procedendo da destra a sinistra, vi sia un aumento considerevole del numero di Mach (fino ad un valore di circa 9 per tutti e tre i regimi) in corrispondenza della sezione di uscita dell'ugello ciò è sintomo della presenza di un'espansione; la seguente diminuzione da valori caratterizzanti un regime supersonico a valori tipici di un regime subsonico è da ricercarsi nella presenza del disco di Mach, in particolare si raggiungono valori nulli in corrispondenza della posizione del punto di arresto. Infine si osserva un'ulteriore crescita del numero di Mach dovuta alla presenza del *bow shock* per raccordare i valori del medesimo con quelli del *freestream* caratterizzato da $M_{\infty} = 4.6$.

Per quanto concerne l'interno dello *shock layer* il comportamento del flusso si differenzia variando il regime del campo di moto e ciò si traduce in una diversa distribuzione dei valori del coefficiente di pressione medio sia sull'*aftbody* che sul *forebody* nelle figure seguenti vengono riportati entrambi i grafici caratterizzanti queste superfici.

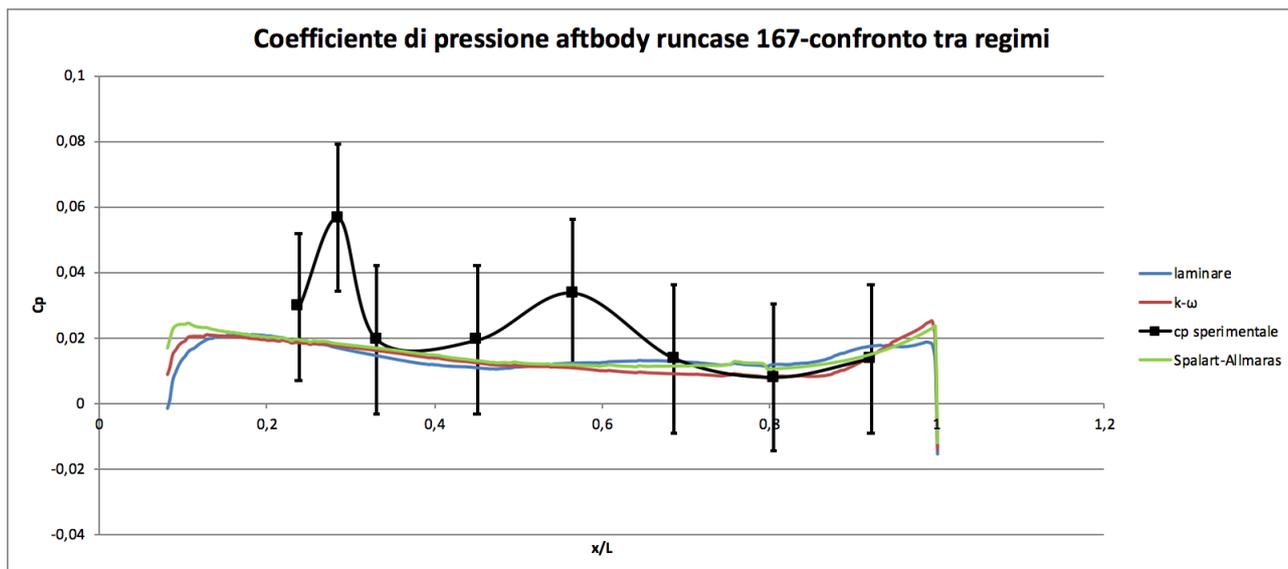


Figura 7-27 Grafico coefficiente di pressione aftbody-confronto tra regimi runcase 167

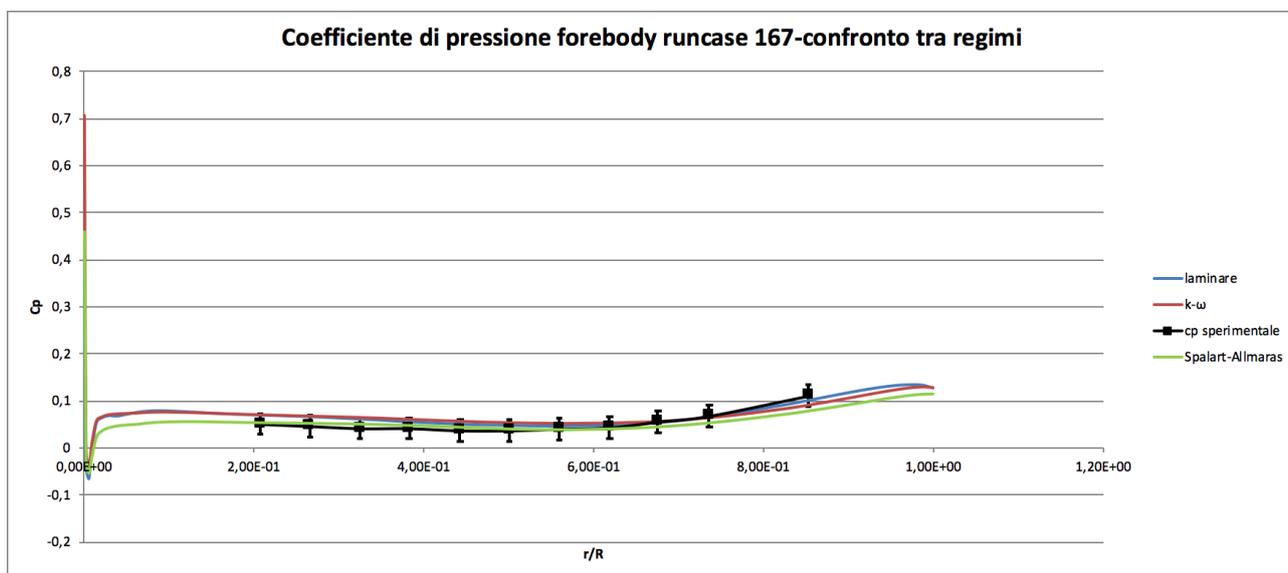


Figura 7-28 Grafico coefficiente di pressione forebody-confronto tra regimi runcase 167

Andando ad osservare il grafico soprastante si nota come il modello di turbolenza Spalart-Allmaras tenda a sottostimare il valore del coefficiente di pressione andando a confermare la presenza del fenomeno, chiamato *shielding*, secondo cui la corrente si trova ad impattare solamente nella parte più esterna del *forebody*. Per gli altri due modelli (laminare e $k - \omega$), invece, si nota come l'andamento resti pressoché lo stesso rispetto al modello citato in precedenza con valori nel complesso più elevati e molto simili in corrispondenza di ascisse minori che tendono però a discostarsi al crescere del parametro $\frac{r}{R}$.

Infine risulta possibile osservare come per tutti e tre i modelli i valori del coefficiente ricadano nel range di incertezza della galleria sia per il *forebody* che per l'*aftbody* e come il numero di prese sia insufficiente per valutare i valori sull'intera superficie delle due parti.

7.1.7 Analisi in frequenza

Lo scopo primario dell'analisi in frequenza sulla superficie del *forebody* di cui si discuterà in questo paragrafo è quello di analizzare e descrivere il fenomeno instazionario relativo all'oscillazione della posizione del punto triplo la quale causa la nascita di onde di pressione che si propagano fino ad impattare contro il corpo per poi essere riflesse con la riduzione dell'ampiezza una volta attraversato il *barrel shock*.

Per poter effettuare questa analisi si è ricorso allo strumento implementato in STAR CCM+ grazie a cui è possibile creare una funzione di tipo *Point time Fourier Transforms* in modo da poter applicare la trasformata di Fourier ad un punto temporale, in questo modo i segnali temporali vengono trasformati nel dominio di frequenza per identificare i modi dominanti; picchi presenti nel grafico del dominio di frequenza corrispondono alla componente oscillatoria nel dominio del tempo.

In ordinate è riportata la *Power Spectral Density* cioè quella funzione che permette la descrizione della potenza del segnale nel dominio di frequenza ed è utilizzata per caratterizzare i segnali random a banda larga in quanto permette la rappresentazione della potenza distribuita sulle diverse frequenze. Tale variabile mostra inoltre la forza delle variazioni del segnale in ingresso in funzione del parametro in ascisse, cioè la frequenza stessa, essa si ritrova ogni qualvolta debba essere mostrata la frequenza e l'ampiezza dei segnali oscillatori in una serie temporale di dati.

Per poter procedere con l'analisi in frequenza si è provveduto a creare un report per il coefficiente di forza da cui si sono ricavati un monitor, necessario al fine di fornire i dati alla funzione per il calcolo della frequenza, e un plot del medesimo coefficiente. Tale grafico viene riportato in figura seguente con un confronto tra i tre regimi finora analizzati, si ponga l'attenzione sul fatto che esso rappresenta solamente il contributo delle forze aerodinamiche di resistenza (C_D) a cui andrà aggiunto il contributo delle forze propulsive (C_T) al fine di ottenere il coefficiente della forza assiale totale (C_A).

Nella figura seguente pertanto viene riportato unicamente il coefficiente di forza dovuto al contributo aerodinamico.

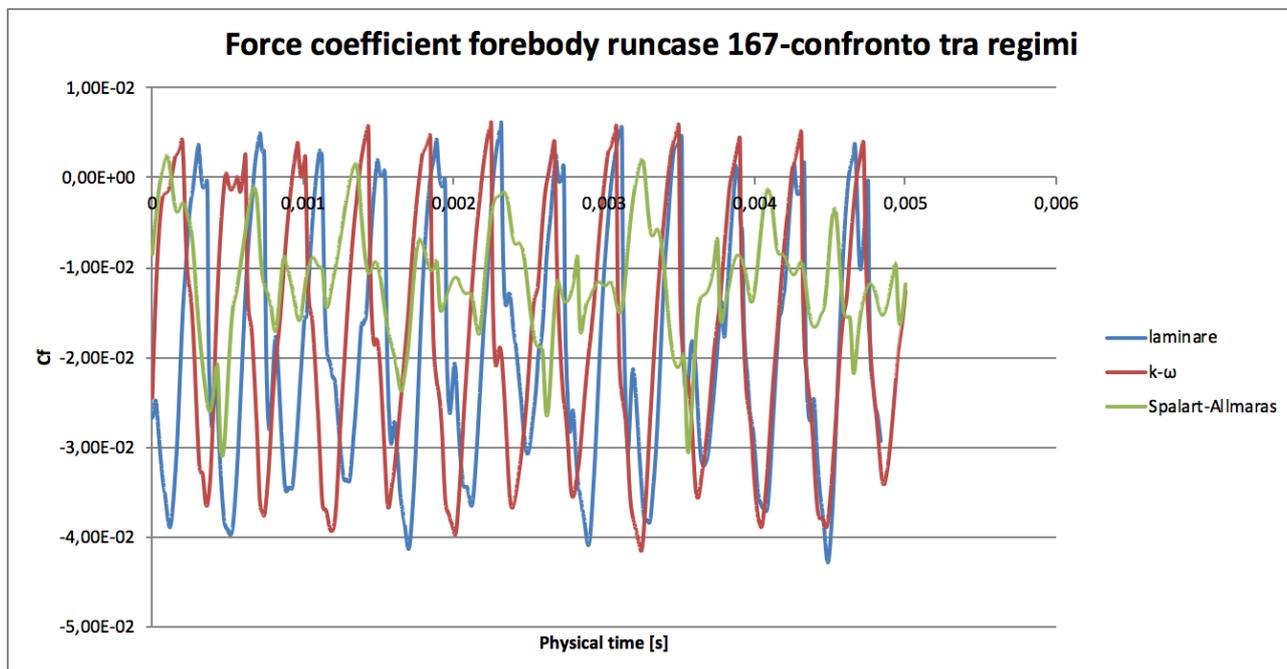


Figura 7-29 Grafico force coefficient forebody-confronto tra regimi runcase 167

Dal grafico soprastante risulta evidente come il contributo delle forze aerodinamiche al coefficiente di forza assiale totale mostri un andamento periodico nel tempo. Risulta inoltre possibile notare come il modello laminare e quello turbolento di tipo $k - \omega$ tendano a fornire risultati simili in termini di valori massimi e minimi raggiunti mentre il modello turbolento Spalart-Allmaras tende a fornire fluttuazioni attorno al valor medio inferiori in quanto per i primi due modelli citati il meccanismo che porta alla generazione dei vortici in corrispondenza del punto triplo causa fluttuazioni di pressione e quindi del coefficiente di resistenza molto più importanti.

Al contributo delle forze aerodinamiche deve ora essere aggiunto quello delle forze di spinta dovuto alla presenza del sistema propulsivo ed in particolare per il runcase in esame si ottiene un coefficiente di spinta (C_T) pari a 0.943 come risulta possibile osservare dalla tabella riportante le condizioni per il runcase 167.

Si ottiene quindi un grafico rappresentante il coefficiente di forza assiale totale che viene riportato nella figura seguente.

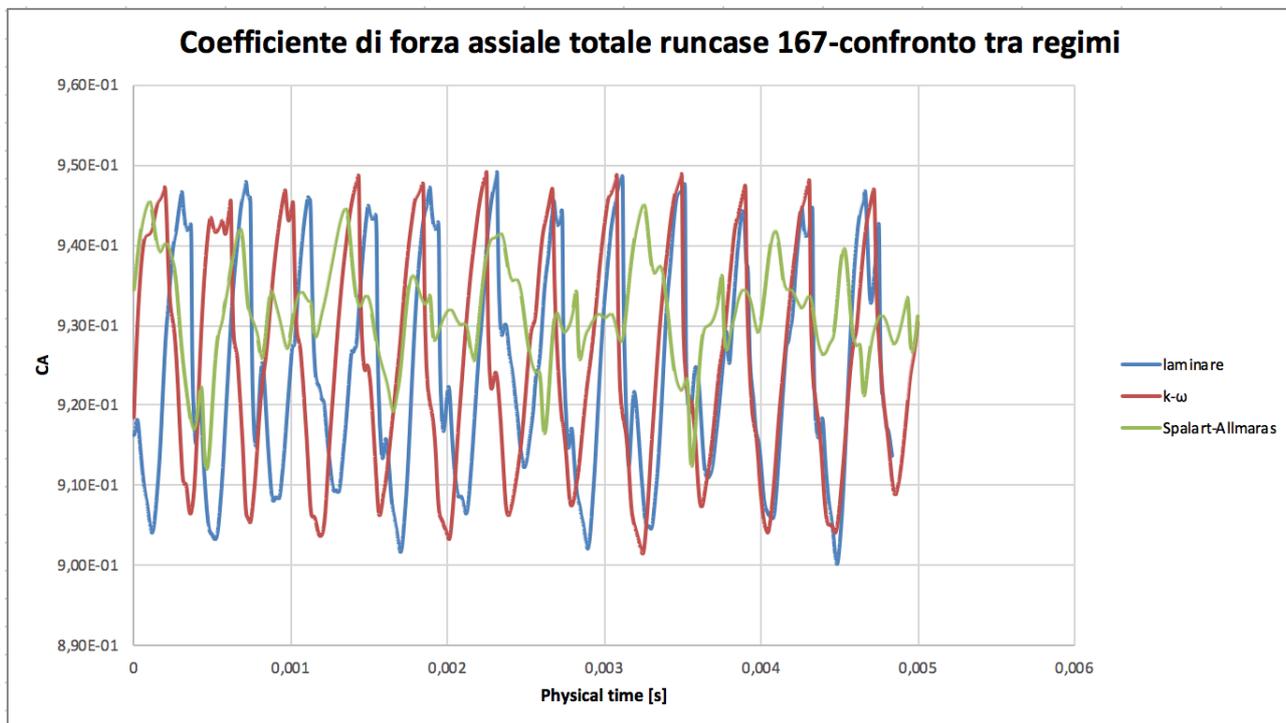


Figura 7-30 Grafico coefficiente di forza assiale totale forebody-confronto tra regimi runcase 167

Osservando il grafico soprastante si evince come il contributo primario al coefficiente di forza assiale totale sia dovuto alle forze generate dalla presenza del sistema propulsivo piuttosto che da quelle aerodinamiche in quanto si ottiene un valor medio di circa 0.915 molto vicino quindi al valore del coefficiente di spinta.

