

POLITECNICO DI TORINO

Dipartimento di Ingegneria Meccanica e Aerospaziale



Simulazioni CFD su capsule di rientro gonfiabili in regime ipersonico

Studente

Mignone Alessandro

Relatore

Prof. D'Ambrosio Domenic

Azienda

Centro Italiano di Ricerca Aero-
spaziale (CIRA)

Corelatore

Esposito Salvatore

Anno Accademico: 2025/2026

Indice

1	Introduzione	1
2	Scudi Termici Gonfiabili	4
2.1	Sistemi di protezione termica	4
2.2	Flexible thermal protection systems	5
2.2.1	Struttura gonfiabile	5
2.2.2	Core	6
2.2.3	Caratterizzazione dei materiali	6
2.2.4	Dimostratori e configurazioni	6
2.3	Traiettoria di Rientro	7
3	Background Teorico	9
3.1	Equazioni di Governo	9
3.2	Flussi ad alta entalpia	11
3.2.1	Gas ad alta temperatura	12
3.2.2	Urti	13
3.2.3	Equilibrio	15
3.2.4	Energia Interna	16
3.3	Non equilibrio	20
3.3.1	Non equilibrio vibrazionale	20
3.3.2	Non equilibrio chimico	21
3.4	Interazione Gas-parete	24
3.4.1	Catalisi	24
3.4.2	Slip a parete	25
4	Set-Up e Applicazioni	26
4.1	Modelli	26
4.1.1	Modelli di Reazione	26
4.2	Modelli termodinamici	27
4.3	Modelli di parete	28
4.3.1	Slip di velocità	29
4.3.2	Temperature Jump	29
4.4	Proprietà di trasporto	29

4.5	Geometrie e griglia	29
4.5.1	Geometria	29
4.5.2	Griglia	31
4.5.3	Indipendenza di griglia	32
4.6	Set-Up numerico	33
4.7	Condizioni di volo e al Contorno	34
4.8	Risultati	35
4.8.1	Parete non catalitica	35
4.8.2	Parete catalitica	39
4.8.3	Slip	41
4.8.4	Angolo di Flare	42
4.8.5	Deformata	44
4.8.6	Confronto con Letteratura	45
5	Conclusioni	50

Elenco delle figure

1.1	Massa annuale di satelliti in rientro controllato [1]	1
1.2	Massa di rientri controllati del primo stadio del Falcon 9 [1]	2
1.3	Confronto del flusso di calore attorno una sfera per diverse correlazioni [2]	2
2.1	Sistemi di protezione termica ablativi	5
2.2	Configurazione di uno scudo termico gonfiabile.(IRVE)	7
2.3	EFESTO	7
2.4	Fasi principali del rientro atmosferico.	8
3.1	Urto retto	13
3.2	$\theta - \beta - M$	14
3.3	Urto obliquo	14
3.4	Blunt Body	15
3.5	Suddivisione delle energie	17
3.6	Discretizzazione dell'energia	17
4.1	Coefficienti polinomiali modello termochimico di Gupta	28
4.2	Geometria Titans Shield	30
4.3	Mesh scudo termico	31
4.4	Prism layer scudo termico	31
4.5	Prism layer a parete	32
4.6	Mesh scudo termico grid independency	32
4.7	grid independency	33
4.8	Grid independency CD	33
4.9	Traiettoria di rientro Titans	34
4.10	Campo di Mach 88 km	35
4.11	Campo di Temperatura a 88km	35
4.12	Campo di pressione a 88 km	36
4.13	campo di dissociazione dell'O2 a 88km	36
4.14	Confronto Temperatura 73-83 km vs Takahashi-Yamada [3]	37
4.15	Confronto Temperatura 88-93 km vs Takahashi-Yamada [3]	37
4.16	Confronto flusso di calore a parete 73-83 km vs Takahashi-Yamada [3]	38
4.17	Confronto flusso di calore 88-93km vs Takahashi-Yamada [3]	38
4.18	C_D in funzione della quota di volo	39

4.19	Flusso di calore capsula catalitico vs non catalitico	39
4.20	Flusso di calore membrana catalitico vs non catalitico	40
4.21	Flusso di calore Toroide catalitico vs non catalitico	40
4.22	Confronto di C_D tra caso catalitico e non catalitico	41
4.24	Partial slip vs no slip 93 km	42
4.23	Partial slip vs no slip 88 km	42
4.25	Flusso di calore a parete capsula variazione angolo di flare	43
4.26	Flusso di calore membrana variazione angolo di flare	43
4.27	Flusso di calore Toroide variazione angolo di flare	44
4.28	Geometria deformata	44
4.29	Flusso di calore a parete deformata	45
4.30	CD parete deformata vs non deformata	45
4.31	Flusso di calore catalitico vs non catalitico confronto Takahashi-Yamada [3]	46
4.32	Flusso di calore membrana catalitico vs non catalitico confronto Takahashi-Yamada [3]	46
4.33	Flusso di calore Toroide catalitico vs non catalitico Confronto Takahashi-Yamada [3]	47
4.34	Flusso di calore Flare capsula vs Takahashi-Yamada [3]	48
4.35	Flusso di calore flare membrana vs Takahashi-Yamada [3]	48
4.36	Flusso di calore flare Toroide vs Takahashi-Yamada [3]	49

Elenco delle tabelle

4.1	Geometrie e dimensioni	30
4.2	Parametri di Free stream per la traiettoria di rientro del Titans.	34

Sommario

Il rientro atmosferico rappresenta una delle fasi più critiche della missione di un veicolo spaziale. In regime ipersonico, l'onda d'urto che si forma davanti al veicolo provoca una marcata compressione del fluido e un conseguente incremento estremo della temperatura. Tale fenomeno genera elevati carichi termici e aerodinamici, che impongono severi requisiti strutturali e termici al sistema. Le alte temperature nel campo di moto innescano inoltre reazioni chimiche e fenomeni di non equilibrio termochimico, rendendo la descrizione fisica del flusso particolarmente complessa.

In questo contesto, la predizione accurata del flusso termico a parete risulta una delle principali criticità modellistiche, ma al tempo stesso rappresenta un elemento fondamentale per il corretto dimensionamento del sistema di protezione termica (Thermal Protection System, TPS). Quest'ultimo deve infatti garantire l'integrità del veicolo per l'intera durata del rientro, dall'uscita dall'orbita fino all'ingresso negli strati più densi dell'atmosfera. Tra le soluzioni più innovative, i TPS gonfiabili (Inflatable TPS) offrono vantaggi significativi, poiché consentono di ridurre il volume di stivaggio durante il lancio e, una volta dispiegati, di aumentare la superficie efficace dello scudo.

Il presente lavoro di tesi si concentra sull'analisi CFD di uno scudo termico gonfiabile di tipo flare con elemento toroidale, la cui geometria riproduce quella della capsula *Titans*. Le simulazioni sono state condotte in condizioni rappresentative di rientro ipersonico mediante il codice commerciale Siemens STAR-CCM+. L'aria è modellata come miscela reagente composta da cinque specie chimiche (N_2, O_2, O, N, NO), in condizioni di non equilibrio chimico. I risultati sono stati analizzati per diverse condizioni di volo, per differenti condizioni al contorno a parete e confrontati con dati di riferimento disponibili in letteratura relativi alla medesima configurazione geometrica.

Capitolo 1

Introduzione

Il rientro atmosferico è una condizione di volo molto rischiosa e fondamentale per la sicurezza di astronauti, attrezzature, payload e sample ricavati da esplorazioni robotiche o umane nello spazio. La complessità risiede nelle elevate velocità che generano un'onda d'urto curva e staccata, portando a un'innalzamento nelle variabili fluidodinamiche critico per i sistemi spaziali. Il numero di rientri atmosferici è aumentato negli ultimi anni con la maggior richiesta del settore spaziale [1]. Dato il trend di aumento, è necessaria una classificazione delle traiettorie di rientro. I rientri controllati generalmente sono preferiti per la maggior sicurezza che pongono al suolo, riducendo il rischio di atterraggi imprevisti in zone abitate, conoscendo precedentemente la zona di impatto al suolo e la data e l'ora dell'avvenimento. Ciò non è possibile predirlo in rientro incontrollato per questo motivo costituisce un rischio maggiore per le infrastrutture e la vita umana. Nei rientri controllati sono considerati, ad esempio i rientri del primo stadio dei lanciatori, come il Falcon 9.

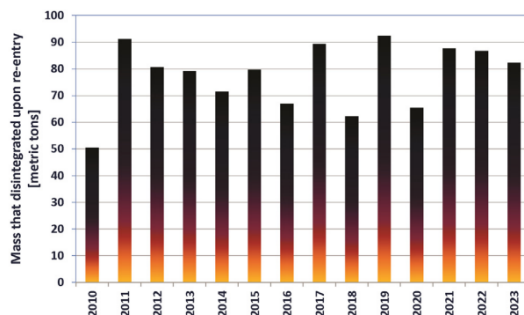


Figura 1.1: Massa annuale di satelliti in rientro controllato [1]

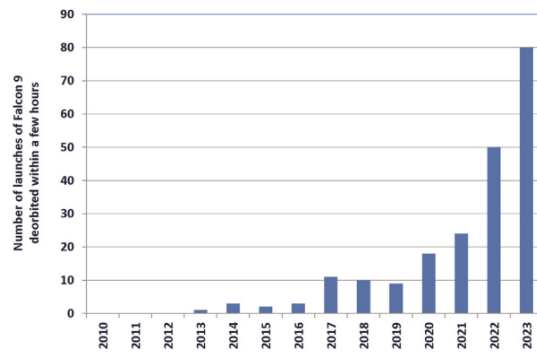


Figura 1.2: Massa di rientri controllati del primo stadio del Falcon 9 [1]

Il problema, quindi di rendere il processo di rientro sicuro, più economicamente accessibile e commercializzabile è attuale. Ciò viene affidato a speciali sistemi, noti come sistemi di protezione termica con il principale compito di rendere efficace il processo di rientro. Per fare ciò, sono stati sviluppati negli ultimi anni, scudi termici, in grado di gonfiarsi efficacemente in rientro, consentendo una adeguata protezione e un certo grado di ripetibilità operativa di missione.

Considerato che un rientro avviene in regime ipersonico ad altissima temperatura, è necessario studiare il flusso di calore sulla superficie degli scudi affinché questi possano portare a termine la missione. Un'adeguata progettazione assicura rientro, riutilizzo ed efficienza dei sistemi spaziali.

Per ottenere risultati affidabili del flusso di calore, i risultati sperimentali in diverse condizioni di rientro vanno confrontati sia con correlazioni analitiche che empiriche e l'utilizzo di software di calcolo è importante per ottenere dei confronti validi [2]. In [2], il flusso di calore è confrontato con diverse formule empiriche e software al punto d'arresto di una sfera.

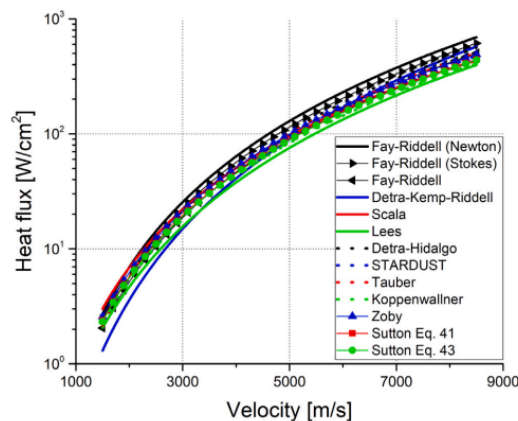


Figura 1.3: Confronto del flusso di calore attorno una sfera per diverse correlazioni [2]

Le differenze nei risultati evidenziano l'importanza dell'utilizzo di diversi metodi di calcolo del flusso di calore a parete tramite simulazioni di fluidodinamica computazionale. Dato ciò, questo lavoro si propone di calcolare il flusso di calore su uno scudo termico Titans [3] e i campi delle variabili fluidodinamiche così da poter ottenere tramite un'approccio critico, un confronto tra le soluzioni ottenute. Ai fini di simulare le condizioni di volo si intende usare il codice di calcolo fluidodinamico (CFD) **Siemens STAR CCM+**. Le analisi svolte presentate sono in non equilibrio chimico, ed equilibrio termico con un modello di Park [4] a 5 specie. Si è scelto di modificare le condizioni di scivolamento a parete per meglio catturare la fisica per quote elevate. In conclusione, la presente tesi si propone di fornire una valutazione critica dell'affidabilità delle simulazioni CFD in ambito ipersonico, contribuendo alla comprensione dei fenomeni aerotermodinamici coinvolti con maggior attenzione al flusso di calore e alla variazione di geometria dello scudo esaminato. L'obiettivo è di offrire un supporto allo sviluppo e alla progettazione di sistemi di rientro innovativi tramite il confronto tra il presente lavoro e [3] così da ottenere una verifica critica dell'utilizzo della CFD in regime ipersonico. La tesi si sofferma principalmente sulla geometria Titans [3], il set-up numerico e i modelli utilizzati, e infine i risultati estratti.

Capitolo 2

Scudi Termici Gonfiabili

In regime ipersonico, le elevate velocità comportano forti compressioni di aria, temperature molto elevate, intensi carichi termici e reazioni chimiche di dissociazione e ionizzazione. E' necessario studiarle per l'avanzamento di applicazioni spaziali, difesa e sistemi di trasporto avanzati. Ad esempio per lanciatori, capsule di rientro e velivoli ipersonici, è fondamentale conoscerne le condizioni di volo per poter progettare in modo affidabile e sicuro, scegliendo i materiali più resistenti e i sistemi di protezione termica più efficienti. Nel seguente Capitolo si introduce la tipologia di scudo termico oggetto di studio e le relative caratteristiche. Le informazioni contenute fanno riferimento a [5] [6] [7] [8].