Nella figura seguente viene riportato il grafico dell'analisi in frequenza sulla superficie in esame andando a confrontare i valori ottenuti sia per un modello laminare che per entrambi i modelli di turbolenza citati in precedenza.

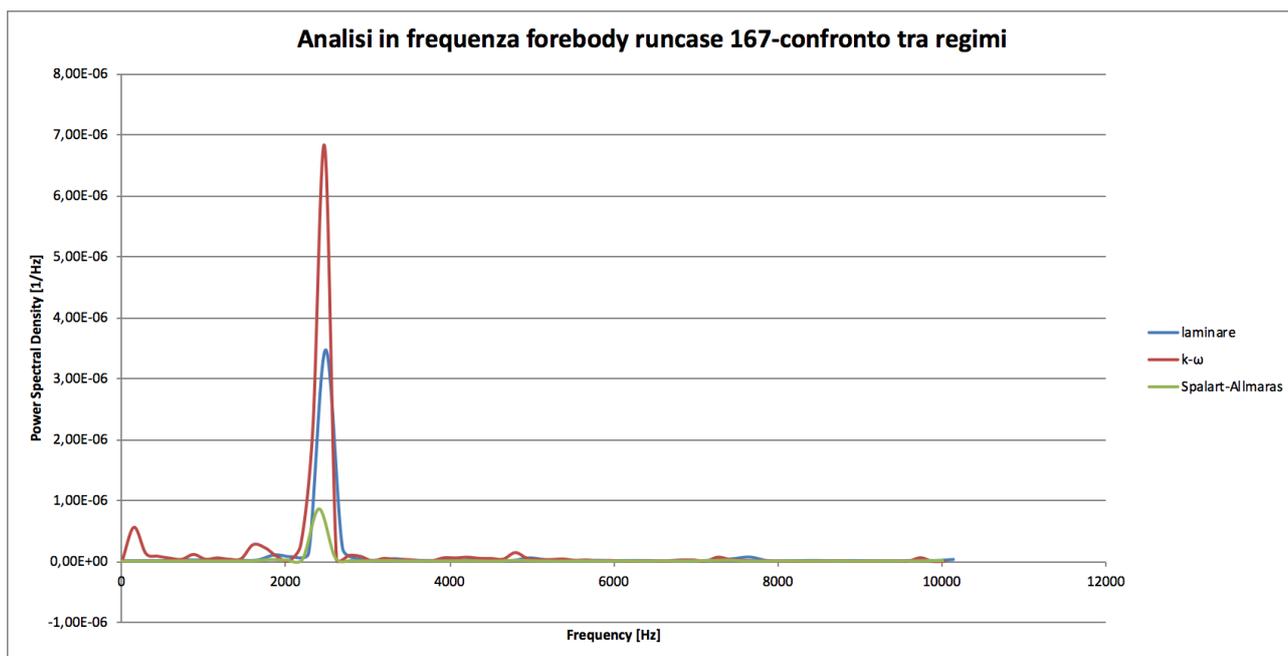


Figura 7-31 Grafico analisi in frequenza forebody-confronto tra regimi runcase 167

Osservando il grafico soprastante in cui gli andamenti relativi ai tre diversi modelli sono stati sovrapposti è possibile notare come ciascuno di essi presenti un picco intorno ad un valore di frequenza circa pari a 2500 Hz seppur i valori della *Power Spectral Density* siano molto diversi tra loro in particolare il valore massimo viene raggiunto dal modello turbolento $k - \omega$ con un valore molto vicino a 7×10^{-6} s mentre per il modello laminare tale valore risulta circa dimezzato, infine per il modello di turbolenza Spalart-Allmaras si raggiunge il valore di picco minore che risulta essere di poco inferiore a 1×10^{-6} s.

7.2 Runcase 169

Viene ora considerato un diverso *runcase* andando ad impostare i valori riportati in tabella:

p°_j [Pa]	1.02E6
T°_j [K]	340.7
C_T	0.454

Tabella 7-4 Condizioni runcase 169

Dalla tabella soprastante è possibile dedurre come, rispetto al *runcase* 167, si assista ad una diminuzione di tutte e tre le variabili pressione totale, temperatura totale e coefficiente di spinta. In questo paragrafo si andrà ad analizzare quali siano gli effetti della diminuzione del rapporto di

pressione e temperatura dell’ugello, cioè del coefficiente di spinta, mantenendo costanti le condizioni di *freestream* e andando ad analizzare tutte quelle situazioni analizzate in precedenza.

7.2.1 Scene iso Mach, temperatura e pressione-regime laminare

Così come effettuato per il *runcase* 167 vengono riportate le scene iso Mach, temperatura e pressione statiche nel caso di regime laminare per poi proseguire andando a confrontare i risultati ottenuti a seguito di una riduzione del coefficiente di spinta con le scene riportate in precedenza.

Risulta evidente osservando le immagini come tutte le caratteristiche tipiche della configurazione *single-nozzle* con retropropulsione supersonica (*bow shock*, disco di Mach, *barrel shock*, getto...) siano comunque presenti e facilmente individuabili.

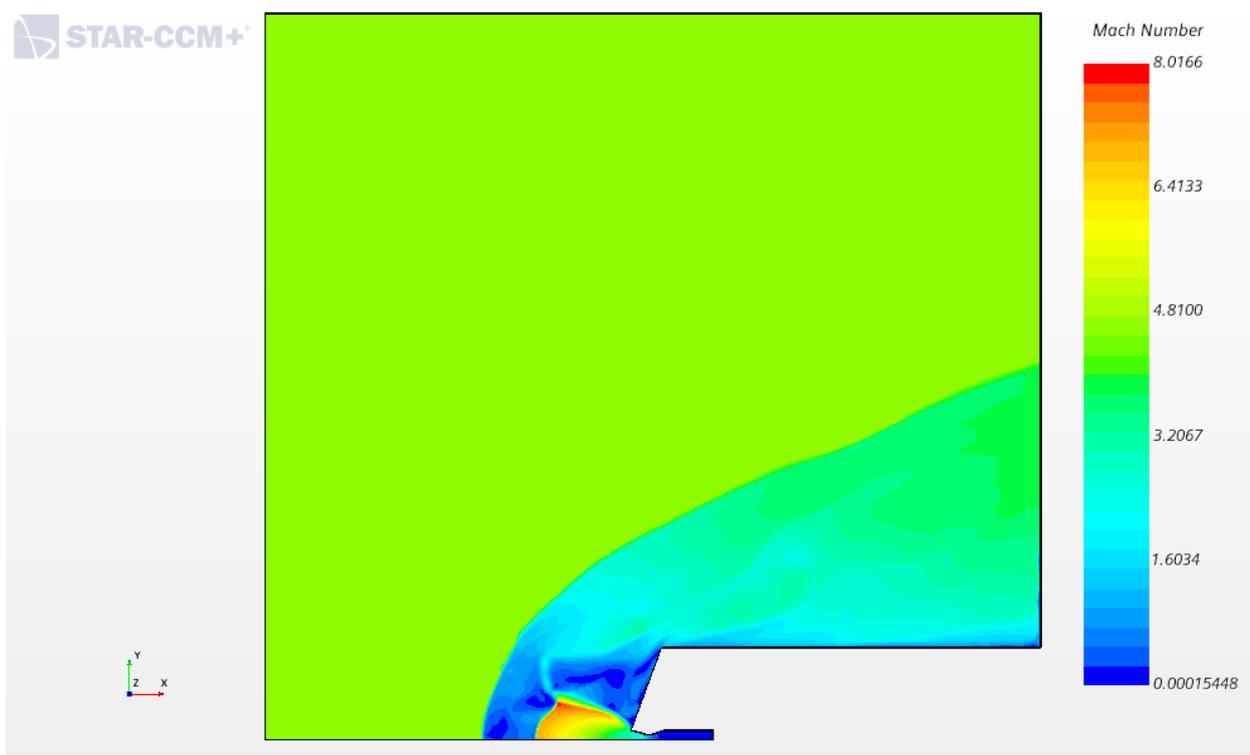


Figura 7-32 Iso Mach runcase 169-regime laminare

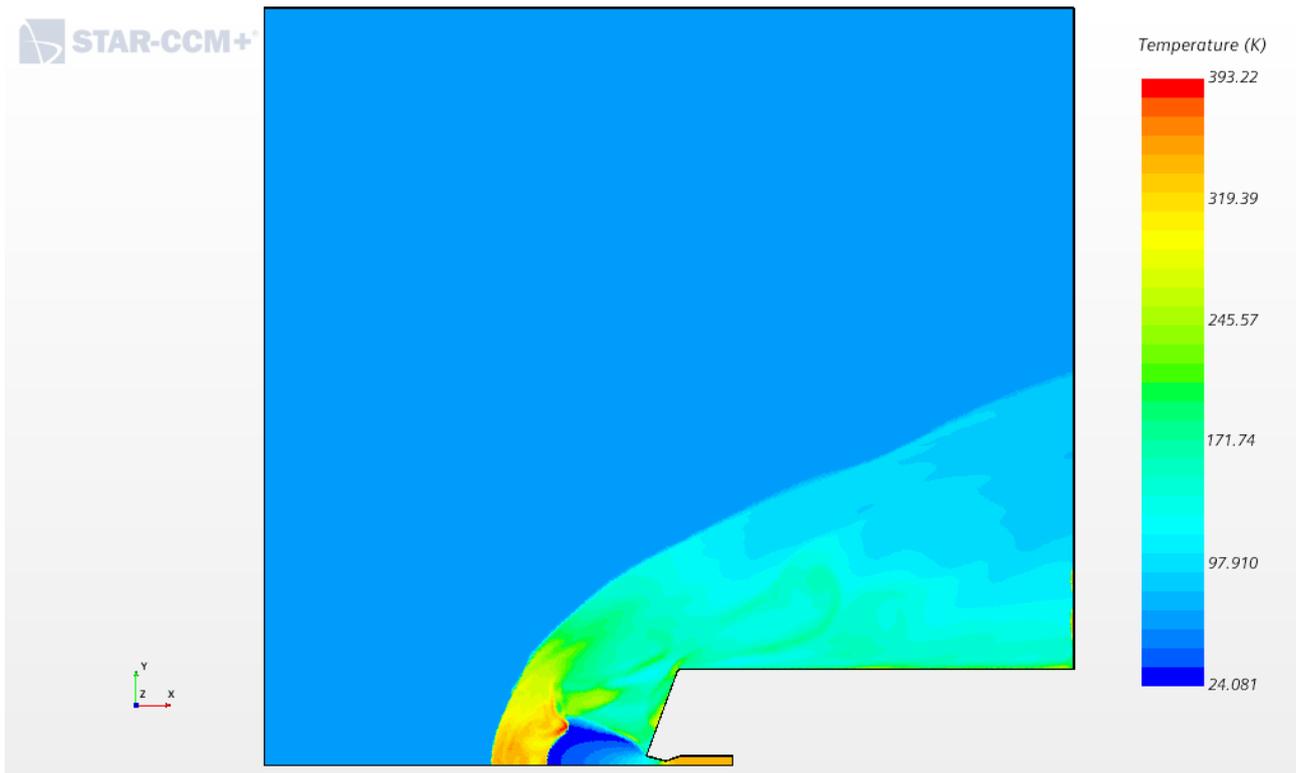


Figura 7-33 Iso temperatura runcase 169-regime laminare

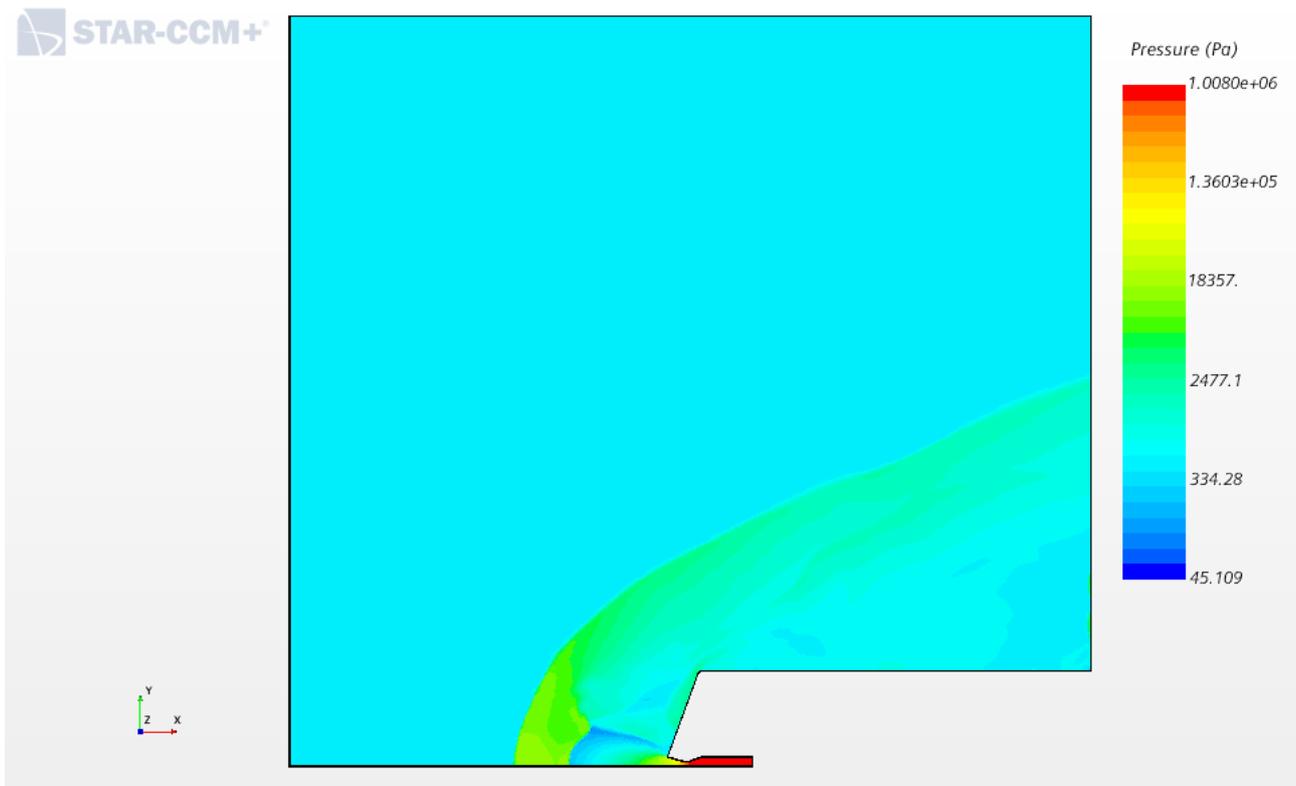


Figura 7-34 Iso pressione runcase 169-regime laminare

Qualitativamente è sicuramente possibile osservare come la riduzione del C_T causi uno spostamento dell'urto staccato verso l'uscita dell'ugello con una minor estensione del getto e conseguentemente una minor perturbazione dell'onda d'urto stessa.

Analogamente al *runcase* precedente la configurazione presenta le caratteristiche tipiche del *blunt penetration mode* e nuovamente si ottiene una fluttuazione del punto triplo.

7.2.2 Pseudo Schlieren-regime laminare

Viene riportata nella figura seguente l'immagine ottenuta tramite il metodo Schlieren per il *runcase* in esame.

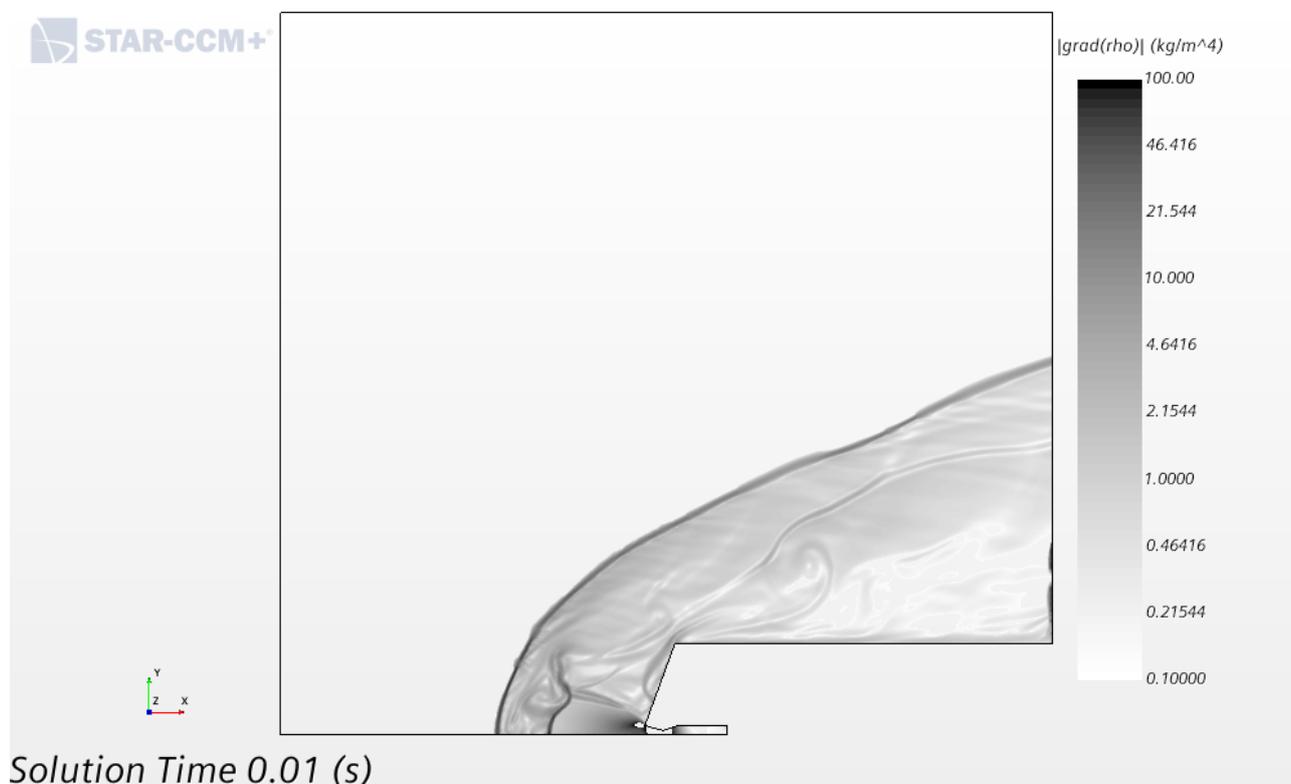


Figura 7-35 Pseudo Schlieren runcase 169-regime laminare

Analogamente al caso precedente andando ad osservare l'immagine ottenuta tramite metodo Schlieren così come le scene iso Mach, temperatura e pressione è possibile riconoscere la presenza di tutte quelle strutture tipiche della configurazione in esame.

Nuovamente si riscontra come sia variata la posizione e la forma del *bow shock* che tende a spostarsi verso l'uscita dell'ugello e come la forma e le dimensioni del getto siano andate a ridursi.

Risulta comunque possibile effettuare un confronto con l'immagine ottenuta sperimentalmente in galleria del vento e riportata in seguito.



Figura 7-36 Schlieren runcase 169 ottenuta sperimentalmente

Infine, come già evidenziato nel caso del *runcase* 167, risulta possibile affermare come il codice ben approssimi quantomeno da un punto di vista qualitativo i risultati ottenuti sperimentalmente e come esso possa essere utilizzato per sostituirsi, almeno in una prima fase, ai test in galleria del vento andando a ridurre notevolmente i costi.

7.2.3 Dimensioni caratteristiche-regime laminare

Come già accennato in paragrafi precedenti andando ad osservare la scena ottenuta con il metodo Schlieren è possibile osservare le caratteristiche principali del campo di moto caratterizzante una configurazione di tipo *single-nozzle* nel caso di retropropulsione supersonica pertanto sono individuabili alcune dimensioni caratteristiche di interesse che possono poi essere confrontate con quelle ottenute sperimentalmente per poter calcolare l'errore che intercorre tra le due misure e anche con quelle ottenute nel caso di coefficiente di spinta maggiore.

In questo modo risulta possibile andare ad evidenziare quale sia l'influenza del coefficiente di spinta sulle dimensioni caratteristiche del campo di moto e cosa comporti una sua variazione andando ad effettuare un'analisi quantitativa mentre finora si era fatto ricorso a mere considerazioni qualitative.

169 regime laminare	L_S [m]	R_S [m]	L_J [m]	R_J [m]
Valori ottenuti sperimentalmente	0.099314	0.132588	0.066548	0.029718
Valori ottenuti mediante codice CFD	0.099387	0.132555	0.064879	0.030373
Errore percentuale	0.07%	0.02%	2.51%	2.21%
Differenza con runcase 167	-0.036253	-0.045815	-0.027111	-0.022397

Tabella 7-5 Comparazione dimensioni caratteristiche-runcase 169

Come per il *runcase* 167 si ottengono minime differenze tra i risultati ottenuti mediante codice CFD e quelli ottenuti mediante test in galleria del vento a dimostrare nuovamente la bontà del codice nel riprodurre il comportamento di una configurazione del genere.

A differenza del caso precedente però l'errore compiuto sulle grandezze relative al getto risulta inferiore al 3% in entrambi i casi mentre quello compiuto sulle grandezze relative all'urto staccato risulta nuovamente inferiore all'1%.

Un metodo analogo per calcolare le misure della *stand off distance* (L_S) e dell'estensione del getto (L_J) è quello di osservare il grafico riportante il numero di Mach lungo l'asse in funzione della posizione x riportato in figura seguente:

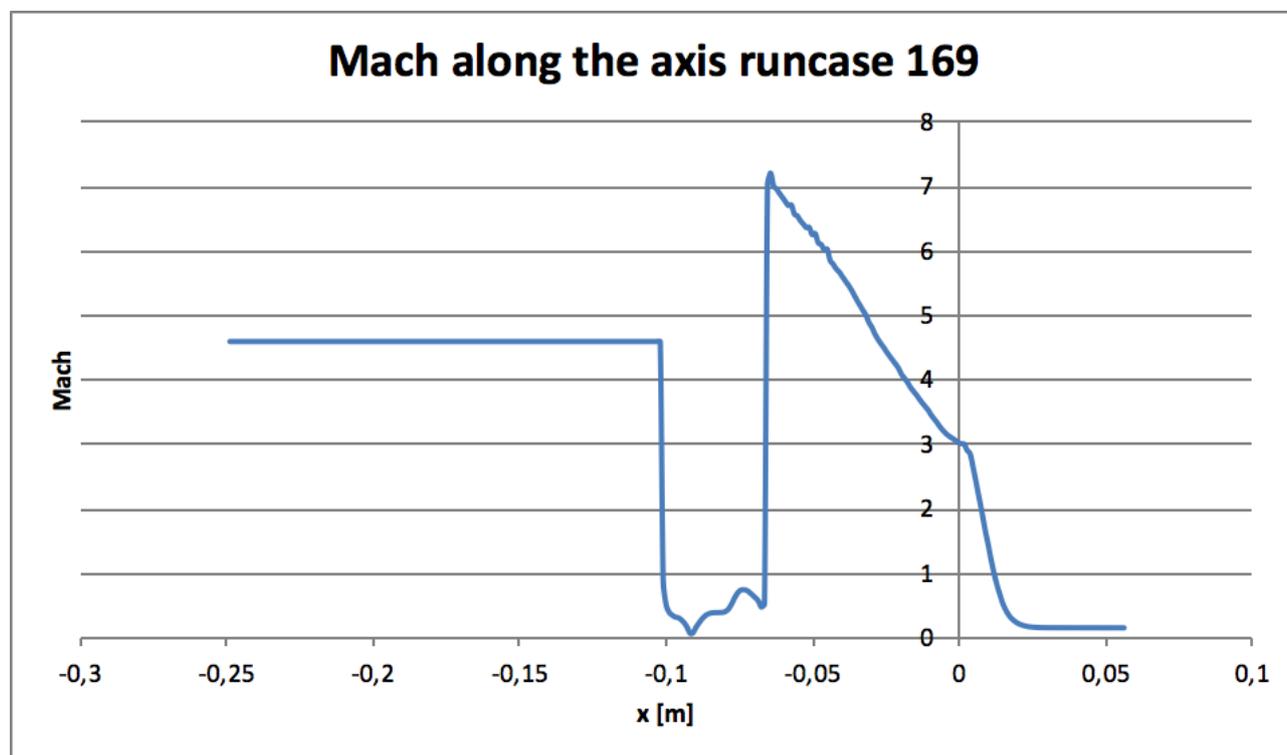


Figura 7-37 Grafico del numero di Mach lungo l'asse-runcase 169

Come evidenziato dall'analisi qualitativa possibile grazie al confronto delle scene iso Mach, temperatura e pressione e dalle immagini ottenute mediante metodo Schlieren si evidenzia una contrazione di tutte e quattro le grandezze caratteristiche in particolare la riduzione del coefficiente di spinta del 48% causa una riduzione della *stand off distance* pari al 37%, una riduzione del raggio del *bow shock* pari al 35%, una riduzione dell'estensione del getto pari al 42% e una riduzione del raggio del getto pari al 74%.

7.2.4 Coefficiente di pressione

Analogamente a quanto fatto per il caso precedente viene implementata una *field function* per il calcolo del coefficiente di pressione rappresentato tramite un grafico in funzione della posizione sul corpo in esame.

In primis viene analizzato il grafico rappresentante il C_P per l'*aftbody* riportato nella figura seguente, in ascisse vengono riportate le coordinate x adimensionalizzate con la lunghezza L .

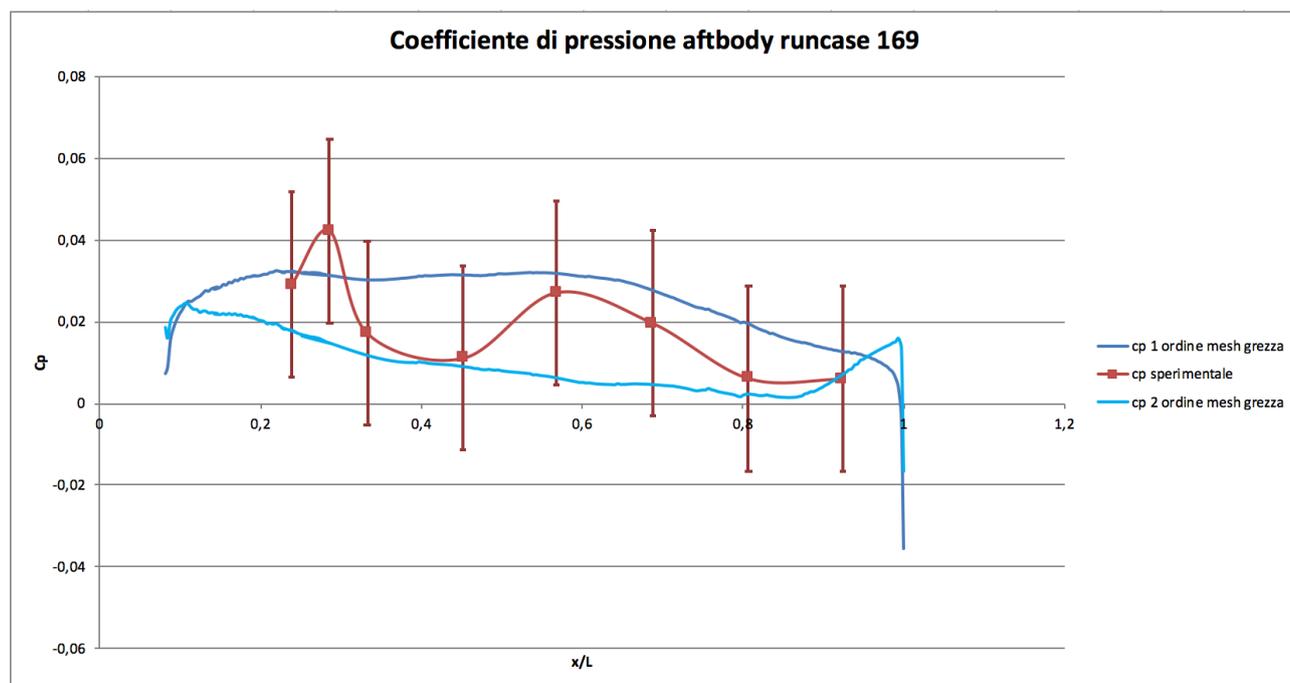


Figura 7-38 Grafico coefficiente di pressione aftbody-runcase 169

Andando ad osservare il grafico soprastante è possibile notare come il coefficiente, nel caso di analisi al secondo ordine temporale, assuma un andamento molto simile a quello ottenuto per il *runcase 167* seppur si abbia una decrescita più marcata nella regione centrale della parte in esame fino ad arrivare a valori molto prossimi al valore nullo; i valori in corrispondenza dell'inizio del corpo risultano essere leggermente più elevati mentre il massimo locale in corrispondenza dell'unità risulta essere inferiore. In conclusione si può affermare come nel caso di un abbassamento del coefficiente di spinta si abbia una conseguente diminuzione del coefficiente di pressione.