2.1 Sistemi di protezione termica

Un *Thermal Protection System* (TPS) ha il compito di proteggere una struttura, tipicamente una capsula di rientro, dall'estremo riscaldamento aerodinamico generato durante il volo ipersonico attraverso l'atmosfera di un pianeta. In tali condizioni l'energia cinetica del veicolo viene dissipata tramite urti curvi, producendo elevati flussi di calore e carichi meccanici che possono compromettere l'integrità della struttura.

In generale, i sistemi di protezione termica possono essere suddivisi in tre classi principali:

- **TPS riutilizzabili**, nei quali, dopo l'esposizione all'ambiente di rientro, non si verificano variazioni significative nella massa o nelle proprietà dei materiali. Questa tipologia trova applicazione in missioni con profili di rientro controllati, come nel caso dello Space Shuttle.
- **TPS ablativi**, in grado di sopportare elevati tassi di riscaldamento attraverso cambiamenti di fase, pirolisi e perdita di massa. Sono stati utilizzati per molti anni come la migliore soluzione per brusci rientri atmosferici.

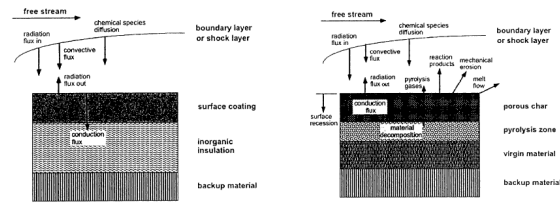


Figura 2.1: Sistemi di protezione termica ablativi

- **TPS gonfiabili o dispiegabili**, sistemi adattivi capaci di espandersi dalla configurazione impacchettata di lancio, allo stato operativo completamente dispiegato, incrementando in modo significativo la superficie aerodinamica.

Riguardo gli *scudi termici gonfiabili*, l'aumento del diametro dello scudo comporta una riduzione del coefficiente balistico $\beta = \frac{m}{C_D A}$ sia per via dell'aumento di sezione trasversale A che per un voluto aumento di C_D , e quindi una decelerazione più efficace negli strati alti dell'atmosfera. Questo permette di ridurre i carichi termici e di aumentare la massa del carico utile trasportabile. Tali caratteristiche rendono gli scudi gonfiabili particolarmente interessanti sia per l'atterraggio su pianeti con atmosfera rarefatta, come Marte, sia per missioni di rientro ad alta energia verso la Terra. Essi consentono infatti, di ottenere grandi aree frontali a fronte di masse e volumi di stivaggio ridotti. E' proprio lo stivaggio del sistema durante il lancio, che costituisce uno dei principali vantaggi rispetto alle soluzioni rigide tradizionali. Per consentire lo stivaggio, lo scudo, è diviso in componenti diverse, ognuna con uno specifico compito.

2.2 Flexible thermal protection systems

Il *Flexible Thermal Protection System* (FTPS) è capace di adempiere alle funzioni fondamentali come assicurare stivaggio e dispiegamento, oltre che a una adeguata protezione termica. I sistemi FTPS sono generalmente configurazioni multistrato composte da uno o più strati esterni realizzati con tessuti ceramici porosi capaci di resistere al riscaldamento aerodinamico e radiativo. A questi seguono strati isolanti flessibili che limitano la conduzione termica verso l'interno (ie. Aerogel). Infine una barriera ai gas, sottile e impermeabile, impedisce ai gas caldi di raggiungere la struttura pressurizzata per evitare danneggiamenti alla struttura gonfiabile.

2.2.1 Struttura gonfiabile

La struttura gonfiabile è il sistema che permette allo scudo di dispiegarsi, il gonfiaggio avviene tramite sistemi a gas freddo, perchè progettualmente conveniente aiutando a mitigare i carichi termici già presenti. Per poter conservare la forma della struttura durante il dispiegamento vengono utilizzati tendini di contenimento, generalmente in fibre ad alta

resistenza, che assorbono i carichi di trazione e distribuiscono gli sforzi. Il tessuto portante racchiude il volume pressurizzato e integra la camera d'aria impermeabile con strati protettivi contro abrasione e danneggiamenti.

2.2.2 Core

Il Core costituisce l'interfaccia tra la parte flessibile e il veicolo. Include il corpo rigido centrale, le connessioni meccaniche e la strumentazione necessaria al monitoraggio, come termocoppie e sensori di pressione posizionati tra gli strati del TPS.

2.2.3 Caratterizzazione dei materiali

Per poter progettare le diverse componenti di un TPS, è necessario inoltre che venga svolta ricerca sulle proprietà dei materiali e su differenti modelli di test sia sperimentali che numerici per garantire affidabilità e margini di sicurezza adeguati in condizioni di volo rappresentative del regime di utilizzo. Per ogni componente del TPS è necessario valutare proprietà fondamentali quali conducibilità termica, resistenza meccanica, elasticità, permeabilità ai gas, perdita di massa, calore specifico e il grado di catalisi a parete: La catalisi, nello specifico, è la maggior responsabile di aumento di flusso di calore sulla struttura del TPS, per questo, in generale si assume che la parete sia totalmente catalitica per avere delle stime conservative sui flussi di calore. Tutti questi parametri vengono determinati tramite test a terra in condizioni che simulano, per quanto possibile, l'ambiente di rientro in condizioni estreme. Per l'isolamento termico del payload, tra i materiali più promettenti figurano gli aerogel, caratterizzati da elevate porosità e ottime capacità isolanti. Tuttavia, la loro fragilità ne limita l'utilizzo diretto e può portare, nel tempo, a degradazione delle prestazioni.

2.2.4 Dimostratori e configurazioni

Tra gli sviluppi dei primi anni 2000, figura il dimostratore *Inflatable Re-entry and Descent Technology* (IRDT), sviluppato in collaborazione tra agenzia spaziale europea e russa. Nonostante alcune criticità, il programma dimostrò la possibilità di dispiegare correttamente uno scudo termico gonfiabile in ambiente spaziale. Successivamente, la NASA promosse il progetto *Hypersonic Inflatable Aerodynamic Decelerator* (HIAD), basato su anelli toroidali pressurizzati rivestiti da un sistema di protezione termica flessibile. Lo sviluppo e la ricerca continui hanno portato a numerosi dimostratori tecnologici, tra cui l'*Inflatable Re-entry Vehicle Experiment* (IRVE), che ha validato la tecnologia in condizioni di volo reali.

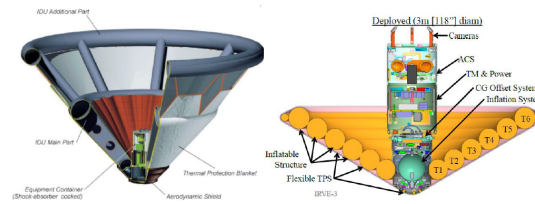


Figura 2.2: Configurazione di uno scudo termico gonfiabile.(IRVE)

Un'altro esempio di scudo termico gonfiabile è EFESTO, ideato in collaborazione tra diversi enti europei tra cui figurano il **CIRA**, il **Politecnico di Torino** e il **DLR** (Agenzia spaziale tedesca). Il progetto ha avuto l'obiettivo di rendere accessibile l'uso di sistemi spaziali riutilizzabili, e consiste nello sviluppare uno scudo termico in grado di resistere a diverse condizioni di rientro su pianeti diversi. L'obiettivo principale è stato dimostrare le capacità dello scudo tramite una In-Orbit demonstration organizzata.

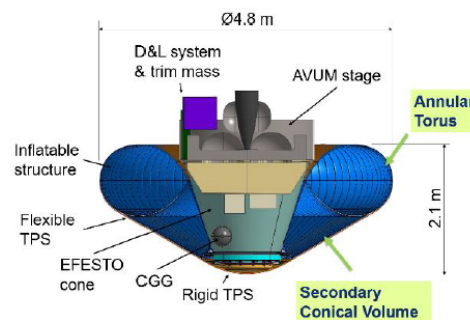


Fig. 2: Earth scenario HIAD entry vehicle.

Figura 2.3: EFESTO

Nella configurazione di rientro per la Terra in figura 2.3, è possibile notare le parti costitutive di uno scudo termico gonfiabile descritte precedentemente. Si nota il FTSP, la struttura gonfiabile e il core soprannominato come rigid body. Connesso al rigid body, nella parte schermata dallo scudo, è presente il corpo da proteggere durante il rientro. Il prototipo è stato poi testato in volo, una volta definita la corretta **traiettoria di rientro** per poter permettere di raggiungere i carichi termici previsti e di portare a termine la missione efficacemente.

2.3 Traiettoria di Rientro

La definizione della traiettoria di rientro è un aspetto cruciale per il corretto dimensionamento dello scudo termico. Un ingresso non previsto, può infatti determinare distribuzioni di flusso termico differenti da quelle di progetto, compromettendo l'efficacia del sistema. Solitamente, un rientro atmosferico comprende:

- La separazione dal veicolo in orbita
- L'ingresso in atmosfera
- Il dispiegamento dello scudo
- La fase di decelerazione passiva
- L'atterraggio con l'eventuale rilascio del carico utile.

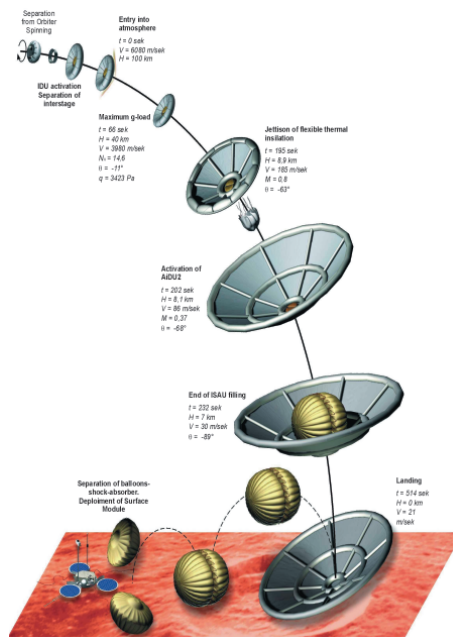


Figura 2.4: Fasi principali del rientro atmosferico.

Poiché riprodurre sperimentalmente l'intero involucro di volo è estremamente complesso e costoso, la fluidodinamica computazionale rappresenta uno strumento essenziale per stimare i carichi aerotermici e analizzare il comportamento del sistema. Nel presente lavoro di tesi, l'attenzione è rivolta alla valutazione dell'efficacia del codice **Simcenter STAR-CCM+** nell'analisi di condizioni ipersoniche applicate a configurazioni di sistemi gonfiabili, con particolare riferimento al veicolo **Titans** [3]. L'obiettivo è indagare il flusso di calore a parete e mettere in evidenza eventuali criticità nell'utilizzo della modellazione CFD in questo contesto.

Capitolo 3

Background Teorico

Questo capitolo introduce alcuni dei concetti fondamentali di termodinamica e gasdinamica. Si procede nel commentare le equazioni di governo e tutte le principali variabili termodinamiche in gioco, poi si caratterizzano le condizioni di equilibrio e non equilibrio termochimico, soffermandosi sulle equazioni descrittive dei principali fenomeni che hanno luogo in regime ipersonico, e infine andando a modificare le equazioni di governo tenendo conto delle fenomenologie descritte per avere una panoramica ampia delle equazioni in gioco e dei fenomeni fisici trattati principalmente in questa tesi. I concetti fondamentali analizzati e la trattazione sono contenuti in [9], [10].

3.1 Equazioni di Governo

Le equazioni di Navier-Stokes sono equazioni differenziali alle derivate parziali (PDE) che descrivono i fenomeni fluidodinamici. La seguente forma delle equazioni è valida per un fluido non stazionario, viscoso, compressibile e non reagente, e ha validità se sono rispettate le seguenti assunzioni:

- **Ipotesi del continuo.** L'insieme di molecole che compongono un fluido può essere considerato come un'unico mezzo, ciò non è sempre valido, ma ad alta quota, ad esempio i valori di pressione e densità sono così bassi che non consentono che l'ipotesi del **continuo** sia valida. Ciò si può quantificare tramite $Kn = \lambda/L$ numero di Knudsen, λ cammino libero medio tra le molecole, ovvero la distanza tra una possibile collisione tra due particelle e la successiva, mentre L è la lunghezza caratteristica del corpo:
 - Fluido continuo $Kn < 0.01$
 - Transizione $0.01 < Kn < 1$
 - Regime molecolare libero $Kn > 1$

- **Fluido Newtoniano.** Nella seguente trattazione il fluido considerato presenta una relazione lineare tra sforzi e deformazioni:

$$\tau_{ij} = \delta_{ij} \lambda \nabla \cdot \mathbf{v} + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.1)$$

- **Fluido di Fourier.** Implica che la relazione tra flusso di calore e temperatura sia lineare:

$$\mathbf{q} = -k \nabla T \quad (3.2)$$

Inoltre le equazioni 3.1 sono analiticamente irrisolvibili se non in casi semplificati, ciò comporta che in generale è necessario trovare un metodo per poterle risolvere in maniera approssimata con l'ausilio di calcolatori. Le equazioni di Navier-Stokes:

Equazione di bilancio della massa

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (3.3)$$

Equazione di bilancio della quantità di moto vettoriale

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} \quad (3.4)$$

Equazione dell'energia

$$\frac{\partial (\rho E)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} E) = -\nabla \cdot (p \mathbf{v}) + \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{v}) + \nabla \cdot \dot{\mathbf{q}} \quad (3.5)$$

Ognuna di esse descrive l'evoluzione temporale e spaziale della variabile fluidodinamica da cui prende il nome e la loro risoluzione permette di calcolare le variabili termo-fluidodinamiche in gioco in un flusso. La seconda equazione è possibile riscriverla in un set di 3 equazioni scalari una per coordinata cartesiana.

Bilancio della massa

L'equazione di bilancio della massa 3.3 nota anche come **Equazione di continuità** esprime la conservazione della massa tra l'ingresso e l'uscita del volume di controllo che stiamo considerando. Nel caso in cui il termine di variazione temporale nulla $\frac{d\rho}{dt} = 0$, il flusso è detto **stazionario**. Questa equazione è utile a comprendere la compressibilità del flusso considerato. La compressibilità dipende dal numero di Mach $M = V/a$ dove a è la velocità del suono del fluido $a^2 = dp/d\rho|_S = \gamma R^* T$, in cui si muove il corpo con velocità V . Nel caso di flusso incompressibile e stazionario avremmo la condizione di solenoidalità del vettore velocità come equazione di bilancio della massa: $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$. Nel caso di flusso compressibile, l'equazione si presenta come precedentemente scritta in 3.3.

Bilancio della quantità di Moto

Ogni equazione scalare per coordinata cartesiana presenta:

- **Gradiente di pressione.** Nella direzione della coordinata considerata
- **Divergenza degli sforzi viscosi** Termine nullo nel caso di flusso inviscido

Bilancio dell'energia

L'ultima equazione 3.5 ci permette di identificare tutte le sorgenti di energia e dissipazioni agenti sul flusso che stiamo considerando. In particolare i termini sono:

- **Termine di pressione.**
- **Termine di dissipazione viscosa.** Il quale è il termine che è nullo nel caso di flusso inviscido.
- **Termine di produzione di calore.** Nullo se il corpo e l'ambiente sono in equilibrio termico tra loro e non c'è alcuna sorgente di calore

3.2 Flussi ad alta entalpia

Come già commentato nel Capitolo 1, i fenomeni ipersonici avvengono per un determinato numero di Mach:

- **Flusso subsonico.** $M \ll 1$, in questo caso il flusso può essere considerato **incompressibile**, cioè a densità costante
- **Flusso transonico.** $M < 1$, flusso ancora globalmente subsonico, tuttavia localmente il flusso può superare la velocità del suono e l'approssimazione di densità costante non è più valida.
- **Flusso supersonico.** $M > 1$, il corpo viaggia nel fluido con una velocità maggiore di quella del suono.
- **Flusso ipersonico.** $M \gg 1$, in questo caso gli effetti dell'approssimazione di aria come miscela a calore specifico costante e di reazioni chimiche congelate non sono più valide, in quanto i fenomeni che si verificano permettono alle specie chimiche di dissociare o ionizzare.

I principali fenomeni fisici che rendono complessa la trattazione del regime ipersonico sono:

- Discontinuità del campo di moto, **onde d'urto**
- Calore specifico dei gas non costante con la temperatura
- Alte temperature che causano dissociazioni e quindi l'ipotesi di aria perfettamente miscelata non è più valida

3.2.1 Gas ad alta temperatura

Una miscela di gas ad alta temperatura e quote elevate presenta caratteristiche diverse rispetto all'ipotesi di gas ideale caloricamente perfetto e perfettamente miscelato. Per **gas caloricamente perfetto** si intende un gas con calori specifici costanti, che rispetta quindi l'equazione di stato dei gas perfetti:

$$\frac{p}{\rho} = R^* T \quad (3.6)$$

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} \quad (3.7)$$

Ma questa assunzione decade nelle condizioni ad alta temperatura, infatti il gas viene modellato come **termicamente perfetto**, il C_p e il C_v in questo caso sono dipendenti esclusivamente dalla temperatura:

$$C_p = C_p(T) \quad (3.8)$$

$$C_v = C_v(T) \quad (3.9)$$

Ciò vuol dire che anche entalpia h e energia interna e saranno definite:

$$dh = C_p(T) dT \quad (3.10)$$

$$de = C_v(T) dT \quad (3.11)$$

Il campo di temperatura e la distribuzione dell'energia all'interno del campo, si nota essere essenziale per poter ottenere le corrette proprietà del gas. Nel caso di una miscela di gas come l'aria, le proprietà della miscela sono ottenute dalle proprietà delle singole specie per le quali vale:

$$\frac{p_{is}}{\rho} = R_{is} T, \quad R_{is}^* = \frac{R}{M_{is}}$$

Dove il pedice 'is' indica le variabili per singola specie. Ad esempio l'aria è una miscela di N₂ e O₂ termicamente perfetti (trascurando l'Argon). Nel caso in cui avvengano reazioni chimiche, il numero di specie aggiunte dipende strettamente dal modello di reazione utilizzato. Per un modello a 5 specie [4] si ha N, O, NO in aggiunta alle specie precedenti.

3.2.2 Urti

L'eccessivo riscaldamento del gas è causato dalle onde d'urto, un fenomeno di compressione discontinuo del regime supersonico/ipersonico, dal quale le variabili fluidodinamiche sono fortemente influenzate. Un generico *shock* può essere definito come nella seguente schematizzazione:

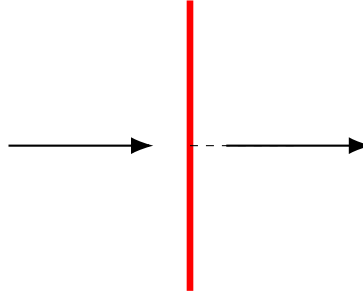


Figura 3.1: Urto retto

Nell'immagine, in rosso è presente un'onda d'urto retta fissa in un campo in movimento. Per un urto retto come questo, è possibile ricavare le relazioni di **Rankine-Hugoniot** per poter risolvere in dipendenza del numero di Mach a monte dell'urto, le variabili termofluidodinamiche a valle:

$$\frac{\rho_2}{\rho_\infty} = \frac{V_\infty}{V_2} = \frac{(\gamma+1)M_\infty^2}{(\gamma-1)M_\infty^2+2} \xrightarrow{M_\infty \rightarrow \infty} \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \quad (3.12)$$

$$M_2^2 = \frac{(\gamma-1)M_\infty^2+2}{2\gamma M_\infty^2-(\gamma-1)} \xrightarrow{M_\infty \rightarrow \infty} \frac{\gamma-1}{2\gamma} \quad (3.13)$$

$$c_{p2} = \frac{2(p_2-p_\infty)}{\rho_\infty V_\infty^2} = \frac{4(M_\infty^2-1)}{(\gamma+1)M_\infty^2} \xrightarrow{M_\infty \rightarrow \infty} \frac{4}{\gamma+1} \quad (3.14)$$

All'aumentare del numero di Mach, l'urto staccato tende ad avvicinarsi al corpo per via del maggior aumento di densità a valle dell'urto, tuttavia come si può notare dalle equazioni ciò non vale in regime ipersonico, perchè le equazioni tendono a un valore costante funzione unicamente di γ rapporto tra i calori specifici di una miscela di gas, ciò comporta che le condizioni post-urto dipendono unicamente dal tipo di gas che stiamo considerando e dalla variazione delle sue proprietà termodinamiche. Questa proprietà è chiamata **Indipendenza dal numero di Mach**. Non tutte queste relazioni si tengono costanti all'aumentare di M_∞ ma ad esempio:

$$\frac{p_2^\circ}{p_\infty^\circ} = \left[\frac{(\gamma+1)M_\infty^2}{(\gamma-1)M_\infty^2+2} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \left[\frac{(\gamma+1)}{2\gamma M_\infty^2-(\gamma-1)} \right]^{\frac{1}{\gamma-1}} \xrightarrow{\text{alto } M_\infty} \left[\frac{(\gamma+1)}{(\gamma-1)} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \left[\frac{(\gamma+1)}{2\gamma M_\infty^2} \right]^{\frac{1}{\gamma-1}}$$

Riguardo alla temperatura e alla pressione totale queste aumentano, andando a significare che anche se l'urto non può più comprimere oltre un certo limite, la dissipazione che causa è comunque maggiore all'aumentare del Mach, riflettendosi ad esempio sui valori di resistenza d'onda C_{D_w} . Un'onda d'urto può anche essere obliqua, o staccata dal corpo. La sua geometria dipende strettamente dalla geometria del corpo attorno al quale si forma e dal numero di Mach, più nel dettaglio dalla relazione chiamata $\theta - \beta - M$. Tramite l'angolo di deflessione θ della parete e il numero di Mach M permette di calcolare l'angolo β di inclinazione dell'onda d'urto

$$\tan \delta = 2 \cot \beta \left[\frac{M_\infty^2 \sin^2 \beta - 1}{M_\infty^2 (\gamma + \cos 2\beta) + 2} \right]$$

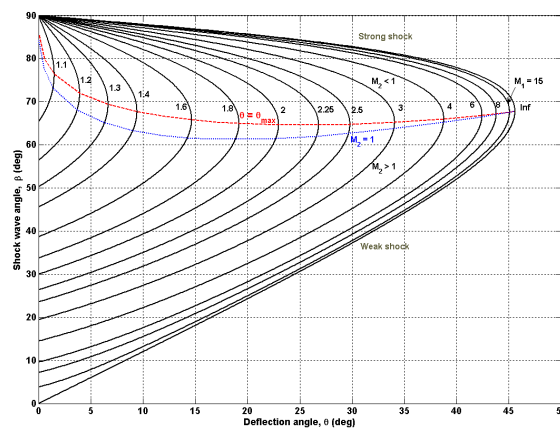


Figura 3.2: $\theta - \beta - M$

Esaminando la figura si nota che non esiste un angolo d'urto β per una deflessione θ maggiore di 45° circa. Ciò che avviene è che qualunque sia la geometria del corpo superata la soglia di β possibile, l'urto è curvo e staccato. Si distinguono ora le casistiche:

- **Urto retto.** Come già descritto precedentemente l'urto retto è una discontinuità del campo di moto (Figura 3.2.2)
- **Urto obliquo.** Nel caso di corrente supersonica che deflette per via di un corpo inclinato

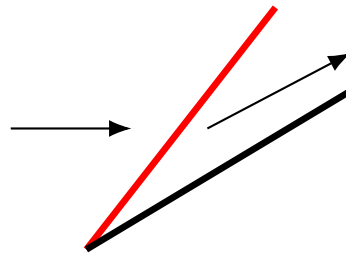


Figura 3.3: Urto obliquo

In questo caso la deflessione permette all'urto di rimanere attaccato, l'urto avrà un angolo di inclinazione $\beta(M, \theta)$ e la corrente defletterà dopo l'urto di un angolo θ

- **Urto curvo e staccato.** Superato il β critico, l'urto è staccato e i corpi appuntiti oltre questa soglia si comportano in egual modo ai **Blunt Bodies**:

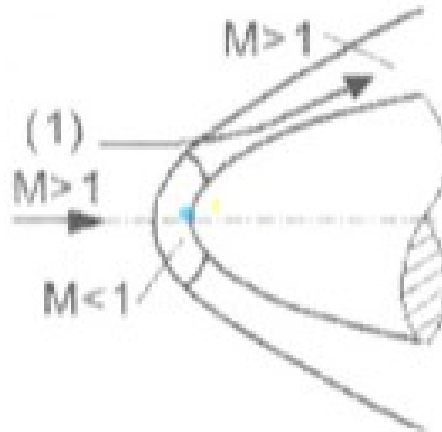


Figura 3.4: Blunt Body

La principale proprietà degli urti curvi è che per ogni posizione curvilinea allontanandosi dal punto d'arresto, lo shock riduce la sua intensità, generando una differenziale variazione di entropia per ogni punto a valle dello shock, fenomeno descritto dall'equazione di Crocco:

$$T\nabla_s = \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} - \nabla h_0 - \mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{v}) \quad (3.15)$$

Nei casi in esame in questa tesi sono presenti solo onde d'urto curve e staccate per via delle geometrie e le condizioni di volo analizzate (Tabella 4.1, Tabella 4.2).

3.2.3 Equilibrio

L'alta temperatura a valle di un urto causa reazioni di dissociazione, le quali devono essere risolte per poter ottenere un campo di moto coerente con il problema fisico. Ci è di interesse risolvere la concentrazione delle specie nel tempo perchè influenza fortemente il flusso di calore a parete che verrà calcolato dal codice CFD in uso. In equilibrio chimico, le reazioni avvengono con dei tempi caratteristici così rapidi rispetto ai tempi caratteristici fluidodinamici, ciò permette di considerarle istantanee e fa il modo che le specie vengano poi trasportate a reazione avvenuta. In sintesi questo significa che il problema chimico è

indipendente dal tempo dato che la reazione avviene istantaneamente. Considerato ciò, si calcola la variazione di concentrazione delle specie per ogni reazione in modo da avere la produzione e la ricombinazione delle specie per tutto il campo. In una generica reazione chimica:



Le tre specie avranno diverso numero di particelle nella miscela, N^A, N^B, N^{AB} e differente energia di punto zero $\epsilon'^A, \epsilon'^B, \epsilon'^{AB}$. In una miscela di gas, ogni specie segue la distribuzione di Boltzmann per ogni livello energetico:

$$N_j^A = N_j^A \frac{g_j^A e^{-\frac{\epsilon_j^A}{k_B T}}}{Q^A}, N_j^B = N_j^B \frac{g_j^B e^{-\frac{\epsilon_j^B}{k_B T}}}{Q^B}, N_j^C = N_j^C \frac{g_j^C e^{-\frac{\epsilon_j^C}{k_B T}}}{Q^C} \quad (3.17)$$

Inoltre tramite la **Legge di azione di massa** si ottiene:

$$\frac{N^{AB}}{N^A N^B} = \frac{Q^{AB}}{Q^A Q^B} e^{\frac{\Delta \epsilon_0}{k_B T}} = K_p(T) \quad (3.18)$$

Considerando che l'energia e la massa si conservino durante il processo chimico allora otteniamo che il rapporto appena scritto è costante e noto come $K_p(T)$ costante di equilibrio. Tramite l'equazione di stato è possibile riscrivere K_p in funzione delle variabili termodinamiche, ma in regime ipersonico l'unica indipendente è la temperatura.

$$K_p(T) = \prod_i^{N_{spec}} p_i^{v_i} \quad (3.19)$$

Nota la costante di equilibrio tramite le pressioni e i coefficienti stechiometrici e ponendo la condizione di conservazione degli elementi chimici, scritta in termine di pressione totale tramite l'equazione di stato dei gas perfetti, è possibile risolvere la reazione.

$$\sum_{is} a_{ie,is} q_{is} = \sum_{is} a_{ie,is} (q_{is})_0 \rightarrow \sum_{is} P_{is} = P \quad (3.20)$$

alla quale vanno aggiunte le equazioni di uguaglianza con K_p , per la reazione 3.16:

$$\frac{P_{AB}}{P_A P_B} = K_p \quad (3.21)$$

Così la reazione viene risolta calcolando le pressioni parziali finali, e successivamente le concentrazioni molari delle specie.