Nella figura seguente viene infine riportato il grafico del C_P per il *forebody* con in ascissa le coordinate radiali adimensionalizzate con il raggio R .

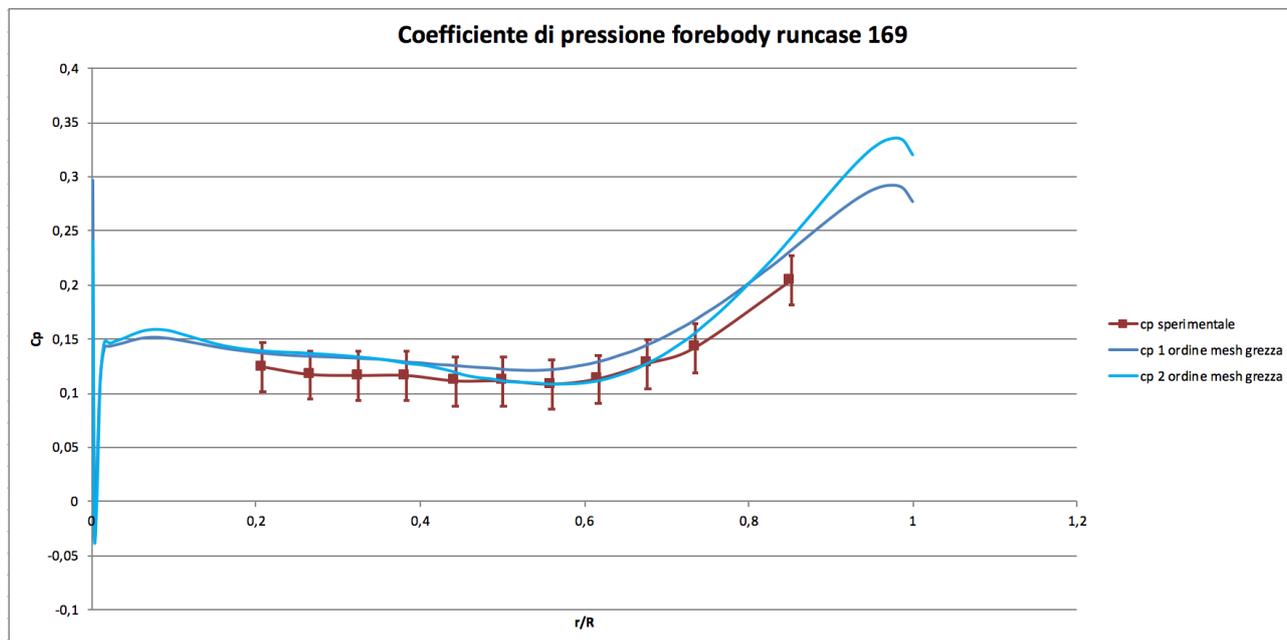


Figura 7-39 Grafico coefficiente di pressione forebody-runcase 169

Nel caso del *forebody* è possibile notare come in generale tutti i valori del coefficiente risultino maggiori rispetto al caso precedentemente analizzato. In particolare in corrispondenza dei valori di ascisse tendenti all'unità si ottiene un andamento che mostra una crescita con una pendenza più elevata pertanto i valori tendono a discostarsi leggermente dal valore massimo definito dal range di errore concerne i valori ottenuti sperimentalmente e l'andamento quasi costante ottenuto per il *runcase* 167 non risulta presente nel 169.

In conclusione risulta possibile affermare come la riduzione del coefficiente di spinta vada a diminuire il coefficiente di pressione nel caso dell'*aftbody* mentre esso va ad aumentare i valori del C_P nel caso del *forebody*.

7.2.5 Raffinamento mesh

Così come effettuato nel caso del *runcase* 167 si procede con un affinamento della mesh andando a sostituire alla *custom size* del controllo volumetrico impostata per la mesh grezza, pari a quattro volte la $csize_{min}$, un valore pari a $csize_{min}$.

Il confronto avviene, così come fatto in precedenza, inizialmente in modo qualitativo andando ad osservare le scene iso Mach, temperatura e pressione. Si riportano in seguito le immagini appena

citare inserendo sulla sinistra quelle relative alla mesh più grossolana mentre sulla destra vengono a porsi quelle relative alla mesh raffinata.

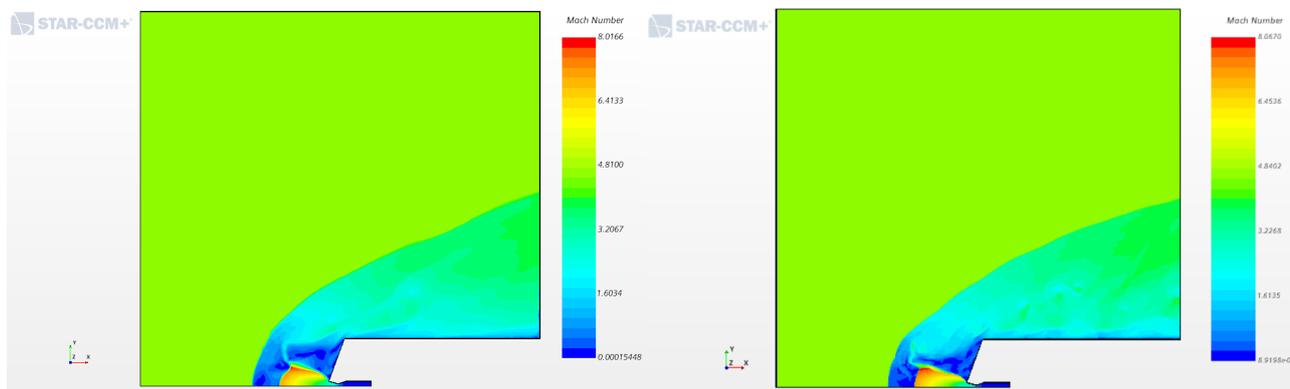


Figura 7-40 Confronto Mach isocontours-runcase 169

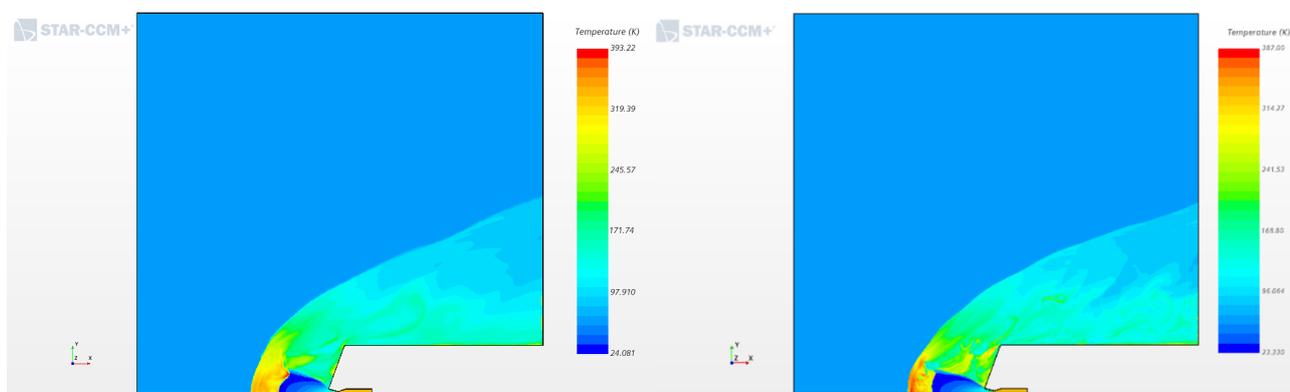


Figura 7-41 Confronto temperature isocontours-runcase 169

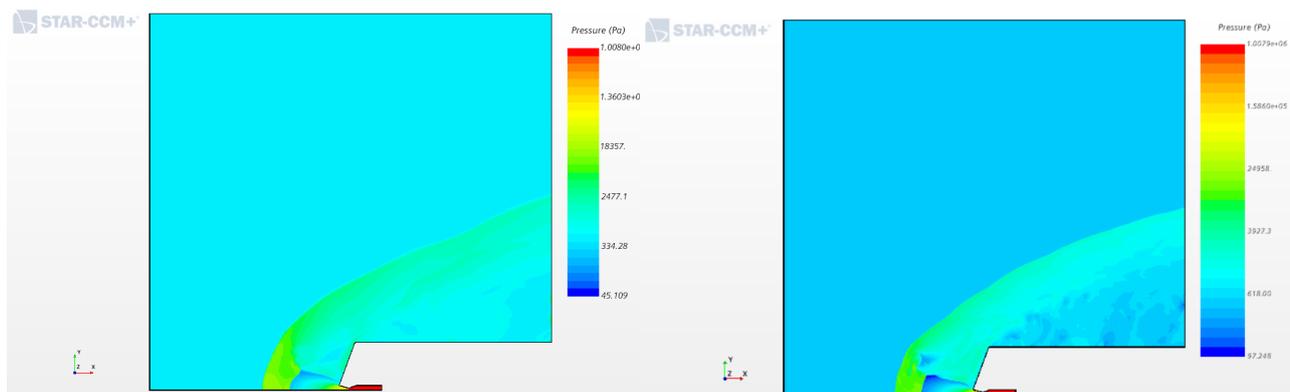


Figura 7-42 Confronto pressione isocontours-runcase 169

Come osservato per il *runcase* precedente in ognuna delle figure è possibile riconoscere la configurazione assunta dal campo di moto in presenza di una configurazione di tipo *single-nozzle* quali il *bow shock* che causa un brusco calo del numero di Mach a partire dal valore di *freestream*, il disco di Mach e il *barrel shock* che definiscono i limiti del getto sottoespanso.

Andando ad aumentare il numero di celle in corrispondenza del controllo volumetrico ci si aspetta un miglioramento della regolarità dei confini dell'urto staccato e così avviene nella realtà con l'urto stesso che viene ad assumere la forma di un paraboloide.

Nuovamente a causa della forte instazionarietà del campo si notano delle differenze anche nella struttura del getto in quanto si generano oscillazioni del punto triplo; tale fenomeno porta alla generazione di onde di pressione che tendono a propagarsi verso l'urto staccato andandone a perturbare la geometria in modo lieve, esse però si propagano anche in direzione del modello stesso causando le modifiche ai confini del getto in quanto una volta incontrata la parete queste onde vengono riflesse per finire ad impattare anche contro il *barrel shock*.

Analogamente a quanto detto in precedenza si osserva come la variazione del coefficiente di spinta abbia influenzato la forma e la posizione del *bow shock*, che risulta meno esteso in direzione radiale e più vicino alla sezione di uscita dell'ugello, nonché le dimensioni del getto che vede le sue dimensioni ridotte sia radialmente che longitudinalmente.

Viene ora riportato l'andamento della pressione totale lungo l'asse di simmetria.

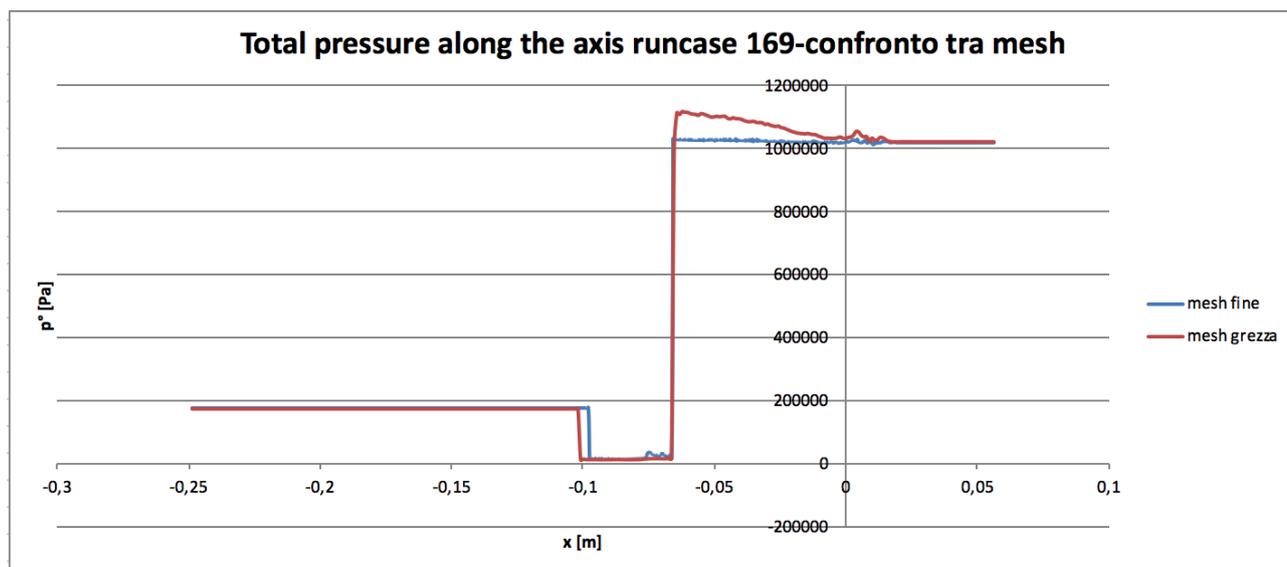


Figura 7-43 Grafico pressione totale lungo l'asse-confronto tra mesh runcase 169

L'andamento ipotizzato presenta un valore di pressione totale per la mesh grezza crescente, proseguendo da monte verso valle, a partire da valori pari a circa $1 \times 10^6 Pa$ fino a raggiungere valori massimi circa pari a $1.1 \times 10^6 Pa$ per poi decrescere bruscamente attraverso l'urto fino a valori pari a circa $1.8 \times 10^4 Pa$ per poi subire un'ultima crescita per raccordarsi al valore di *freestream* circa pari a $1.75 \times 10^5 Pa$. Per quanto concerne la mesh più fine l'andamento risulta diverso soprattutto nella parte iniziale in quanto non si ha una crescita evidente come per la mesh più grezza ma il valore della pressione totale resta pressoché costante.

Inoltre osservando la posizione in cui si trova il disco di Mach si può notare come, nel caso della griglia più grezza, la variazione del valore di pressione totale causi un leggero stiramento del getto con un leggero aumento del diametro terminale.

Per quanto concerne l'andamento del numero di Mach lungo l'asse di simmetria si ottiene la figura seguente:

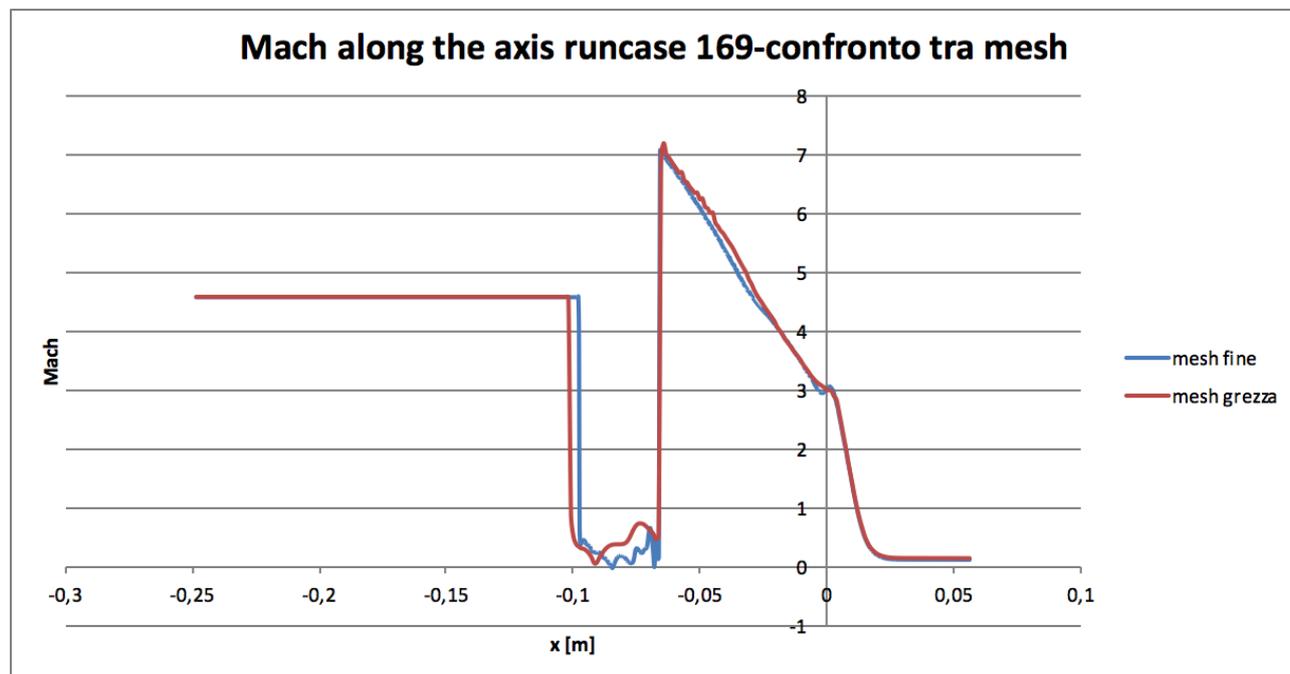


Figura 7-44 Grafico numero di Mach lungo l'asse-confronto tra mesh runcase 169

Osservando il grafico è possibile notare come l'aumento in prossimità del disco di Mach porti a raggiungere valori leggermente diversi per le due griglie, in particolare il valore più elevato si raggiunge nel caso di mesh più grezza. Inoltre laddove il numero di Mach tende ad annullarsi è possibile individuare la posizione del punto di stagnazione che risulta posizionato leggermente più a valle per la mesh più grossolana mentre per quella più fine esso tende a spostarsi verso la sezione di uscita dell'ugello.

In ultimo viene analizzato l'andamento della temperatura totale lungo l'asse, il valore caratterizzante il *freestream* si attesta intorno a 340 K e, a differenza del *runcase* precedente, in camera di stagnazione il valore cresce solamente fino a 341 K.

Nonostante si assumano trasformazioni di tipo adiabatico (sia per il *bow shock* che per il disco di Mach) la temperatura totale mostri la tendenza ad oscillare seppur a causa di fenomeni di natura puramente numerica.

I valori più elevati sono dovuti alla presenza dei vortici che si originano a partire dal punto triplo per poi propagare a valle.

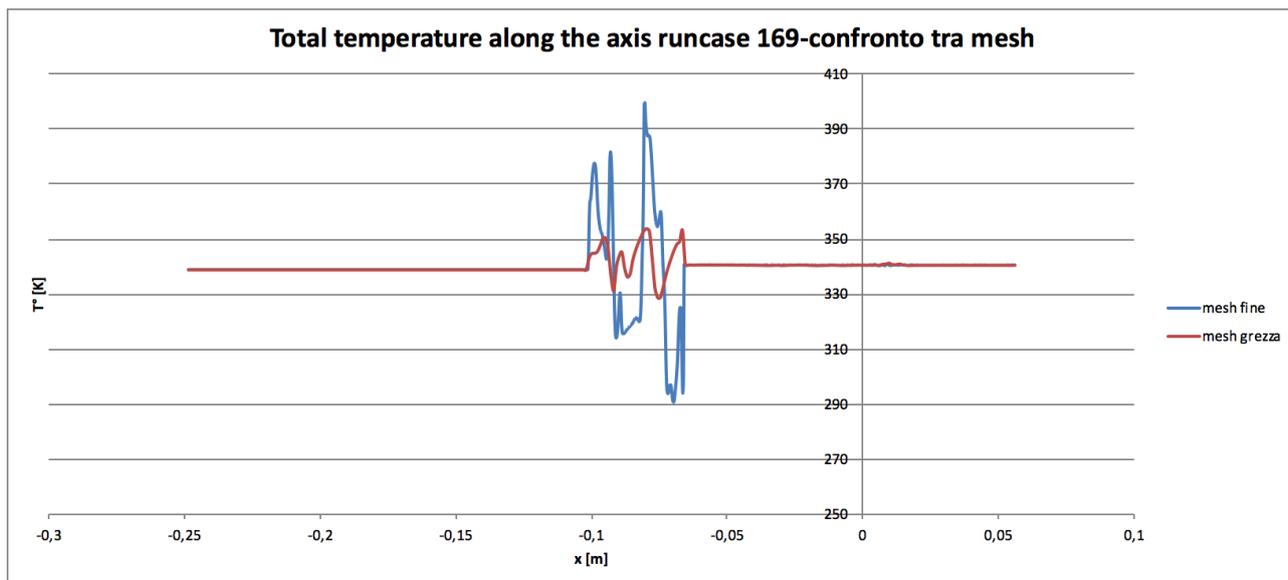


Figura 7-45 Grafico temperatura totale lungo l'asse-confronto tra mesh runcase 169

La distribuzione della temperatura totale all'interno dell'intero campo di moto è osservabile dalle scene seguenti.

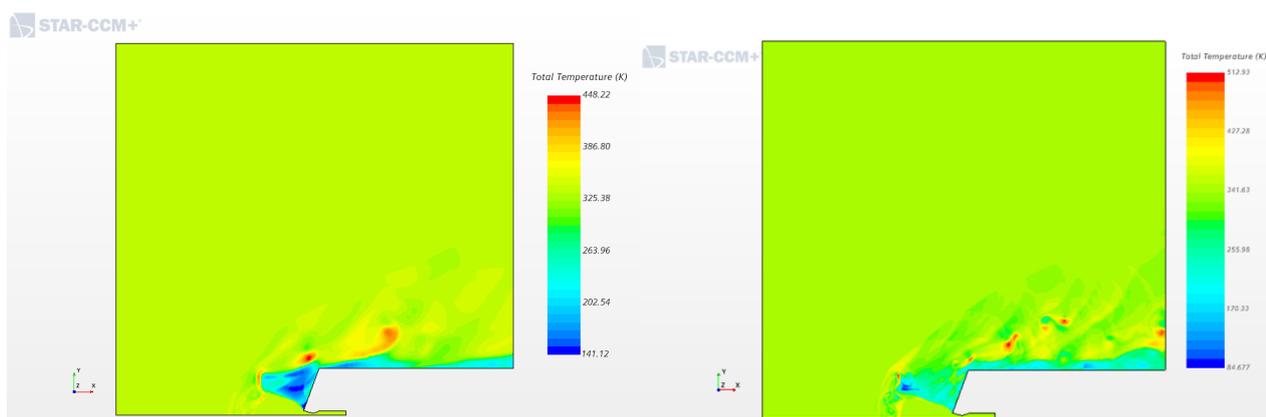


Figura 7-46 Confronto temperatura totale-runcase 169

Dalle immagini soprastanti è possibile osservare come i valori massimi raggiunti in corrispondenza della formazione dei vortici tendano poi a ridursi procedendo verso valle.

Come già accennato nei paragrafi precedenti la presenza di queste zone a temperatura molto elevata risulta critica nel caso in cui si vadano ad introdurre i fenomeni relativi all'aerotermodinamica in quanto considerando la presenza di gas caldi in corrispondenza dell'uscita dell'ugello a causa della combustione del propellente si sarebbe costretti ad ammettere la presenza di tali fenomeni.

Per quanto concerne l'andamento del coefficiente di pressione nelle figure seguenti vengono riportati i grafici relativi all'*aftbody* e al *forebody*.

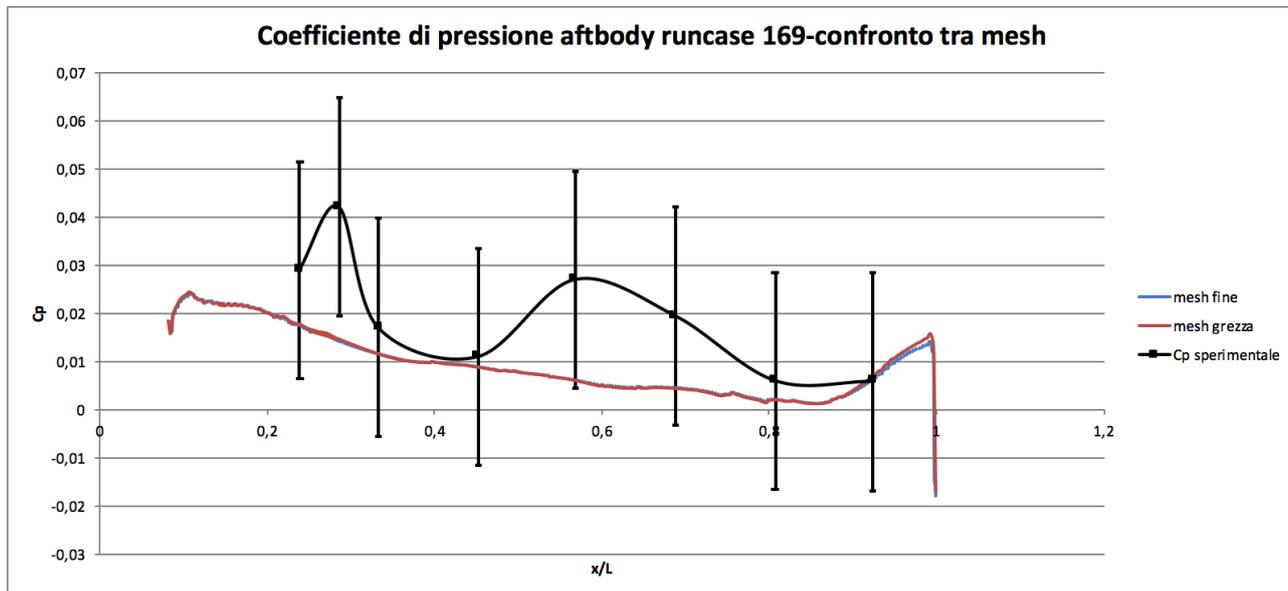


Figura 7-47 Grafico coefficiente di pressione aftbody-confronto tra mesh runcase 169

Nel caso dell'*aftbody* si ottengono due andamenti pressoché identici per entrambe le mesh e per entrambi i livelli di raffinamento si ottiene comunque uno sviluppo che resta all'interno del range stabilito dai valori ottenuti sperimentalmente in galleria del vento.

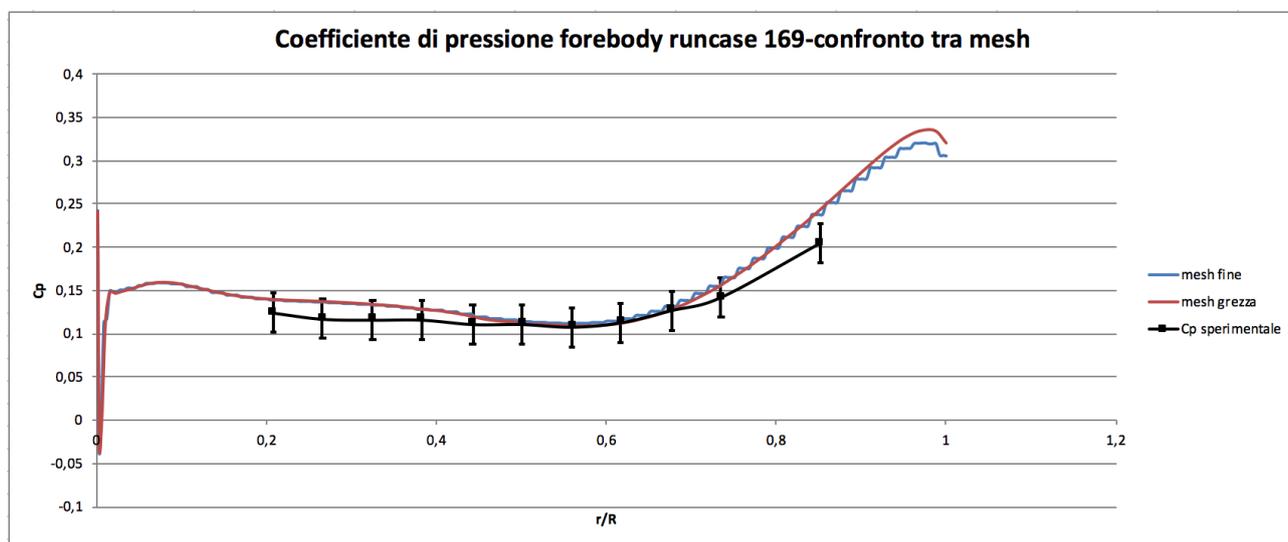


Figura 7-48 Grafico coefficiente di pressione forebody-confronto tra mesh runcase 169

Dal grafico soprastante si nota una corrispondenza pressoché piena per $\frac{r}{R} \rightarrow 0$ con un coefficiente che dipende quindi da parametri puramente geometrici indipendenti quindi dall'interazione che avviene tra il getto sottoespanso e il *freestream* mentre per i successivi valori in ascisse si ottiene comunque un andamento simile per le due mesh ma i valori della mesh più fine risultano essere leggermente

superiori seppur all’interno del range di incertezza dei dati sperimentali; solamente in corrispondenza dell’ultima presa di pressione intorno ad un valore di ascissa pari a circa 0.85 entrambi gli andamenti caratterizzanti le due diverse mesh non rientrano nel range previsto dai dati sperimentali.