3.2.4 Energia Interna

Come già detto in sezione **Gas ad alta temperatura**, l'energia interna e i suoi contributi sono funzione della temperatura. L'energia interna può essere suddivisa in 4 fondamentali contributi:

$$\epsilon' = \epsilon'_{trans} + \epsilon'_{rot} + \epsilon'_{vibr} + \epsilon'_{el} \quad (3.22)$$

Ognuno di questi rappresenta un contributo di energia che può essere immagazzinata in una molecola.

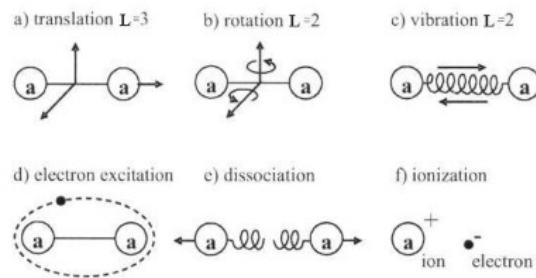


Figura 3.5: Suddivisione delle energie

Nella trattazione, si trascurerà l'energia elettronica e le successive perchè i loro effetti sono trascurabili sino a valori di temperatura circa $10000K$. Le altre invece sono:

- **Energia Translazionale.** E' l'energia di traslazione del centro di massa delle molecole considerate in una miscela di gas. Ogni molecola presenta 3 gradi di libertà traslazionali una per direzione di traslazione in un piano 3D.
- **Energia Rotazionale.** E' l'energia di rotazione delle molecole, ovvero l'energia che una molecola possiede per poter ruotare e varia in base al tipo di molecola e ai suoi gradi di libertà.
- **Energia Vibrazionale.** E' l'energia di eccitazione molecolare, una vibrazione della molecola stessa.

In regime ipersonico, l'energia vibrazionale non può più essere trascurata come per il supersonico o il subsonico, ma è ciò che comporta il rilassamento dell'ipotesi di calore specifici costanti del gas. L'energia infatti dipende strettamente dalla temperatura e per questo il modo in cui l'energia viene trattata classicamente non funziona, c'è necessità di ridefinire i contributi di energia interna considerando le proprietà di ognuno di essi.

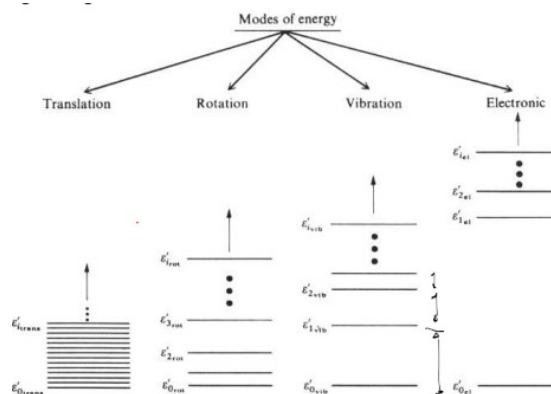


Figura 3.6: Discretizzazione dell'energia

Come si nota dalla Figura 3.6, l'energia vibrazionale comincia a essere più rilevante man mano che la temperatura si aumenta di valore. In Figura 3.6 sono presenti le variazioni di salti discreti di energia all'aumentare della temperatura. Ad alte temperature, l'energia vibrazionale non è più trascurabile. Il **Ground state** ϵ'_0 di queste energie non è noto e non è possibile calcolarne il valore. Dal **Teorema di equipartizione dell'energia** si ha che ogni grado di libertà energetico ha un contributo di $1/2k_B T$, calcolando i diversi gradi di libertà per ogni contributo di energia ricaviamo:

- $\epsilon_{trans} = 3/2k_B T$
- $\epsilon_{rot} = 3/2k_B T$ molecole poliatomiche o $\epsilon_{rot} = k_B T$ per molecole biatomiche o poliatomiche allineate

dove è stato moltiplicato a $1/2k_B T$ il termine L grado di libertà. L'energia vibrazionale invece è necessario modellarla da zero perchè tramite l'equipartizione dell'energia si otterrebbe $k_B T$ ma ciò è discordante con la Figura 3.6 dove si mostra che questo è vero solo per $T \rightarrow \infty$. Nell'ipotesi che i livelli energetici siano infiniti, e considerando che nei livelli energetici le particelle siano distribuite secondo la **distribuzione di Boltzmann**, l'energia vibrazionale prende questa forma:

$$\epsilon_i^v = \frac{\frac{\hbar\nu_i}{k_B}}{e^{\frac{\hbar\nu_i}{k_B T}} - 1} \cdot R_i$$

il termine $\Theta_v = \frac{\hbar\nu_i}{k_B}$ è chiamato **Temperatura caratteristica di vibrazione** e cambia per ogni specie, ad esempio

$$\Theta_{O_2}^v = 2240K, \quad \Theta_{NO}^v = 2740K, \quad \Theta_{N_2}^v = 3354K,$$

Rilassando l'ipotesi di livelli energetici infiniti ovvero ammettendo che una specie potrebbe dissociare raggiunto un certo livello energetico, si corregge l'energia ϵ_i con un termine che tiene conto della dissociazione della specie e quindi nell'equazione precedente questo va sottratto come contributi di tutti i livelli energetici non considerati:

$$\epsilon_i^v = R_i \Theta_i^v \left[\frac{1}{\exp\left(\frac{\Theta_i^v}{T}\right) - 1} - \frac{N_i^v}{\exp\left(\frac{N_i^v \Theta_i^v}{T}\right) - 1} \right] \quad (3.23)$$

Dove N_i^v è il numero di livelli energetici vibrazionali e contiene:

$$N_i^v = 1 + \text{Int} \left(\left\lfloor \frac{D_i}{\hbar\nu} \right\rfloor \right) = 1 + \text{Int} \left(\left\lfloor \frac{D_i}{k_B \Theta_i^v} \right\rfloor \right) = 1 + \text{Int} \left(\left\lfloor \frac{\Theta_i^D}{\Theta_i^v} \right\rfloor \right) \quad (3.24)$$

e $\Theta_i^D = \frac{D_i}{k_B}$ temperatura caratteristica di vibrazione. Si è ottenuta in questo modo una espressione per l'energia vibrazionale. Tuttavia, ϵ_i^v è un salto di energia.

E' necessario trovare un modo per poter rapportare i salti di energia allo stato zero senza calcolarlo effettivamente, si può ottenere ciò tramite l'entalpia di formazione delle specie.

Calore di reazione e formazione

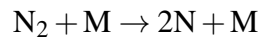
Quando avviene una reazione chimica, l'energia può essere assorbita oppure rilasciata. Il **calore di reazione** è definito come la quantità di calore che deve essere fornita o sottratta durante una reazione chimica affinché tutte le specie coinvolte condividano la stessa temperatura.

Se la pressione del sistema è mantenuta costante, il calore di reazione rappresenta anche la variazione di entalpia ΔH .

$$\Delta H > 0 \quad \text{reazione endotermica} \quad (3.25)$$

$$\Delta H < 0 \quad \text{reazione esotermica} \quad (3.26)$$

Come esempio, si considera la formazione di N a partire da N₂ tramite una reazione di dissociazione:



Il calore standard di formazione per questa reazione (trascurando il contributo dell'energia vibrazionale e delle energie elettroniche, che sono piccoli a T_s) è:

$$H_{\text{N}_2}^s = \frac{7}{2}RT_s + \epsilon_{0,\text{N}_2},$$

$$H_{\text{N}}^s = \frac{5}{2}RT_s + \epsilon_{0,\text{N}},$$

da cui segue:

$$(\Delta H_f)_\text{N}^s = 2H_{\text{N}}^s - H_{\text{N}_2}^s = \frac{3}{2}RT_s + 2\epsilon_{0,\text{N}} - \epsilon_{0,\text{N}_2}.$$

Si noti che $(\Delta H_f)_\text{N}^s$ coincide con il calore di reazione a $T_{\text{ref}} = T_s$.

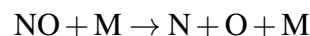
Definiamo ora analogamente il *calore di formazione allo zero assoluto*, assumendo che tutti i reagenti e i prodotti si trovino allo zero assoluto. Si ottiene:

$$(\Delta H_f)_\text{N}^0 = 2H_{\text{N}}^0 - H_{\text{N}_2}^0 = 2\epsilon_{0,\text{N}} - \epsilon_{0,\text{N}_2},$$

poiché per definizione l'entalpia di qualunque specie allo zero assoluto è pari all'energia di punto zero.

In generale, si ha che **la variazione dell'energia di punto zero in una reazione chimica è uguale alla differenza tra i calori di formazione allo zero assoluto dei prodotti e quelli dei reagenti.**

Si considera per esempio, la reazione di dissociazione dell'NO:



La variazione di energia di punto zero per la reazione sopra riportata è, per definizione:

$$\Delta \epsilon_0 = \epsilon_{0,N} + \epsilon_{0,O} - \epsilon_{0,NO}.$$

Ciò ci permette quindi di valutare i salti dall'energia di punto zero ϵ_0 tramite l'entalpia di formazione delle specie.

3.3 Non equilibrio

Generalmente le reazioni chimiche o il rilassamento energetico presentano tempi caratteristici che possono coincidere con quelli dei fenomeni fluidodinamici rendendo nulla l'ipotesi di equilibrio e di reazioni istantanee. Questa condizione è detta di non equilibrio e può presentarsi come un transitorio di rilassamento energetico e/o chimico.

3.3.1 Non equilibrio vibrazionale

Le collisioni molecolari portano all'equilibrarsi delle energie tra loro durante il moto del gas, ma se per l'energia traslazionale e rotazionale il numero di collisioni necessario per l'equilibrio è di circa $O(10)$, ciò non è vero per l'energia vibrazionale. Inoltre le collisioni richiedono un certo tempo e il tempo stesso che impiegano per avvenire, causa un ritardo di raggiungimento delle condizioni di equilibrio dell'energia vibrazionale, rispetto all'equilibrio roto-traslazionale. In questo caso, un gas è in non equilibrio termico e l'energia interna necessita di un transitorio di rilassamento per poter tornare all'equilibrio. Considerando che l'energia vibrazionale debba cambiare di livello energetico per poter tornare in equilibrio con l'energia roto-traslazionale, il rateo di rilassamento dell'energia vibrazionale può essere scritto come:

$$\frac{d\epsilon_i}{dt} = \frac{\epsilon_i^{v,eq} - \epsilon_i^v}{\tau_i^{V-T}} \quad (3.27)$$

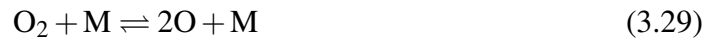
il termine τ rappresenta il tempo di rilassamento dell'energia vibrazionale all'energia roto-traslazionale, ed è funzione di pressione e temperatura, in letteratura è presente in diverse forme e con approssimazioni differenti, si è deciso di riportare [10]:

$$\tau^{V-T} p = C_1 T^{\alpha_1} e^{[(\frac{C_2}{T})^{\alpha_2} - C_3]} \quad (3.28)$$

Esistono altri termini di rilassamento per accoppiare le diverse sorgenti di energia interna tra loro, ad esempio il rilassamento V-V, perchè se i livelli energetici considerati non sono equispaziali, allora sta a significare che una volta superato un certo livello per poter tornare all'energia vibrazionale all'equilibrio avverrà qualcosa di analogo al rilassamento V-T.

3.3.2 Non equilibrio chimico

Allo stesso modo in cui l'energia vibrazionale richiede un certo tempo prima che le collisioni ne riportino il valore a quello di equilibrio, anche la composizione chimica necessita di un intervallo di tempo affinché le collisioni la riportino alla composizione di equilibrio. Durante questo intervallo, il gas si trova in condizioni di *non equilibrio chimico*. Come esempio, consideriamo una miscela in cui è presente solo ossigeno, molecolare o atomico. La reazione di dissociazione dell'ossigeno è:



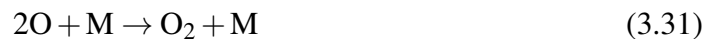
dove M indica una specie generica che agisce da reagente.