Si può notare come andando a ridurre il coefficiente di spinta passando dal *runcase* 167 al 169 il valore del coefficiente di pressione risulta essere pressoché indipendente dalla raffinatezza della griglia in quanto se per il *runcase* precedente si osservavano comunque delle differenze tra le mesh in questo caso gli andamenti tendono a coincidere per la maggior parte della loro estensione.

In ultimo vengono le immagini ottenute con il metodo Schlieren grazie a cui è possibile osservare il fenomeno di sviluppo e progressione dei vortici fino ad impattare contro la superficie del *forebody* descritto in precedenza.

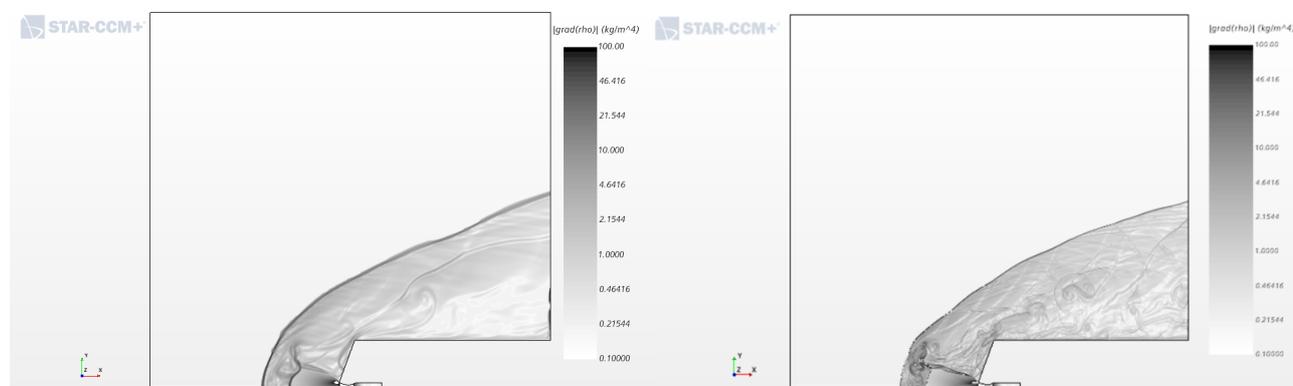


Figura 7-49 Confronto pseudo Schlieren-runcase 169

Per entrambi i raffinamenti il campo di moto presenta la medesima configurazione con l’onda di pressione che si propaga fino ad andare ad impattare contro la superficie del *forebody*, in particolare poiché nel caso di griglia più grezza (figura a sinistra) il getto risulta essere maggiormente esteso in direzione radiale l’onda andrà ad interessare non tutta la superficie bensì la parte più esterna in prossimità della giunzione con l’*aftbody*. Nel caso in cui si raffini la griglia (figura a destra) si ottiene una “protezione” inferiore pertanto l’onda andrà a colpire anche la parte di superficie in prossimità della sezione di uscita dell’ugello; per tale motivo la regione appena citata risulta essere particolarmente critica e deve essere analizzata andando a raffinare il più possibile la mesh come già affermato per il *runcase* 167.

7.2.6 Regime turbolento-modello $k - \omega$ e Spalart-Allmaras

Anche per quanto riguarda il runcase 169 si è scelto di effettuare un'analisi sia con un modello di tipo laminare che i due modelli di turbolenza Spalart-Allmaras e $k - \omega$. In seguito vengono riportate le scene iso Mach, temperatura e pressione sia per il modello laminare che per entrambi i modelli di turbolenza, vengono inoltre riportate le immagini ottenute mediante il metodo Schlieren.

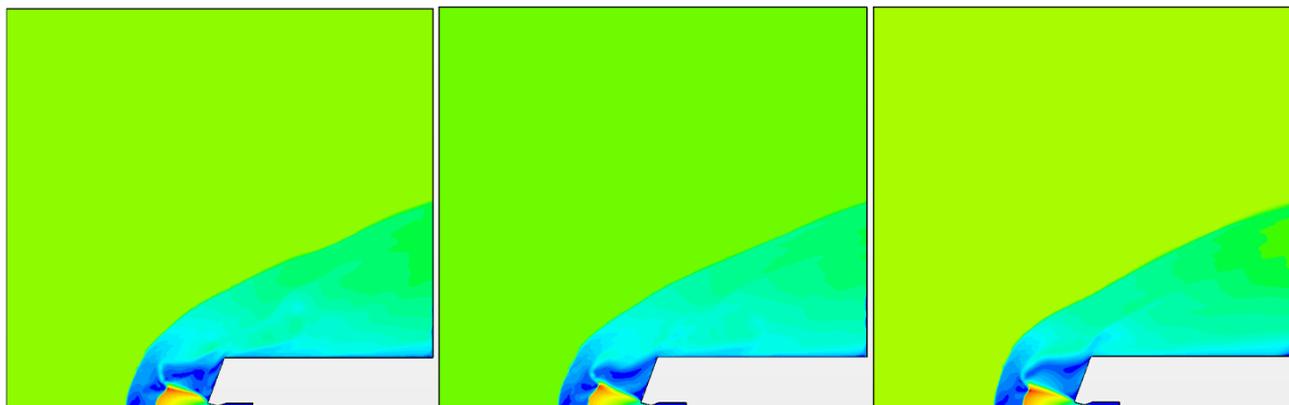


Figura 7-50 Confronto scene iso Mach regime laminare, $k - \omega$ e Spalart-Allmaras-runcase 169

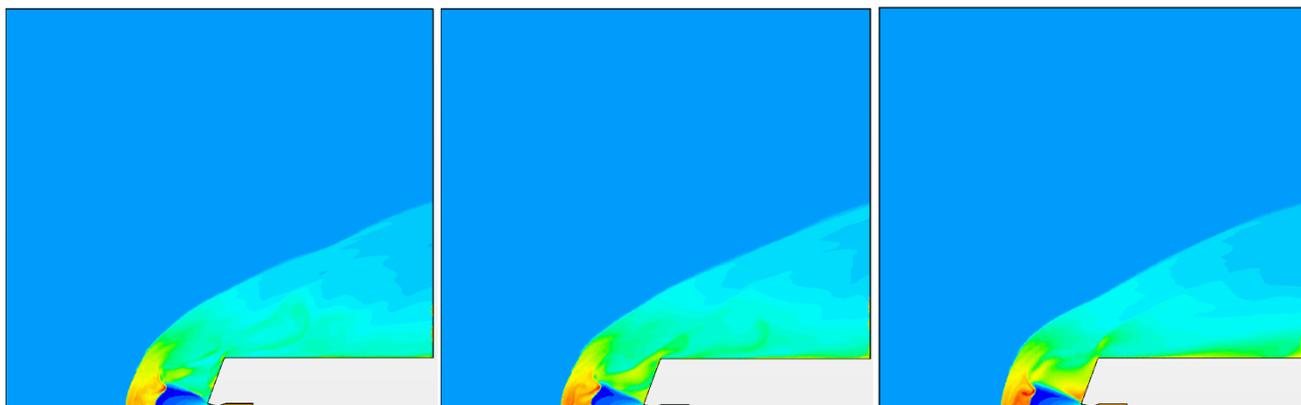


Figura 7-51 Confronto scene iso temperatura regime laminare, $k - \omega$ e Spalart-Allmaras-runcase 169

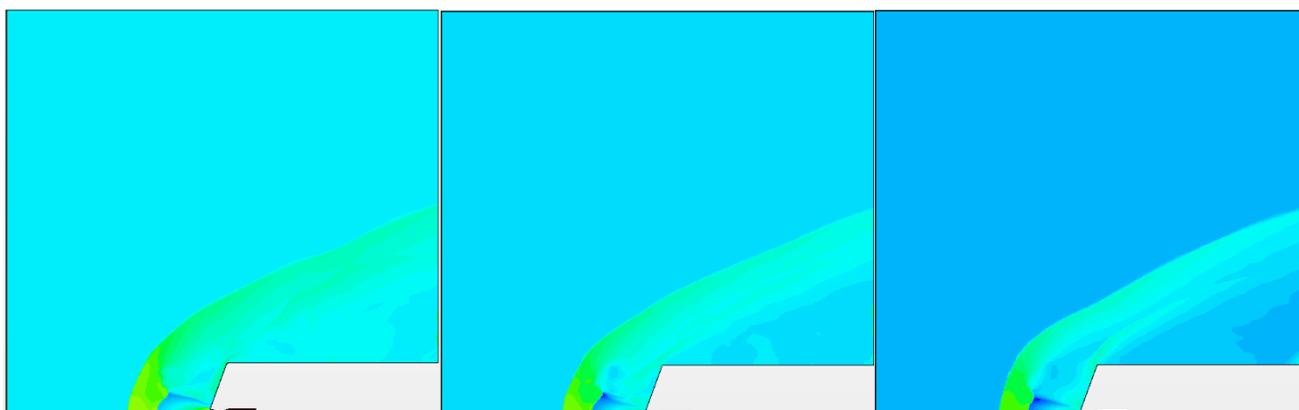


Figura -52 Confronto scene iso pressione regime laminare, $k - \omega$ e Spalart-Allmaras-runcase 169



Figura 7-53 Confronto pseudo Schlieren regime laminare, $k - \omega$ e Spalart-Allmaras-runcase 169

Nuovamente andando ad analizzare le immagini ottenute con il metodo Schlieren è possibile notare come, in corrispondenza del punto triplo, si assista ad un fenomeno che porta alla formazione di vortici i quali, al termine del loro sviluppo, andranno ad impattare contro la superficie del *forebody*. Ad eccezione del fenomeno di instabilità causante il *triple point floating* il campo si può considerare pressoché stazionario.

A differenza di quanto si era osservato per il *runcase* 167 anche nel caso del modello di turbolenza Spalart-Allmaras si assiste ad un fenomeno di generazione dei vortici paragonabile agli altri due modelli fisici in esame pertanto non è possibile considerare un fenomeno di dissoluzione dei vortici.

Analogamente a quanto effettuato per il caso analizzato in precedenza si valuta la posizione del *bow shock* tramite il grafico riportante l'andamento del numero di Mach lungo l'asse di simmetria riportato nella figura seguente per tutti e tre i regimi in esame.

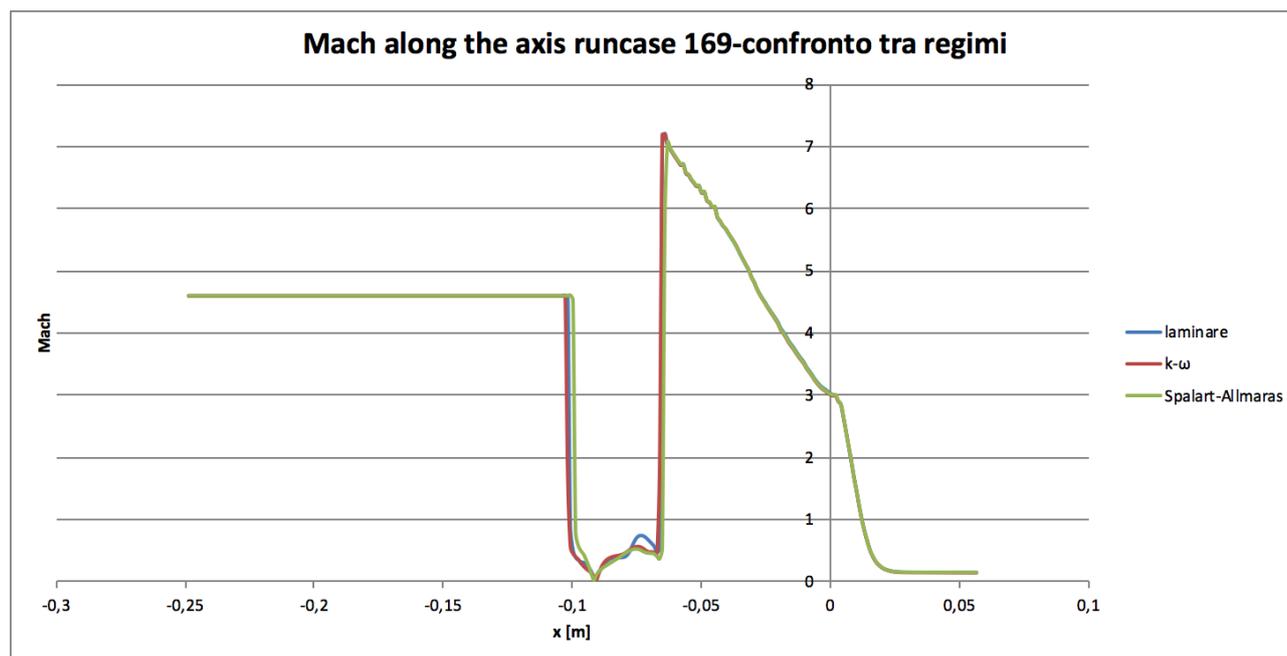


Figura 7-54 Grafico numero di Mach lungo l'asse-confronto tra regimi runcase 169

Come già osservato per il grafico riportante il coefficiente di forza si osserva come i modelli laminare e $k - \omega$ tendano a fornire risultati pressoché coincidenti mentre a discostarsi leggermente risulta essere nuovamente il regime di turbolenza Spalart-Allmaras.

Osservando l'andamento del grafico soprastante si nota come, procedendo da destra a sinistra, vi sia un aumento considerevole del numero di Mach (fino ad un valore di circa 7, contro il valore di 9 per il *runcase* analizzato in precedenza per tutti e tre i regimi) in corrispondenza della sezione di uscita dell'ugello ciò è sintomo della presenza di un'espansione; come già accennato la seguente diminuzione da valori caratterizzanti un regime supersonico a valori tipici di un regime subsonico è da ricercarsi nella presenza del disco di Mach a causa del quale si raggiungono valori nulli in corrispondenza della posizione del punto di arresto. Infine si osserva nuovamente una crescita del parametro in ordinate dovuta alla presenza del *bow shock* per raccordare i valori all'interno della zona delimitata al medesimo urto con quelli del *freestream* caratterizzato da $M_{\infty} = 4.6$.

All'interno dello *shock layer* per analizzare il comportamento del flusso si fa riferimento nuovamente al coefficiente di pressione il cui andamento sia per l'*aftbody* che per il *forebody* viene riportato nelle figure seguenti.

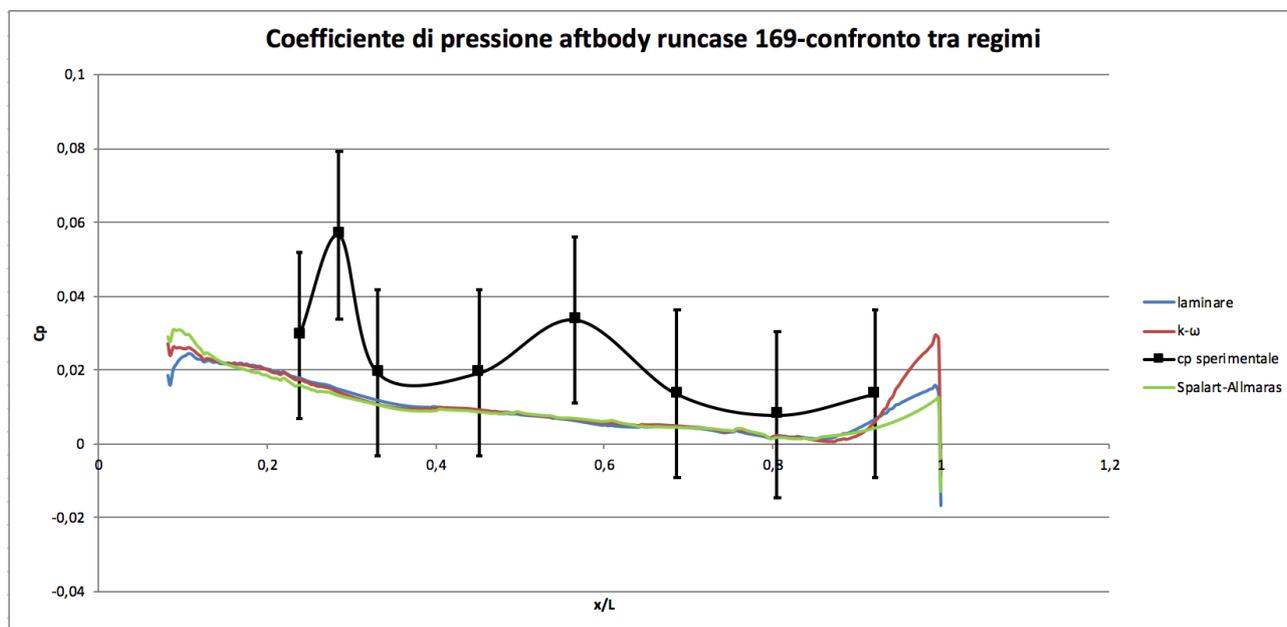


Figura 7-55 Grafico coefficiente di pressione aftbody-confronto tra regimi runcase 169

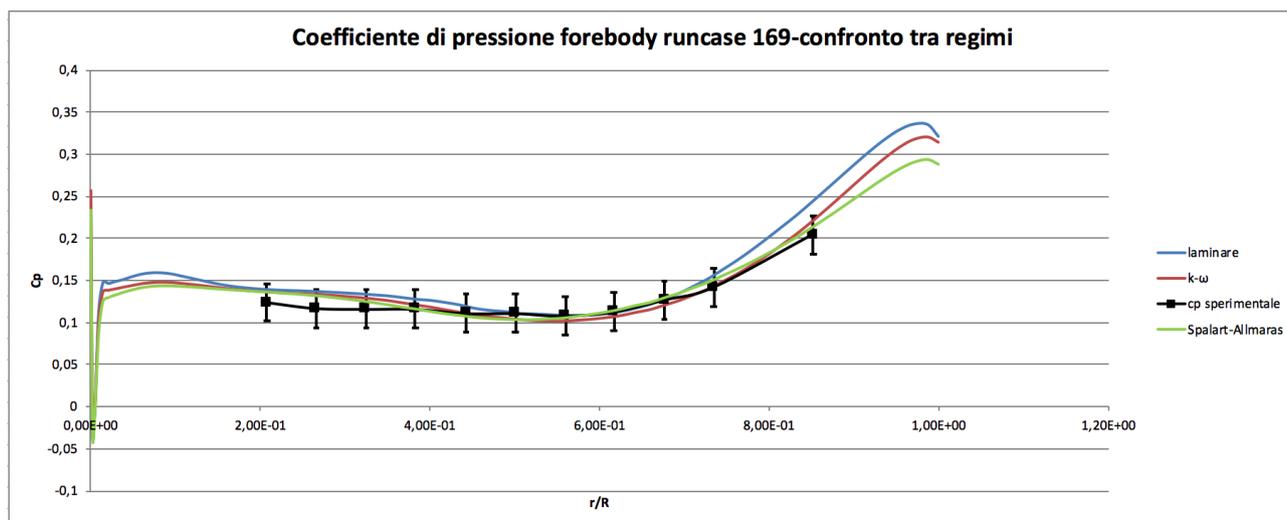


Figura 7-56 Grafico coefficiente di pressione forebody-confronto tra regimi runcase 169

Nuovamente, andando ad osservare il grafico soprastante, si nota come il modello di turbolenza Spalart-Allmaras tenda a sottostimare il valore del coefficiente di pressione andando a confermare la presenza del fenomeno, chiamato *shielding* mentre per gli altri due modelli (laminare e $k - \omega$) si nota come l'andamento resti pressoché lo stesso rispetto al modello citato in precedenza con valori nel complesso più elevati. Analogamente a quanto già osservato in precedenza si nota come per il *runcase* 169 si ottengano valori del coefficiente di pressione per il *forebody* nel complesso più elevati rispetto al *runcase* 167 precedentemente analizzato mentre per l'*aftbody* si assiste ad un fenomeno inverso con il medesimo coefficiente che risulta essere leggermente inferiore.

Analogamente a quanto detto nel paragrafo precedente si dimostra come andando a ridurre il coefficiente di spinta si assottiglia la differenza tra i tre modelli fisici presi in esame a segnare un aumento del livello di indipendenza dei parametri dal modello fisico analizzato.

Come già osservato in precedenza risulta evidente il fatto che il numero di prese sia insufficiente per valutare i valori sull'intera superficie delle due parti.

7.2.7 Analisi in frequenza

Anche per il *runcase* 169 si procede con un'analisi in frequenza sulla superficie del *forebody* andando però prima ad analizzare il contributo delle forze aerodinamiche al coefficiente di forza assiale totale tramite il grafico riportato nella figura seguente.

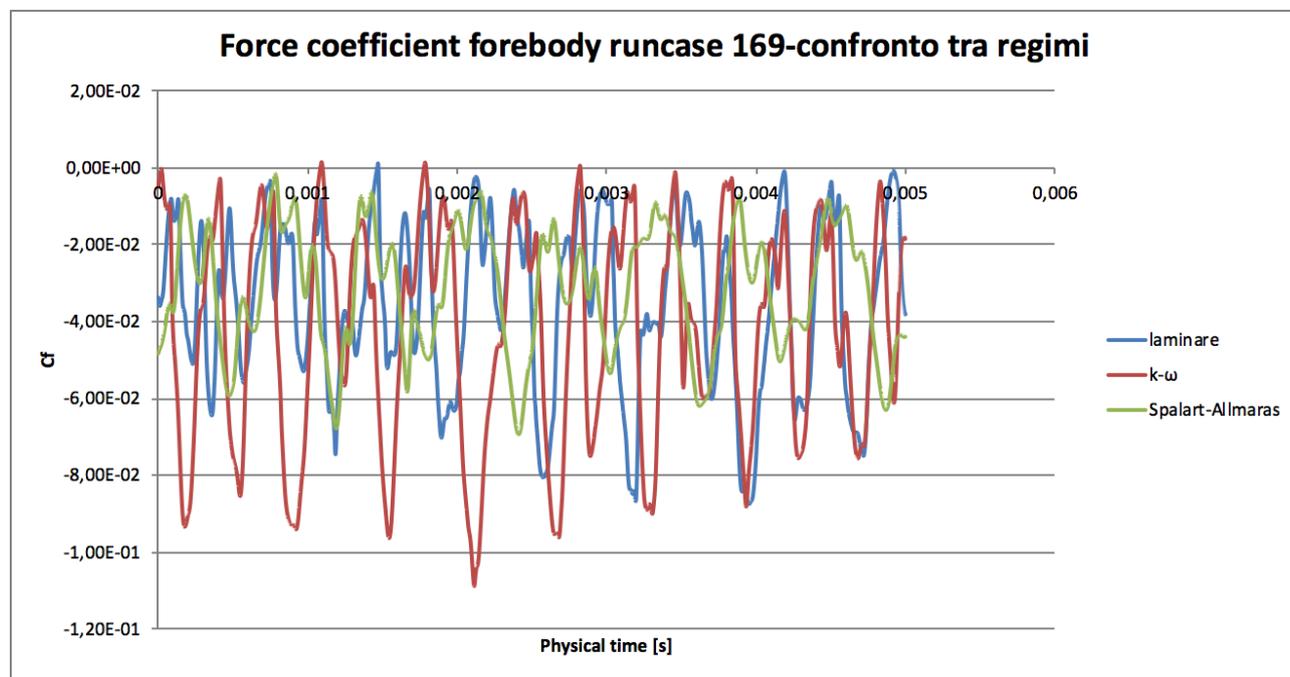


Figura 7-57 Grafico force coefficient forebody-confronto tra regimi runcase 169

Nuovamente si osserva un andamento periodico con valori che tendono a coincidere, in particolare al crescere del valore temporale riportato in ascisse, per i modelli laminare e turbolento di tipo $k - \omega$ mentre nel caso di modello turbolento di tipo Spalart-Allmaras i valori presentano oscillazioni inferiori.

Andando ad aggiungere al contributo dovuto alle forze aerodinamiche quello dovuto alle forze nate a causa della presenza del sistema propulsivo, le quali danno origine ad un coefficiente di spinta (C_T) pari a circa 0.454, si ottiene il grafico del coefficiente di forza assiale totale riportato nella figura seguente.

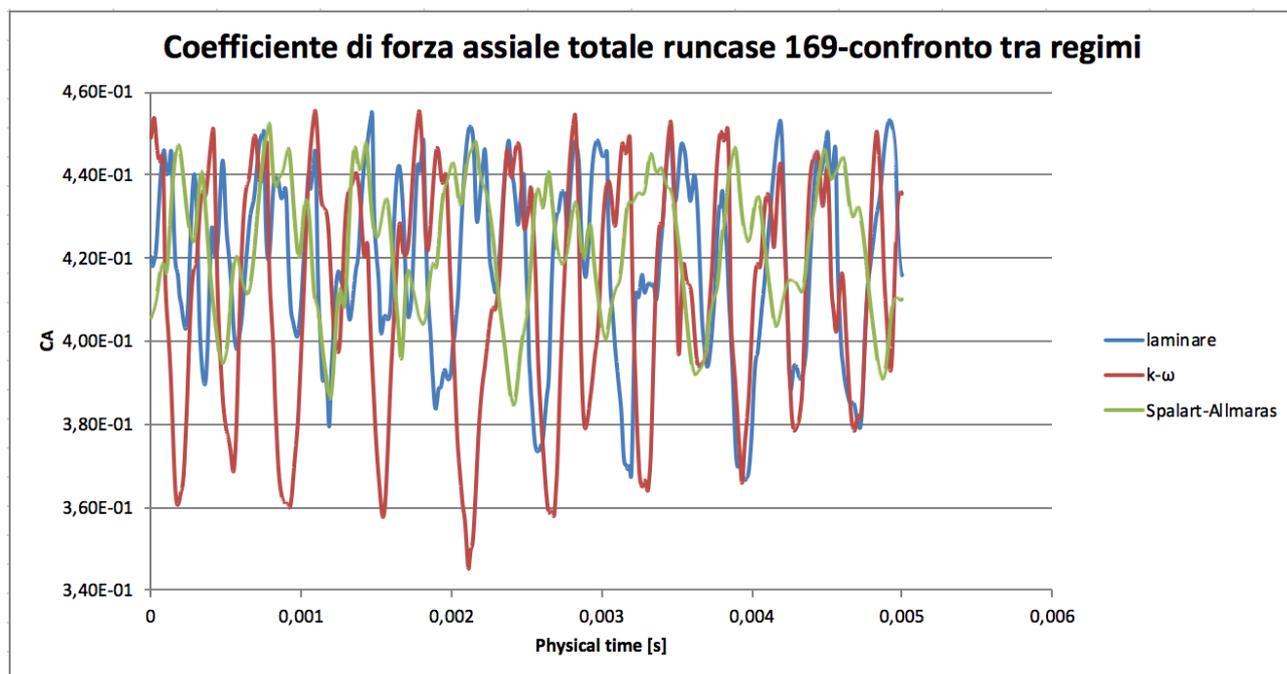


Figura 7-58 Grafico coefficiente di forza assiale totale forebody-confronto tra regimi runcase 169

Osservando il grafico soprastante si evince nuovamente come il contributo primario al coefficiente di forza assiale totale sia dovuto alle forze generate dalla presenza del sistema propulsivo piuttosto che da quelle aerodinamiche in quanto si ottiene un valor medio di circa 0.41 molto vicino quindi al valore del coefficiente di spinta.

Infine nella figura seguente viene riportato il grafico dell'analisi in frequenza sulla superficie in esame andando a confrontare i valori ottenuti sia per un modello laminare che per entrambi i modelli di turbolenza citati in precedenza.

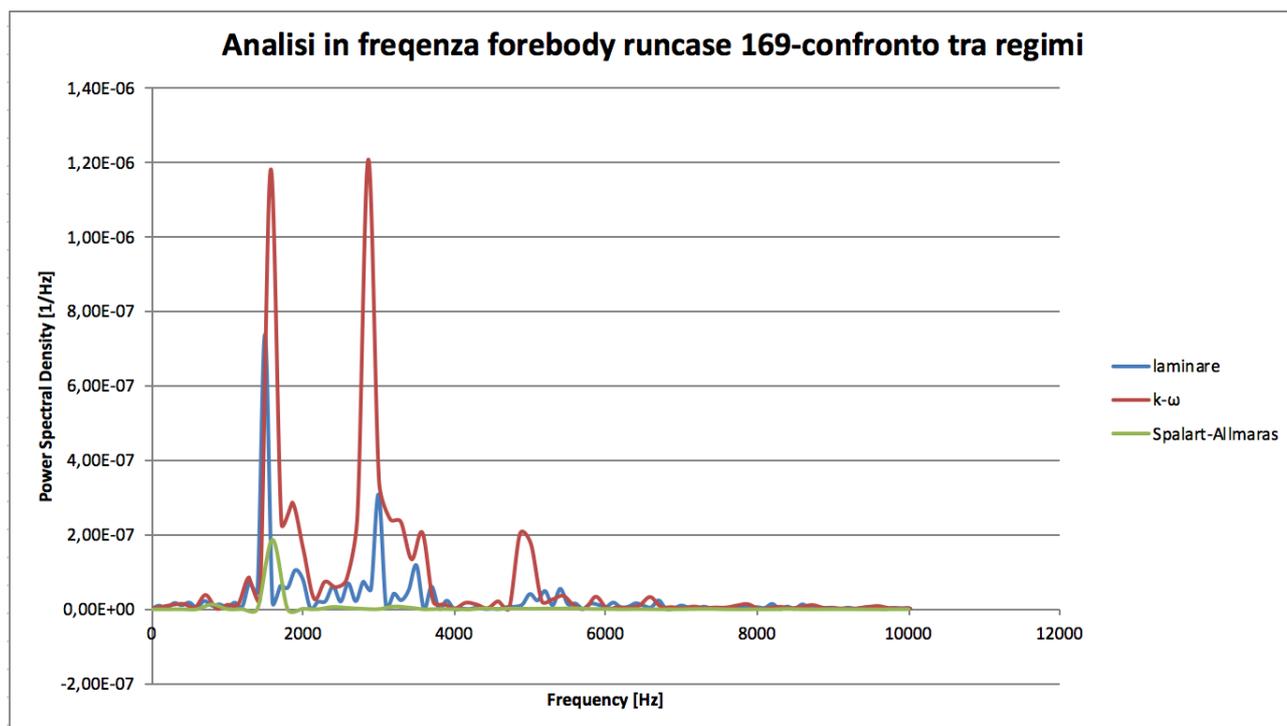


Figura 7-59 Grafico analisi in frequenza forebody-confronto tra regimi runcase 169

Rispetto al *runcase* analizzato precedentemente risulta evidente come i picchi siano diventati due: il primo in corrispondenza di un valore di frequenza pari a circa 1550 Hz con valori della *Power Spectral Density* comunque molto diversi tra loro con un valori massimo di poco inferiore a 1.2×10^{-6} s per il modello di turbolenza $k - \omega$, un valore di picco di circa 7×10^{-7} s per il modello laminare e un valore minimo di picco di poco inferiore a 2×10^{-7} s per il modello Spalart-Allmaras; il secondo picco si attesta attorno ad una frequenza di circa 3000 Hz e risulta essere presente solo per il modello di turbolenza $k - \omega$ con un valore di picco della *Power Spectral Density* circa pari a 1.2×10^{-6} s mentre per il modello laminare tale valore si riduce a circa 3×10^{-7} s.