L'equazione cinetica chimica per l'ossigeno atomico, espressa in termini di concentrazione, è:

$$\left(\frac{d[\text{O}]}{dt}\right)_f = 2k_f[\text{O}_2][\text{M}] \quad (3.30)$$

dove k_f è la costante di reazione diretta (*forward reaction rate*), che dipende *esclusivamente dalla temperatura*. Con $[\text{M}]$ si indica la concentrazione della specie M, ovvero il numero di moli di M per unità di volume.

L'equazione precedente rappresenta la variazione temporale della concentrazione di ossigeno atomico $[\text{O}]$ dovuta alla reazione di dissociazione, considerata da sinistra verso destra. Tuttavia, tale reazione può avvenire anche nel verso opposto:



In questo caso, il tasso di variazione temporale della concentrazione di ossigeno atomico dovuto alla reazione inversa è:

$$\left(\frac{d[\text{O}]}{dt}\right)_b = -2k_b[\text{O}]^2[\text{M}] \quad (3.32)$$

dove k_b è la costante di reazione inversa (*backward reaction rate*), anch'essa funzione della sola temperatura.

In realtà, le reazioni diretta e inversa avvengono simultaneamente; pertanto, il tasso netto di variazione temporale della concentrazione di ossigeno atomico è dato da:

$$\frac{d[\text{O}]}{dt} = \left(\frac{d[\text{O}]}{dt}\right)_f + \left(\frac{d[\text{O}]}{dt}\right)_b = 2k_f[\text{O}_2][\text{M}] - 2k_b[\text{O}]^2[\text{M}] \quad (3.33)$$

Quando vengono raggiunte le condizioni di equilibrio chimico, il tasso netto di reazione è nullo. Pertanto:

$$2k_f[\text{O}_2]_{\text{eq}}[\text{M}]_{\text{eq}} - 2k_b[\text{O}]_{\text{eq}}^2[\text{M}]_{\text{eq}} = 0 \quad (3.34)$$

da cui segue:

$$k_f = k_b \frac{[O]_{\text{eq}}^2}{[O_2]_{\text{eq}}} \quad (3.35)$$

L'espressione precedente richiama la definizione della costante di equilibrio in pressione parziale K_p , che per la reazione considerata è:

$$K_p = \frac{p_O^2}{p_{O_2}} \quad (3.36)$$

Poiché la pressione parziale di ciascuna specie può essere espressa come:

$$p_i = X_i RT \quad (3.37)$$

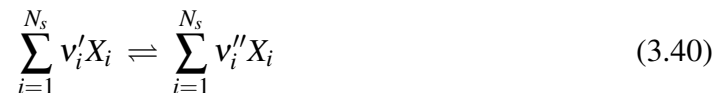
si ottiene:

$$K_p = \frac{X_O^2}{X_{O_2}} RT \quad (3.38)$$

Combinando le relazioni precedenti, si osserva che per la reazione considerata vale:

$$\frac{k_f}{k_b} = \frac{1}{RT} K_p \quad (3.39)$$

Questo significa che il rapporto tra le costanti cinetiche k_f e k_b può essere interpretato come una costante di equilibrio. Per una *reazione chimica generica ed elementare* del tipo:



Il tasso di variazione temporale della concentrazione della specie X_i dovuto alla reazione diretta è:

$$\left(\frac{d[X_i]}{dt} \right)_f = (\nu_i'' - \nu_i') k_f \prod_{j=1}^{N_s} [X_j]^{\nu_j'} \quad (3.41)$$

dove:

- N_s è il numero di specie chimiche,
- ν_i' e ν_i'' sono i coefficienti stechiometrici dei reagenti e dei prodotti,
- k_f è la costante di reazione diretta.

Il tasso di variazione temporale della concentrazione della specie X_i dovuto alla reazione inversa è:

$$\left(\frac{d[X_i]}{dt}\right)_b = -(v_i'' - v_i') k_b \prod_{j=1}^{N_s} [X_j]^{v_j''} \quad (3.42)$$

Il tasso netto di variazione temporale della concentrazione della specie X_i risulta quindi:

$$\frac{d[X_i]}{dt} = (v_i'' - v_i') \left[k_f \prod_{j=1}^{N_s} [X_j]^{v_j'} - k_b \prod_{j=1}^{N_s} [X_j]^{v_j''} \right] \quad (3.43)$$

Questa equazione è una riscrittura della *legge di azione di massa*. In condizioni di equilibrio chimico vale:

$$k_f \prod_{j=1}^{N_s} [X_j]_{\text{eq}}^{v_j'} = k_b \prod_{j=1}^{N_s} [X_j]_{\text{eq}}^{v_j''} \quad (3.44)$$

da cui si ricava la relazione tra la costante di equilibrio basata sulle concentrazioni K_c e quella basata sulle pressioni parziali K_p :

$$K_c = \frac{k_f}{k_b} = \frac{\prod_{j=1}^{N_s} [X_j]_{\text{eq}}^{v_j'}}{\prod_{j=1}^{N_s} [X_j]_{\text{eq}}^{v_j''}} = K_p \left(\frac{1}{RT} \right)^{\sum_{j=1}^{N_s} (v_j'' - v_j')} \quad (3.45)$$

dove si è utilizzata la relazione:

$$p_i = [X_i]RT \quad (3.46)$$

La relazione precedente viene spesso utilizzata per sostituire la costante di reazione inversa k_b con il rapporto k_f/K_c , in modo da dover conoscere soltanto la costante di reazione diretta e la costante di equilibrio. In questo modo, il tasso netto di reazione può essere riscritto come:

$$\frac{d[X_i]}{dt} = (v_i'' - v_i') \left[k_f \prod_{j=1}^{N_s} [X_j]^{v_j'} - \frac{k_f}{K_c} \prod_{j=1}^{N_s} [X_j]^{v_j''} \right] \quad (3.47)$$

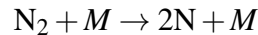
Le costanti di velocità chimica possono essere misurate sperimentalmente, ma oggi, almeno in alcuni casi, possono anche essere calcolate. Un modo classico per esprimere mediante una formula matematica le costanti di velocità misurate è l'utilizzo dell' **equazione di Arrhenius**:

$$k_f = AT^n e^{-\frac{E_a}{RT}}$$

dove A , n ed E_a sono tutti coefficienti sperimentali. E_a è l'energia di attivazione della reazione. Nel caso in cui la reazione considerata sia una reazione di dissociazione, l'energia di attivazione è pari alla differenza tra le energie di punto zero dei prodotti e dei reagenti ed è chiamata *energia di dissociazione*. Ad esempio, per la reazione di dissociazione di



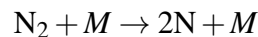
:



l'energia di dissociazione è

$$E_d = \Delta E_0 = 2(E_0)_\text{N} - (E_0)_{\text{N}_2}$$

Tutto ciò è valido solo se la reazione considerata è una *reazione elementare*, ossia una reazione che avviene in un singolo processo. Ad esempio, una reazione di dissociazione come



è una reazione elementare, poiché una molecola di



collide con un'altra particella producendo direttamente due atomi di N.

3.4 Interazione Gas-parete

Indipendentemente dal tipo di scudo termico, i flussi di calore a parete sono un parametro fondamentale per verificarne le prestazioni, in quest'ottica l'interazione del gas sulla superficie dello scudo deve essere studiata perché ha un ruolo essenziale nella limitazione dei flussi di calore a parete. Le interazioni gas-parete esaminate nel seguente lavoro riguardano principalmente, il modo in cui il fluido si comporta al variare delle condizioni di Knudsen, e come queste interazioni influenzano la chimica del problema.

3.4.1 Catalisi

La catalisi è il fenomeno di ricombinazione a parete delle specie che hanno dissociato precedentemente per via dei fenomeni di alta temperatura. Questa ha un grande effetto sul flusso di calore percepito a parete. Una parete è **totalmente non catalitica** se non presenta alcuna ricombinazione delle specie a parete. E' invece **totalmente catalitica** se presenta totale ricombinazione delle specie a parete, portando il rilascio di tutta l'energia di ricombinazione delle reazioni.

3.4.2 Slip a parete

Il gas considerato, in regime continuo avrà a parete una condizione di **no-slip** derivante dalla presenza dello strato limite e dal raccordo dei valori di velocità del flusso alla velocità della parete. In generale questa condizione è valida per flussi viscosi. Nel momento in cui le quote di volo sono molto alte approssimare una parete con questa condizione effettivamente comporta un'errore di modellistica fisica. E' possibile correggere le equazioni di Navier-stokes, tramite delle opportune condizioni di parete, ad esempio una condizione di **partial slip** ovvero un certo scivolamento del fluido sulla parete che può migliorarne la risoluzione. Se il partial slip non è sufficiente, la condizione può essere portata a una di **slip**, scivolamento totale del fluido sulla parete. Queste condizioni di parete tuttavia non bastano per simulare un gas estremamente rarefatto ma costituiscono solo una correzione alle equazioni di Navier-Stokes che, in ogni caso, non sono valide in queste condizioni. Il fluido nelle vicinanze della parete, viene considerato non come un mezzo ma come una serie di particelle singole che interagiscono a parete. Nell'ipotesi partial slip esistono diversi coefficienti per quantificare quanto le particelle a parete scambiano energia e quantità di moto. Questi prendono il nome di **Accomodation Coefficients** e sono definiti come segue:

- **Momentum Accomodation Coefficient.** I coefficienti di quantità di moto sono 2, per quantità di moto normale e tangenziale alla superficie

$$\sigma_n = \frac{p_i - p_r}{p_i - p_w} \quad \sigma_\tau = \frac{\tau_i - \tau_r}{\tau_i - \tau_w} \quad (3.48)$$

La prima descrive in che misura la quantità di moto normale alla parete è preservata o meno. Lo stesso principio vale per la quantità di moto tangenziale alla parete.

- **Thermal Accomodation Coefficient.**

$$\sigma_t = \frac{E_i - E_r}{E_i - E_w} \quad (3.49)$$

Il quantitativo di energia incidente E_i delle molecole viene rapportato a quello riflesso E_r e a quello a parete E_w . Ha valore nullo per scambio di energia a parete nullo, è massimo nel caso opposto.

Nel caso di slip, si considera che essi siano nulli, ovvero la parete e il fluido non diffondono le loro proprietà.

Capitolo 4

Set-Up e Applicazioni

Il presente Capitolo presenta la modellistica necessaria per poter risolvere il problema in esame in questa tesi, dalle specie chimiche alle condizioni di slip a parete ad alte quote. Viene poi definita la geometria in esame e sono presentati i risultati ottenuti in confronto con i dati di letteratura.

4.1 Modelli

Le complicate condizioni di volo descritte precedentemente, hanno bisogno di essere catturate da modelli abbastanza precisi da ottenere dei risultati fisici quanto più fisicamente plausibili, in particolare, si è scelto di ricorrere all'uso dei modelli termochimici e modelli di slip a parete presentati successivamente.

4.1.1 Modelli di Reazione

Per poter caratterizzare le reazioni chimiche, è stato scelto di trascurare la ionizzazione delle specie, ed è stato scelto un modello di Park a 5 specie del 1993 [4] caratterizzato dalle seguenti specie e reazioni:

Specie: N_2 , O_2 , NO , N , O

Reazioni di dissociazione dell'ossigeno molecolare



Reazioni di dissociazione dell'azoto molecolare:



Reazioni di dissociazione di NO:



Reazioni di scambio:



Sono presenti 5 reazioni di dissociazione per ogni specie che può dissociare, e 2 reazioni di scambio per un totale di 17 reazioni. Per ogni reazione, il modello presenta i coefficienti di Arrhenius: A, n, E_a , così che tramite la legge di azione di massa e la formula di Arrhenius vengano calcolati i ratei di reazione diretta e inversa, poi lo stato di equilibrio o non della reazione, e infine risolti i bilanci di concentrazioni di specie delle reazioni.

4.2 Modelli termodinamici

La modellistica consente di considerare la variazione di calore specifico dell'aria, in particolare in questa tesi, si è scelto di usare un modello termodinamico di Gupta [11] definito come segue:

Calore specifico:

4.3.1 Slip di velocità

La velocità del gas non dovendo raccordarsi al valore di parete, necessita di un'equazione di risoluzione [14]:

$$\mathbf{v} = \frac{2 - \sigma_{v,\text{spec}}}{\sigma_{v,\text{spec}}} L_{\text{spec}} \left. \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial n} \right|_{\text{wall}} \quad (4.21)$$

Quest'equazione permette di calcolare la velocità media del gas a parete

4.3.2 Temperature Jump

Lo stesso principio vale anche per la temperatura di parete [14]:

$$T_s - T_{\text{wall}} = \frac{2 - \sigma_{t,\text{spec}}}{\sigma_{t,\text{spec}}} \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{L}{Pr} \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_{\text{wall}} \quad (4.22)$$

4.4 Proprietà di trasporto

Le proprietà di trasporto delle specie come viscosità dinamica e conducibilità termica sono fondamentali per ottenere soluzioni coerenti. In questo lavoro, in particolare si è scelto di mediare le proprietà di trasporto dell'aria tramite una media alla Mathur-Saxena definita da [14] come segue:

Per le quote di 88 e 93 km, è stato scelto di optare per una conducibilità termica e una viscosità dinamica definita da [15] basandosi su un'approssimazione del primo ordine di Chapman-Enskog. Questo è stato scelto perché l'effetto del rilassamento vibrazionale non simulato, con aggiunta una conducibilità definita da una media delle specie, andava a sottostimare drasticamente il flusso di calore, non tenendo conto degli effetti della chimica. Tramite l'approccio di Yoshinadai [15], il problema modellistico è stato parzialmente risolto in alcune condizioni. Inoltre per poter efficacemente modellare il trasporto delle proprietà sono stati inseriti in Siemens STAR CCM+ i coefficienti di diffusione binaria delle specie da [15].

4.5 Geometrie e griglia

4.5.1 Geometria

Il Titans Shield esaminato è definito come segue:

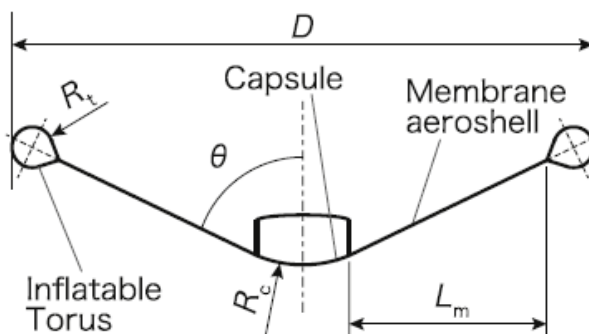


Fig. 1. Shape of the Titans vehicle.

Figura 4.2: Geometria Titans Shield

Lo scudo è diviso in tre parti principali:

- la capsula, riconoscibile come la zona curva centrale
- la membrana, la parte più allungata della struttura, soggetta maggiormente a deformazione
- Il toroide gonfiabile, il rigonfiamento al termine della membrana

La configurazione in esame è molto simile a EFESTO(Figura 2.3) con un toroide gonfiabile alle estremità che dispiegato, dà forma allo scudo, e un corpo centrale che protegge la capsula in rientro. Per ogni configurazione possibile dello scudo è definito un angolo di semiapertura o *Flare angle* (θ), un diametro totale D e un raggio di curvatura della capsula R_c e del toroide gonfiabile alle estremità R_t . Tutte le differenti geometrie analizzate sono in Tabella 4.1:

Tabella 4.1: Geometrie e dimensioni

Case	D , mm	R_c , mm	R_t , mm	L_m , mm	θ , °	E , Pa	γ	Flow
TS2	2500	400	75	825	70	$E \rightarrow \infty$	0	Laminar
TS2_F65	2500	400	75	825	65	$E \rightarrow \infty$	0	Laminar
TS2_F75	2500	400	75	825	75	$E \rightarrow \infty$	0	Laminar

Tramite la funzione Axisymmetric di STAR CCM+ è stato possibile simulare solo una semi-sezione dell'oggetto in esame con una geometria 2D, ottenendo comunque una risoluzione tridimensionale del campo di moto.



Figura 4.3: Mesh scudo termico

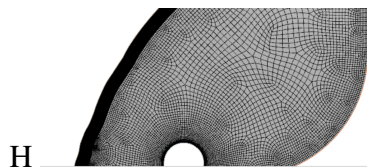


Figura 4.4: Prism layer scudo termico

4.5.2 Griglia

Per ogni geometria analizzata si è scelta una griglia di calcolo che permettesse di catturare correttamente tutte le maggiori proprietà fisiche del problema esaminato. In particolare la griglia usata presenta un prism layer sull'ingresso che consente di catturare efficacemente la discontinuità dell'onda d'urto curvo che si sviluppa all'interno del campo di moto. Per poter permettere al dominio di catturare con successo la forma dell'urto, si è scelto di rimodellare tramite un codice Matlab l'ingresso del dominio di calcolo in modo che seguisse la forma dell'urto, iterando sino a quando la risoluzione dell'urto non fosse sufficientemente accurata. Per poter ottenere un'adeguata risoluzione delle grandezze fluidodinamiche, si è scelto inoltre di infittire la griglia con un prism layer con stretching molto fitto nelle immediate vicinanze di parete.

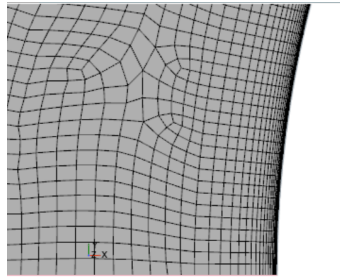


Figura 4.5: Prism layer a parete

4.5.3 Indipendenza di griglia

Per poter ottimizzare il costo computazionale è stato svolto uno studio di indipendenza di griglia sulla geometria pre-smoothing dell'urto, poi usata come base per ogni simulazione effettuata.

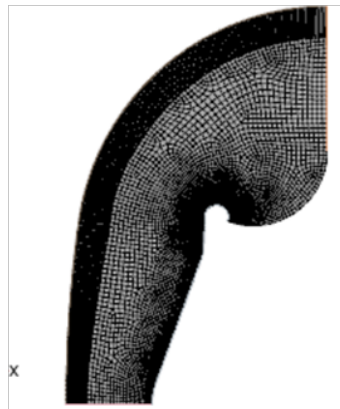


Figura 4.6: Mesh scudo termico grid independency

Come si nota in Figura 4.7 e 4.8

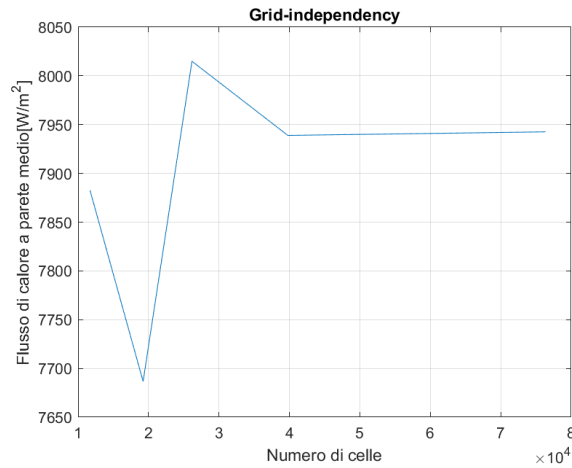


Figura 4.7: grid independency

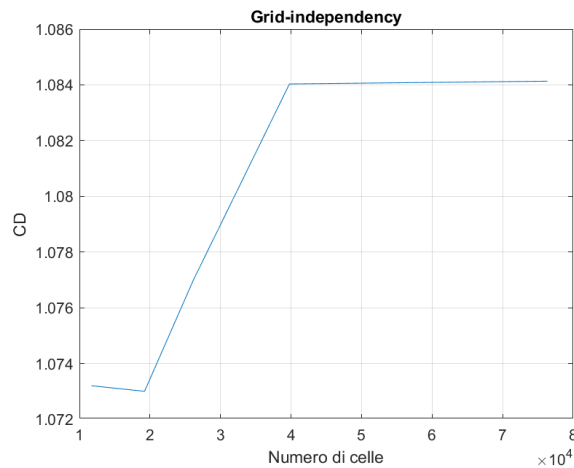


Figura 4.8: Grid independency CD

La scelta ricade su circa 40000 celle che offrono un buon compromesso tra riduzione del costo computazionale e l'errore calcolato rispetto alla soluzione con celle doppie.

4.6 Set-Up numerico

Il solver utilizzato è un solver accoppiato ovvero risolve le equazioni di governo accoppiate, con un schema numerico di accuratezza del 3° ordine implicito e un metodo di risoluzione di **AUSM+FVS** (Advection Upstream Splitting Method Flux-Vector Splitting).

4.7 Condizioni di volo e al Contorno

Ogni geometria viene analizzata per differenti altitudini in modo da caratterizzare la storia di carico termico dello scudo nella sua traiettoria di rientro, Figura 4.9.

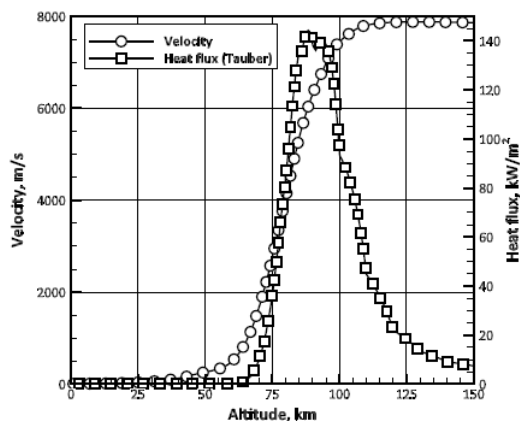


Figura 4.9: Traiettoria di rientro Titans

Da Tabella 4.1 si nota che le condizioni di flusso sono laminari, il fluido è assunto continuo, la parete è considerata non catalitica o totalmente catalitica per verificarne l'effetto sul flusso di calore. Il grado di catalisi γ definisce il grado di catalisi a parete, per 0 si considera parete totalmente non catalitica mentre per 1 totalmente catalitica. Si è scelto di trascurare il non equilibrio vibrazionale per via del modello a due temperature di STAR CCM+ che presenta molte criticità e complessità nella convergenza oltre che un'eccessivo costo computazionale. Inoltre la condizione di velocità a parete è stata scelta in base alla quota come una condizione di no-slip, forzando il fluido ad avere la stessa velocità del corpo in viaggio nel mezzo, condizione forzata, alle alte quote dove i risultati presentano insensibilità alla variazione di altitudine. Per questo è stato scelto di mantenere questa scelta per quote basse con risultati ancora accettabili, mentre per quote più alte è stata applicata una condizione di slip a parete.

Tabella 4.2: Parametri di Free stream per la traiettoria di rientro del Titans.

Altitude, km	Velocity, m/s	Density, kg/m^3	Temperature, K
93	6809	2.181×10^{-6}	189.5
88	6038	4.858×10^{-6}	187.0
83	5081	1.105×10^{-5}	191.2
79	3763	2.358×10^{-5}	201.1
73	2396	5.125×10^{-5}	211.5

4.8 Risultati

4.8.1 Parete non catalitica

Campi

Sono estratti i campi fondamentali per la condizione di volo a **88 km** per geometria TS2 definita precedentemente.

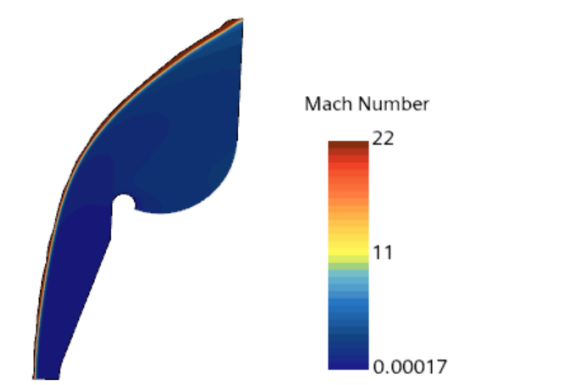


Figura 4.10: Campo di Mach **88 km**

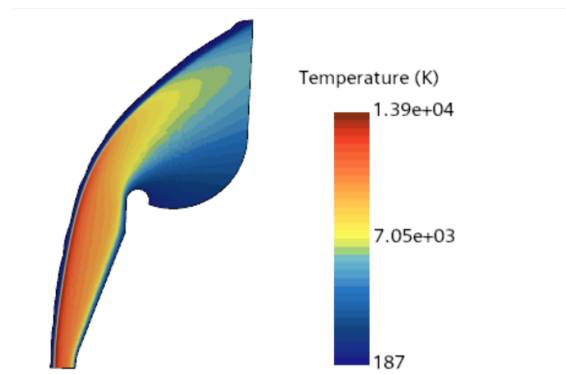


Figura 4.11: Campo di Temperatura a **88km**

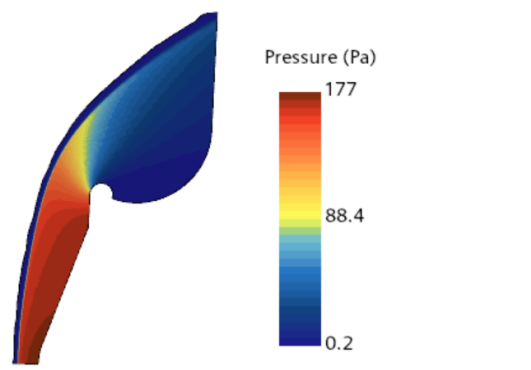
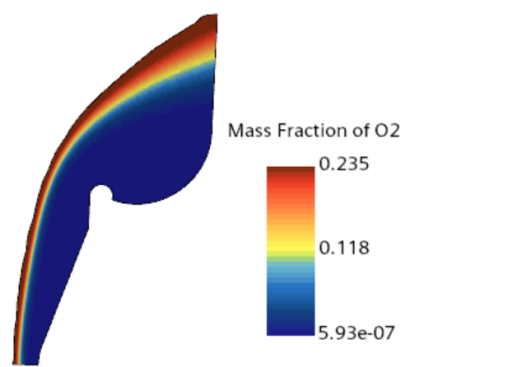


Figura 4.12: Campo di pressione a 88 km

Per quanto riguarda la dissociazione delle specie come esempio è stata considerata la dissociazione di O_2 che nei casi in esame, e con le relative approssimazioni rappresenta la specie con il maggior grado di dissociazione. In figura:

Figura 4.13: campo di dissociazione dell' O_2 a 88km

Flusso di calore a parete

Per il caso TS2 $\gamma = 0$ (parete non catalitica) in Tabella 4.1 è riportato l'andamento del flusso di calore in ordinata, partendo dal punto d'arresto della capsula, confrontato con i valori calcolati in [3].