8. Conclusioni

L'atterraggio su Marte di velivoli trasportanti *payload* umano è divenuto negli ultimi anni un obiettivo sempre più vicino e la corsa alla ricerca delle soluzioni è iniziata; il pianeta rosso presenta però una serie di problematiche importanti a cui è necessario trovare una soluzione: prima di tutto vi è la problematica del viaggio e anche una volta arrivati in prossimità dell'atmosfera non si è giunti al termine della fase problematica in quanto resta ancora l'ingresso, la discesa e l'atterraggio.

L'atmosfera marziana presenta caratteristiche molto diverse da quelle terrestri in cui i sistemi di rientro sono abituati ad operare: in primis vi è il diverso valore della densità che rende l'atmosfera marziana altamente rarefatta e impedisce la corretta dissipazione dell'energia necessaria per poter atterrare in modo sicuro, inoltre anche le altre caratteristiche atmosferiche come temperatura e composizione chimica caratterizzano fortemente i requisiti per un sistema EDL che possa garantire il corretto approccio al pianeta.

Anche una volta superate le difficoltà presentate dall'ingresso in atmosfera non si può pensare di aver raggiunto l'obiettivo in quanto la superficie marziana rappresenta una notevole problematica con le proprie irregolarità in quanto essa presenta innumerevoli vette e crateri.

I tradizionali sistemi EDL risultano essere idonei per velivoli con carichi modesti in quanto il sistema basato su paracaduti supersonici permette la dissipazione di energie cinetiche ridotte e le condizioni operative caratterizzanti tali sistemi sono limitanti; per questi motivi con la crescita delle masse in gioco ed il conseguente aumento dei coefficienti balistici rendono la retropropulsione supersonica, già ipotizzata negli anni '80 con l'avvento delle missioni Viking e tornata nell'interesse della comunità all'inizio del secolo in corso, una delle soluzioni più promettenti. Pertanto risulta necessario studiare il campo di moto per configurazioni che presentino SRP in modo tale da poterne conoscere l'efficacia ed i vantaggi ma anche i limiti e le difficoltà progettuali nonché di realizzazione. Poiché i test in galleria del vento risultano sempre più costosi e richiedono comunque un certo lasso temporale si ritrova nella simulazione tramite codici di fluidodinamica computazionale una valida alternativa.

La configurazione analizzata, cioè quella di tipo *single-nozzle*, presenta risultati computazionalmente parlando molto validi e che ben rispecchiano ciò che invece si ottiene sperimentalmente con le principali differenze da ricercarsi nel meccanismo di formazione e sfilamento dei vortici nato a causa del fenomeno di oscillazione del punto triplo a causa della forte instazionarietà del campo. Si ottiene una sezione di uscita dell'ugello che si presenta come critica, caratterizzata da instabilità puramente di natura numerica pertanto necessita di un affinamento della griglia di calcolo e del raggiungimento

di un numero molto elevato di iterazioni in modo da analizzare correttamente il fenomeno di impatto e conseguente riflessione delle onde di pressione sulla superficie del *forebody*.

Sia il modello laminare che quello turbolento di tipo $k - \omega$ ben approssimano la distribuzione del coefficiente di pressione sul *forebody* mentre il modello di turbolenza Spalart-Allmaras tende leggermente a sottostimare tale parametro.

Pertanto i risultati delle simulazioni CFD ottenuti potrebbero costituire una valida base su cui effettuare ulteriori analisi volte a studiare la fluidodinamica e l'aero-termodinamica che caratterizzano il campo di flusso della retropropulsione supersonica andando a simulare l'interazione tra il *freestream* in arrivo e il getto di scarico attraverso l'uso di gas caldi nell'ugello, attraverso l'adattamento dei gas che costituiscono l'atmosfera marziana per il *freestream*, variando l'angolo di attacco e così via.

Bibliografia

- [1] **Spalart P. R. and Allmaras S. R.** “*A one-equation turbulence model for aerodynamic flows*” s.l.: La Recherche Aeronautique, n°1 5-21,1994
- [2] **Korzun A. M., Cruz J. R. and Braun R. D.** “*A survey of Supersonic Retropropulsion Technology for Mars Entry, Descent and Landing*” Atlanta, IEEE Aerospace Conference Proceedings, April 2008
- [3] **Korzun A. M.** “*Aerodynamic And Performance Characterization Of Supersonic Retropropulsion For Application To Planetary Entry and Descent*” s.l.: Georgia Institute of Technology, PhD Thesis, May 2012
- [4] **Zilker F. B.** “*Aerothermal Analysis of Re-usable First Stage during Rocket Retro-propulsion*” s.l.: Institut für Thermodynamik der Luft-und Raumfahrt (ITLR), Master Thesis, January 2018
- [5] **Codoni, J. R. and Berry, S. A.** “*Analysis of Dynamic Data from Supersonic Retropropulsion Experimentd in NASA Langley’s Unitary Plan Wind Tunnel*” New Orleans, Louisiana: 42nd AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, September 2012
- [6] **Justus C. G. and Braun R. D.** “*Atmospheric Environments for Entry, Descent and Landing (EDL)*” s.l.: NASA Marshall Space Flight Center, June 2007
- [7] **Cordell C. E.** “*Computational Fluid Dynamics And Analytical Modeling Of Supersonic retropropulsion Flowfield Structures Across A Wide Range Of Potentil Veichle Configurations*” s.l.: Georgia Institute of Technology, PhD Thesis, December 2013
- [8] **Biswal M. K. and Annavarapu R. N.** “*Conceptual Design of mars Lander with Novel Impact Intriguing System*” s.l.: Department of Physics, School of Physical Chemical and Applied Sciences, Pondicherry University, Kalapet, Puducherry, India
- [9] **Edquist K. T., Dyakonov A. A., Shidner J. D., Studak J. W., Tigges M. A., Kipp D. M., Prakash R., Trumble K. A., Dupzyk I. C. and Korzun A. M.** “*Development of Supersonic Retro-Propulsion for Future Mars Entry, Descent and Landing Systems*” s.l.: AIAA Paper 2010-504, July 2010
- [10] **Adler M., Wright M., Campbell C., Clark I., Englund W. and Rivellini T.** “*Draft Entry, Descent and Landing Roadmap Technology Area 09*” s.l.: NASA, November 2010

-
- [11] **Dwyer Cianciolo A. M., Davis J. L., Komar D. R., Munk M. M., Samareh J. A., Williams-Byrd J. A. and Zang T. A.** “*Entry, Descent and Landing Systems Analysis Study: Phase 1 Report*” s.l.: Langley Research Center, Hampton, Virginia, NASA/TM-2010-216720, July 2010
- [12] **Rhode M. N. and Oberkampf W. L.** “*Estimation of Uncertainty for a Supersonic Retropropulsion Model Validation Experiment in a Wind Tunnel*” s.l.: 42nd AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit: Conference Paper, June 2012
- [13] **Wilcox D.** “*Formulation of the $k-\omega$ Turbulence Model Revisited*” s.l.: DCW Industries, Inc., La Cañada, California 91011
- [14] **Franquet E., Perrier V., Gibout S. and Bruel P.** “*Free unexpanded jets in a quiescent medium: A Review*” s.l.: Université de Pau et des Pays de l’Adour, September 2015
- [15] **Yoder G. L., Irvine T. B., McCuistion D. and Radzanowski D. P.** “*Human Exploration of Mars design Reference Architecture 5.0*” s.l.: Mars Architecture Steering Group, NASA/SP-2009-566, July 2009
- [16] **Manning R. M. and Adler M.** “*Landing on Mars*”, s.l.: Jet Propulsion Laboratory, California AIAA-2005-6742 Session: SR-6 AIAA Space 2005 Conference, September 2005
- [17] **Braun R. D. and Manning R. M.** “*Mars Exploration Entry, Descent and Landing Challenges*” s.l.: Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 44, No. 2, pag. 310-323, 2007
- [18] **Burkhart P. D.** “*Mars Science Laboratory Entry, Descent and Landing System Overview*” s.l.: Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, April 2008
- [19] **Shuang L., Yuming P., Yuping L., Liu Z. and Yufei L.** “*MCAV/IMU integrated navigation for the powered descent phase of Mars EDL*” s.l.: Advance in Space Research, Vol 46, Issue 5, pag. 557-570, September 2010
- [20] **Zang T. A., Dwyer Cianciolo A. M., Kinney D., Howard A., Chen G., Ivanov M., Stostaric R. and Westhelle C.** “*Overview of the NASA Entry, Descent and Landing Systems Analysis Study*” California AIAA Space 2010 Conference & Exposition, September 2010
- [21] **Fagin M. H.** “*Payload Mass Improvements of Supersonic Retropropulsive Flight for Human Class Mission to Mars*” s.l.: Purdue University, Master Thesis, December 2015
- [22] **Clark I. G., Hutchings A. L., Tanner C. L. and Braun R. D.** “*Supersonic Inflatable Aerodynamic Decelerators For Use On Future Robotic Missions to Mars*” s.l.: s.l.: Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 46, No. 2, pag. 310-323, 2009

-
- [23] **Wolf A.** “*Supersonic Retropropulsion (SRP) for Robotic Mars Landers*” s.l.: Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, August 2016
- [24] **Schauerhamer D. G.** “*Supersonic Retropropulsion Computational Fluid Dynamics Validation with Langley 4x4 Foot Test Data*” s.l.: Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 51, No. 3, May-June 2014
- [25] **Berry S. A. and Rhode M. N.** “*Supersonic Retropropulsion Test 1853 in NASA LaRC Unitary Plan Wind Tunnel Test Section 2*” s.l.: Langley Research Center, Hampton, Virginia, NASA/TP-2014 -218256
- [26] **Moukalled F., Mangani L. and Darwish M.** “*The Finite Volume Method in Computational Fluid Dynamics*” s.l.: Springer, Charm, August 2015
- [27] **Kleb B., Schauerhamer D. G., Trumble K., Sozer E., Barnhardt M., Carlson J. R. and Edquist K.** “*Toward Supersonic Retropropulsion CFD Validation*” Honolulu, Hawaii: 42nd AIAA Thermophysics Conference, June 2011
- [28] **Wilcox D.** “*Turbulence Modeling for CFD*” s.l.:DCW Industries, Inc., 2006
- [29] **Pope S. B.** “*Turbulent Flows*” s.l.: Cambridge University Press, 2000
- [30] **Menter F. R.** “*Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications*” s.l.: NASA Ames Research Center, Moffet Field, California 94035, August 1994
- [31] **Schauerhamer D. G.** “*Validation of OVERFLOW for Supersonic Retropropulsion*” s.l.: Jacobs/NASA JSC, October 2012
- [32] “*Viking Mission to Mars*” s.l.: Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, 1988
- [33] NASA, “*Mars2020 Mission Perseverance Rover: Entry, Descent and Landing*” [https://mars.nasa.gov/mars2020/timeline/landing/entry-descent-landing/#:~:text=2%2C240.65 milesfrom%20landing%20site.,Altitude%3A%20994.72miles&text=The%20Perseverance%20r over%20and%20its,velocity%20and%20eliminate%20horizontal%20velocity.](https://mars.nasa.gov/mars2020/timeline/landing/entry-descent-landing/#:~:text=2%2C240.65%20milesfrom%20landing%20site.,Altitude%3A%20994.72miles&text=The%20Perseverance%20r%20over%20and%20its,velocity%20and%20eliminate%20horizontal%20velocity.)
- [34] NASA, “*Mars2020 Mission Perseverance Rover: Perseverance Rover’s Landing Site Crater*” <https://mars.nasa.gov/mars2020/mission/science/landing-site/>
- [35] **D’ambrosio D.** *Lezioni e slides dal corso di Aerotermodinamica*

Ringraziamenti

In primis penso sia doveroso un ringraziamento ai Professori Roberto Marsilio e Domenic d'Ambrosio, li ringrazio per avermi supportata nel mio lavoro di tesi, per aver cercato di chiarire ogni mio dubbi e, per aver sempre risposto in maniera celere alle mie innumerevoli domande.

Un ringraziamento fondamentale va alla mia famiglia: è inutile e scontato dire che senza il loro aiuto ed il loro sostegno, sia materiale ma soprattutto morale, non sarei qui perché so benissimo quanto il mio essere caparbia e il mio pretendere molto da me stessa abbiano reso il mio carattere difficile da sopportare durante le innumerevoli sessioni d'esami affrontate in questi cinque anni.

A Manuele, volevo dirti grazie per essere sempre stato al mio fianco in questi anni per avermi aiutato ad essere meno severa con me stessa e per aver sdrammatizzato i momenti in cui neanche io riuscivo a vedere la luce in fondo al tunnel.

Un ringraziamento lo devo anche a tutte le persone, professori e colleghi, incontrati durante questo percorso perché in fondo ognuno di loro ha lasciato in me qualcosa che mi ha portato a questo traguardo.

In ultimo, ma non certo per importanza, volevo ringraziare i miei ragazzi della scuola vela perché sono stati una parte importante della mia vita in questi anni e perché in fondo questo mio traguardo va a privarli della mia presenza, credetemi dispiace a voi ma ancor di più a me!

Infine volevo dedicare questo mio lavoro e questo traguardo finale ad una persona che, seppur non fisicamente, so essere presente in questo giorno. A te mia cara nonna nella speranza che i tuoi insegnamenti, che mi hanno portato ad essere la persona che sono, abbiano dato buon frutto e che ti abbiano resa fiera di me. Questo è in buona parte merito tuo e voglio dedicartelo con tutto il cuore.