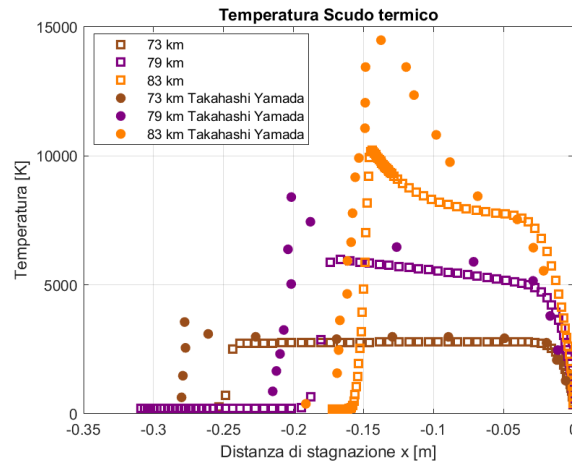


Figura 4.14: Confronto Temperatura 73-83 km vs Takahashi-Yamada [3]

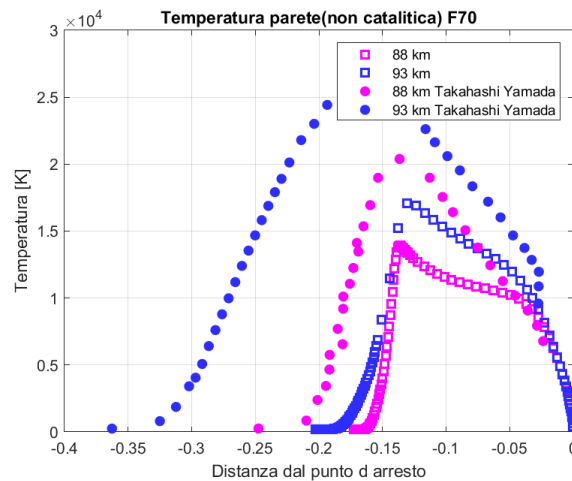


Figura 4.15: Confronto Temperatura 88-93 km vs Takahashi-Yamada [3]

Il valore della temperatura è decisamente ridotto per via dell'energia vibrazionale ed elettronica che non sono calcolate e non competono all'aumento dell'energia interna del gas. Per questa ragione, il valore di temperatura nel caso in esame coincide puramente con la temperatura roto-traslazionale del modello. Si può notare come all'aumentare della quota di simulazione, i risultati tendono a discostarsi per via della mancata ipotesi di non equilibrio termico nelle simulazioni svolte, ciò comporta un flusso di calore tendenzialmente diverso per via della differente modellazione dei fenomeni di reazione delle specie.

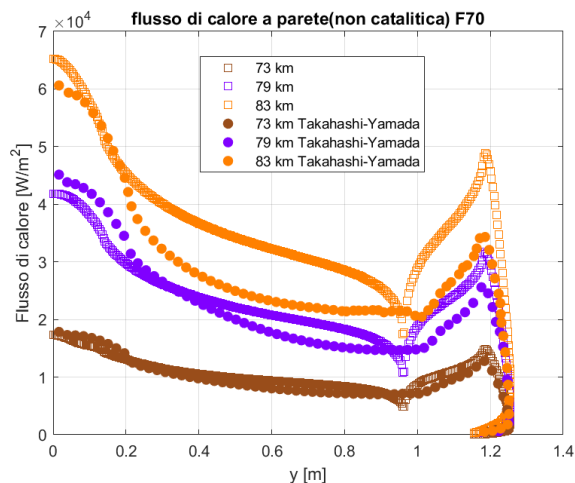


Figura 4.16: Confronto flusso di calore a parete 73-83 km vs Takahashi-Yamada [3]

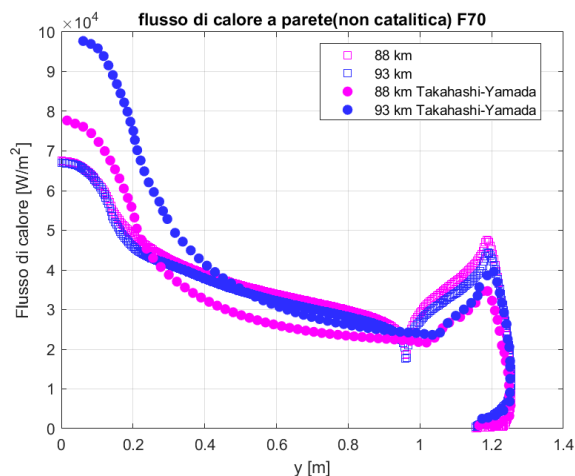


Figura 4.17: Confronto flusso di calore 88-93km vs Takahashi-Yamada [3]

Non modellando il non-equilibrio, il discostamento si nota effettivamente già dalla quota di 79 km in Figura 4.16 e 4.17 con una piccola sovrastima del flusso di calore. Ciò è dovuto al fatto che in equilibrio chimico, le temperature interne delle molecole sono tutte uguali tra loro e questa ipotesi decade perchè le collisioni diventano più rare salendo di quota, quando la densità diminuisce e il cammino libero medio delle molecole aumenta. Ciò vuol dire che simulando in equilibrio termico, si trascura il rilassamento vibrazionale sulla parete che può modificare sensibilmente la chimica di dissociazione del campo. Inoltre la mancata modellazione di ionizzazione comporta un ulteriore discostamento non trascurabile all'aumentare della quota di volo. Oltre al flusso di calore è stato valutato anche il valore del CD per cercare di catturarne il trend:

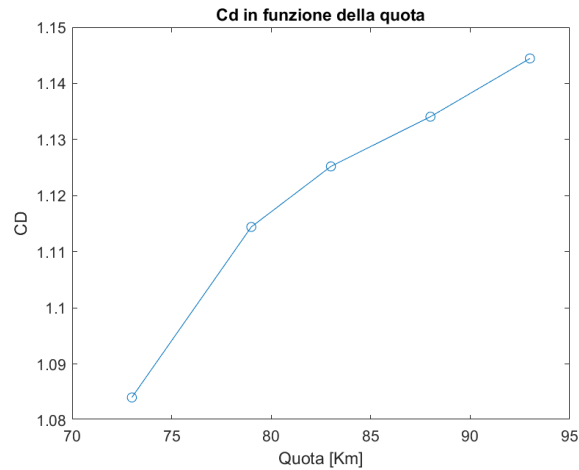


Figura 4.18: C_D in funzione della quota di volo

Il trend di C_D catturato effettivamente rispecchia il trend di aumento previsto all'aumentare di quota, tuttavia la curva si ferma alla condizione di 93 km quando è chiaro che il plateau si raggiungerebbe per quote di volo maggiori [16].

4.8.2 Parete catalitica

Segue l'estrazione del flusso di calore a parete per la stessa geometria ma con parete totalmente catalitica, e ne si confrontano gli scostamenti con il caso precedente:

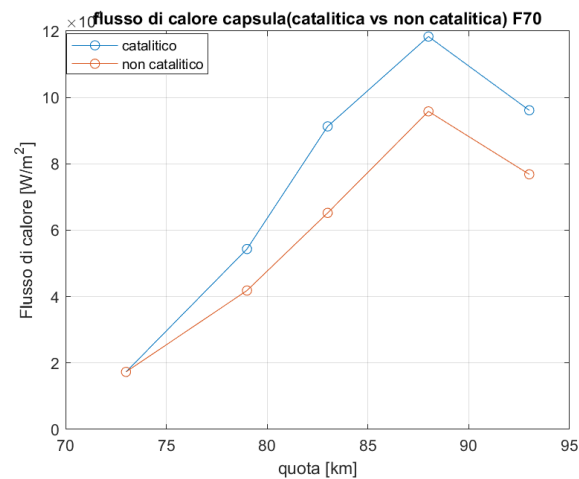


Figura 4.19: Flusso di calore capsula catalitico vs non catalitico

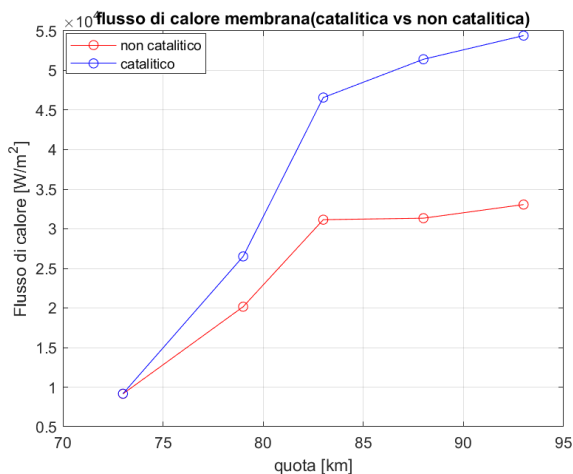


Figura 4.20: Flusso di calore membrana catalitico vs non catalitico

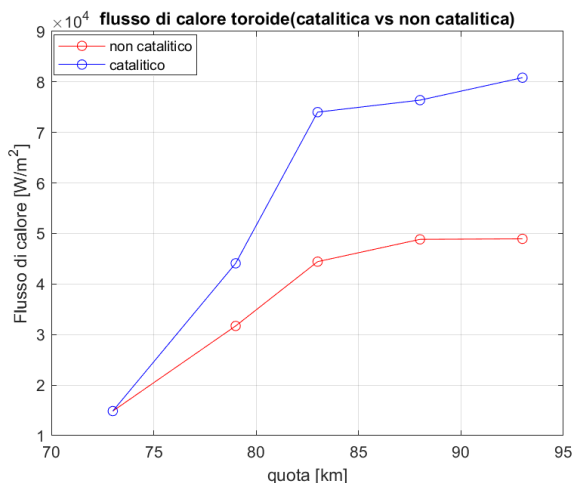


Figura 4.21: Flusso di calore Toroide catalitico vs non catalitico

Nelle figure 4.19 sono confrontati i flussi di calore per ogni componente dello scudo, al punto d'arresto sulla capsula, a metà della membrana e il picco di calore sul toroide. In figura 4.19 si nota che per Mach relativamente bassi per fenomeni ipersonici e quote di volo contenute per i casi analizzati, come **73 km**, la condizione catalitica o non, non influenza il flusso di calore, anzi la differenza va a crescere quanto più l'effetto della chimica è rilevante sul campo di moto infatti da **79 km** in su una parete catalitica quindi con totale ricombinazione sulla parete, porta a un maggiore rilascio di energia sulla superficie tale da aumentare i valori di flussi di calore notevolmente rispetto ai non catalitici. Questo effetto è leggermente mitigato seppur molto influente per la membrana e il toroide. Questo perchè all'indebolimento dell'urto corrisponde un'indebolimento della chimica delle reazioni e quindi una differenza minore tra caso le due casistiche per via del minor effetto della chimica sul campo. Anche in questo caso tuttavia per quote da **83 Km** o superiore,

il codice mostra una quasi totale insensibilità alla variazione della quota. Segue un confronto tra C_D catalitico e non catalitico:

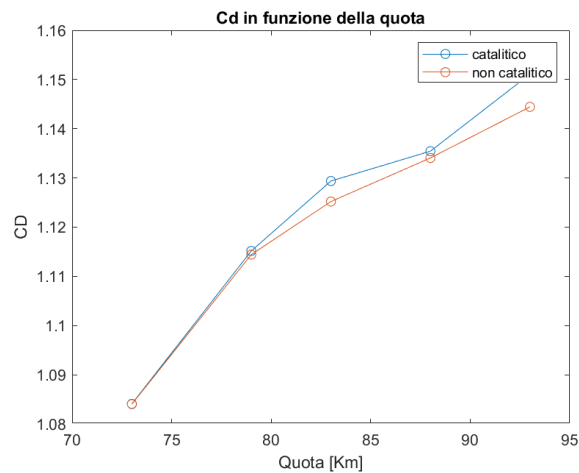


Figura 4.22: Confronto di C_D tra caso catalitico e non catalitico

La totale ricombinazione sulla parete un maggiore scambio di energia che implica una maggior C_D percepito, tuttavia questo effetto è minimo per casi con bassa dissociazione come 73 km e 79 km mentre presenta un'andamento incerto all'aumentare della dissociazione a parete, e delle condizioni di equilibrio chimico. In sostanza il C_D rimane pressochè costante nelle due condizioni.

4.8.3 Slip

Per poter simulare efficacemente le altitudini 88 Km a 93 Km sono state aggiunte varie condizioni di slip a parete, in particolare si è scelto di usare tramite la funzione "partial-slip", un Maxwell slip per lo sforzo d'attrito a parete e la velocità, e anche un Von Smolouchowski per il Temperature jump a parete, i modelli sono definiti in Capitolo 3. Questo ha permesso di ottenere:

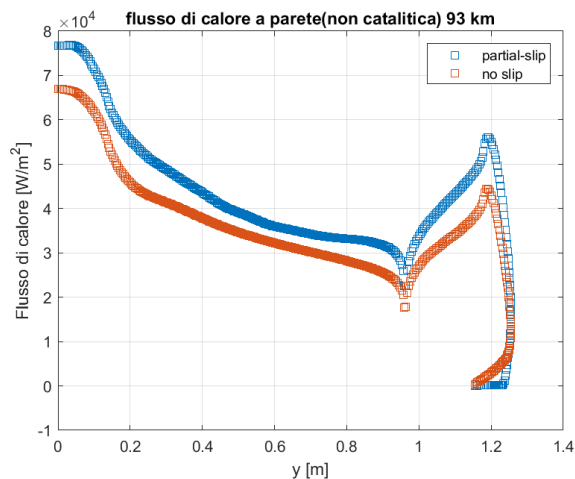


Figura 4.24: Partial slip vs no slip 93 km

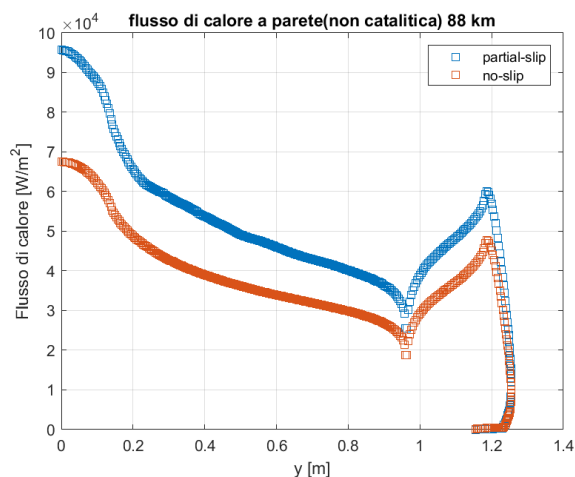


Figura 4.23: Partial slip vs no slip 88 km

Il modello senza condizione di slip a parete non permette al calcolatore di valutare efficacemente il flusso di calore in condizioni di densità molto basse. Il modello di no-slip appunto, non considera lo scambio di calore delle particelle dovute agli accommodation coefficient. Per un regime di non equilibrio chimico e termico come il presente, il trasporto di massa e la diffusione delle specie ha un'importanza maggiore della conduzione del gas ad alte quote. Si è proseguito quindi a calcolare le quote di 88 km e 93 km con una condizione di partial slip.

4.8.4 Angolo di Flare

Si confrontano i risultati precedentemente ottenuti per TS2, con le variazioni dell'angolo di flare denominate TS2F65 e TS2F75 descritte in Tabella 4.1, i risultati sono riportati

puramente per parete non catalitica dato che l'effetto della catalisi è stato investigato a parte. Si presentano le variazioni di flusso di calore lungo il corpo nella configurazione di angolo di flare diminuito/aumentato di 5 gradi rispetto al caso nominale:

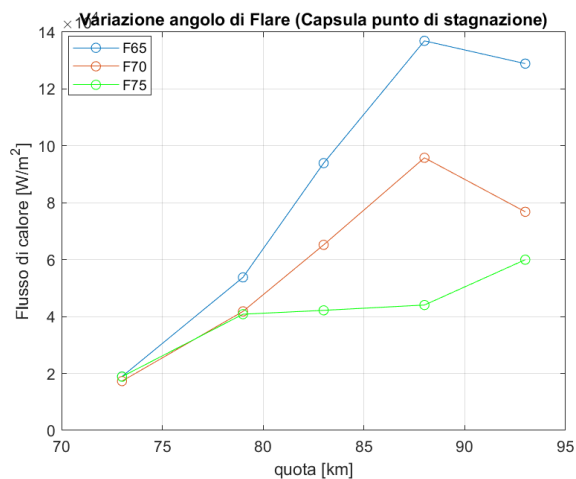


Figura 4.25: Flusso di calore a parete capsula variazione angolo di flare

Come è logico aspettarsi al diminuire dell'angolo di flare, l'urto presenta una curvatura maggiore attorno al corpo e comporta un maggior flusso di calore sulla parete, ciò è riscontrabile per ogni parte dello scudo.

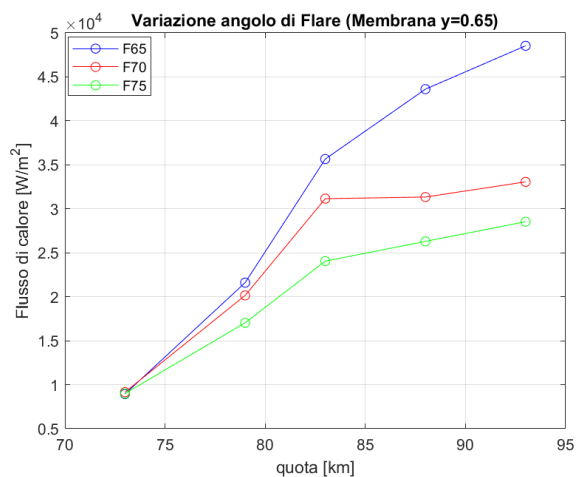


Figura 4.26: Flusso di calore membrana variazione angolo di flare

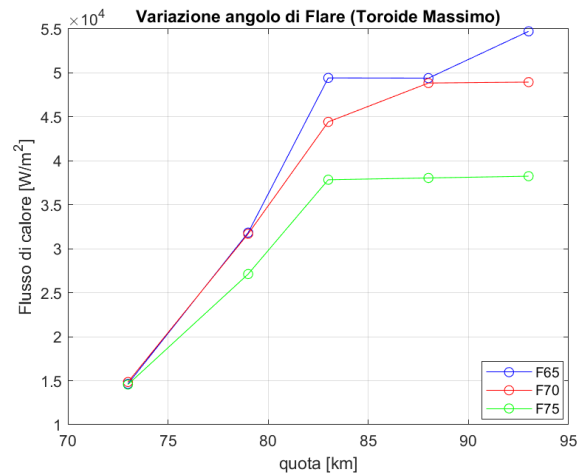


Figura 4.27: Flusso di calore Toroide variazione angolo di flare

I valori del flusso di calore sulla membrana e sul toroide sono minori che sul punto d'arresto.

4.8.5 Deformata

E' stata analizzata anche la deformata presente in [3] per poter considerare l'effetto della rigidità dello scudo senza calcoli aerostutturali:



Figura 4.28: Geometria deformata

Nel caso in esame:

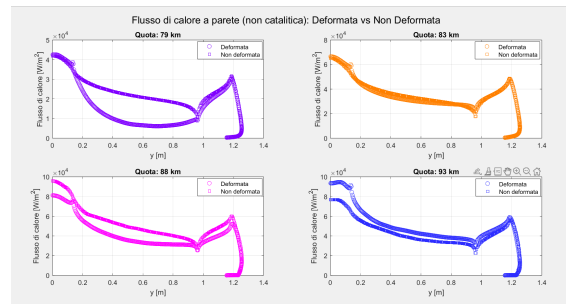


Figura 4.29: Flusso di calore a parete deformata

La principale differenza è la deformazione della membrana che porta ad avere un flusso di calore tendenzialmente minore solo in corrispondenza della deformazione.

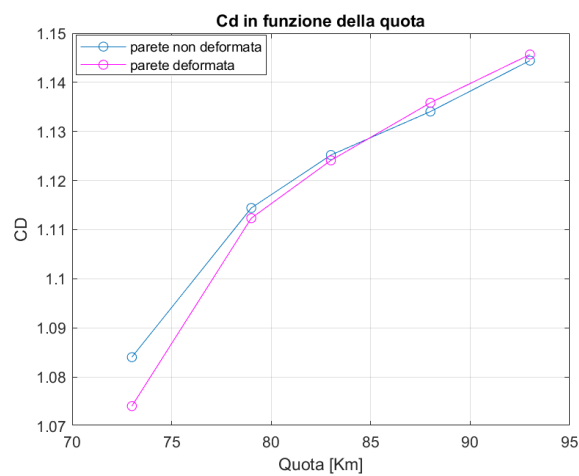


Figura 4.30: CD parete deformata vs non deformata

4.8.6 Confronto con Letteratura

In questa sezione sono confrontati i risultati ottenuti con Takahashi-Yamada [3], per le condizioni analizzate:

Catalisi

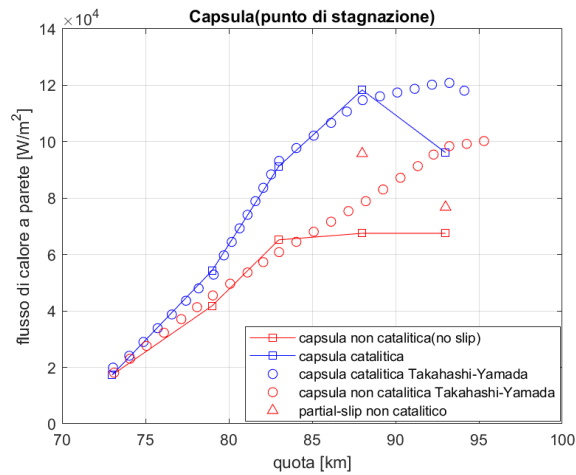


Figura 4.31: Flusso di calore catalitico vs non catalitico confronto Takahashi-Yamada [3]

Sul punto d'arresto come precedentemente detto, l'errore va ad aumentare con l'aumento di quota. In aggiunta si precisa che il lavoro svolto da Takahashi-Yamada [3] è in regime continuo per tutte le condizioni volo e quota, comportando probabilmente un'enorme discostamento dei risultati ad alte quote per via di ciò, dovuto alla differente modellazione.

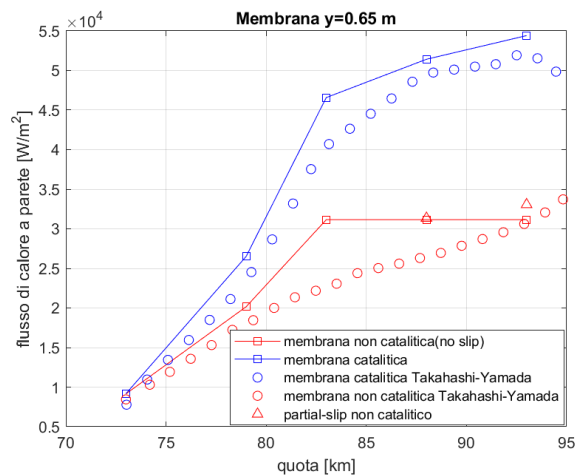


Figura 4.32: Flusso di calore membrana catalitico vs non catalitico confronto Takahashi-Yamada [3]

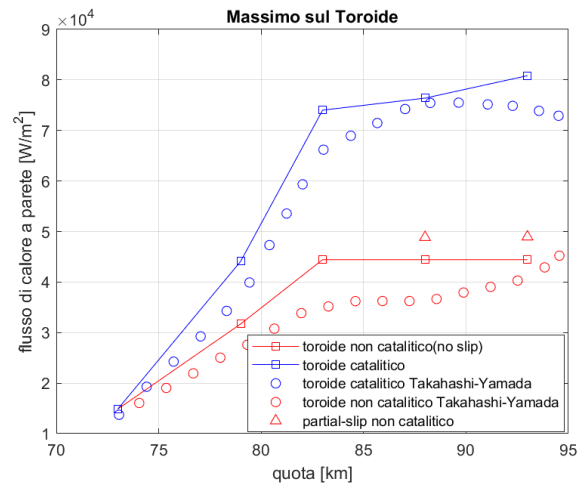


Figura 4.33: Flusso di calore Toroide catalitico vs non catalitico Confronto Takahashi-Yamada [3]

Per la membrana e il toroide, i risultati mostrano un'andamento qualitativo simile a quello di riferimento [3], ma quantitativamente maggiore. Questa discrepanza è associabile alle assunzioni del modello usate. L'adozione di un modello di equilibrio termico per primo non consente al calcolatore di differenziare i vari contributi di energia interna vibrazionale ed elettronica, congelando effettivamente il trasferimento di energia tra il modello elettronico che in realtà presenterebbe un tempo di rilassamento maggiore del tempo di residenza del fluido. Questo non avviene nell'intorno del punto d'arresto per quote basse dato l'aumento di densità marcato che accoppiato con un Kn_∞ continuo, fa sì che il non-equilibrio non sia un fenomeno dominante. Per le quote più alte tuttavia il modello presenta maggiore inaccuratezza, per lo stesso motivo descritto precedentemente, ovvero il non-equilibrio diventa sempre il fenomeno più dominante del campo di moto. Oltretutto, le marcate differenze sono dovute anche alla mancata modellazione di fenomeni di ionizzazione delle specie che appunto sono caratteristici di temperature maggiori di 10000 K, che vengono superati proprio a 88 km di quota. Tutta l'energia spesa per ionizzare le specie è totalmente trascurata, sovrastimando in ogni condizioni i flussi a parete.

Variazione dell'angolo di Flare

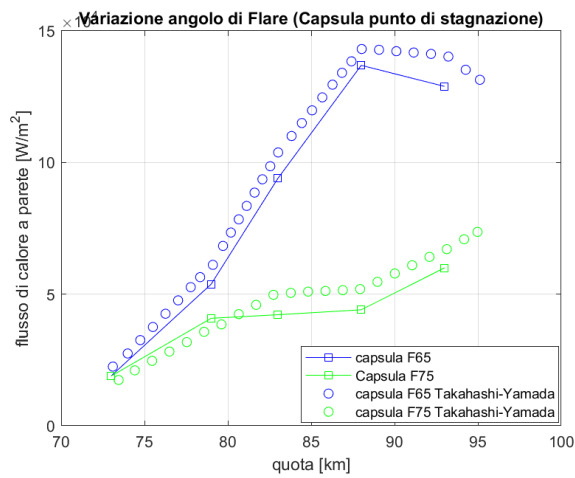


Figura 4.34: Flusso di calore Flare capsula vs Takahashi-Yamada [3]

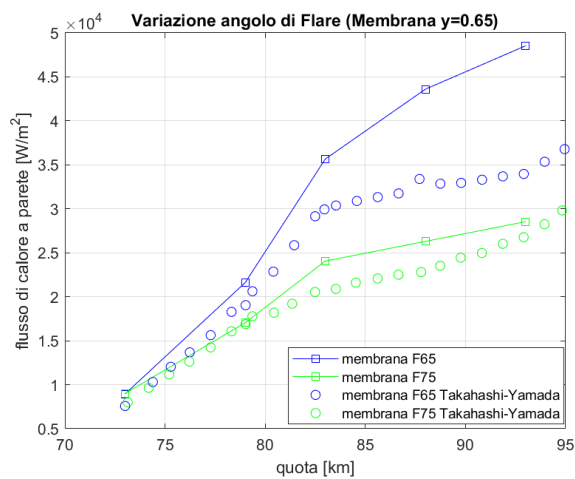


Figura 4.35: Flusso di calore flare membrana vs Takahashi-Yamada [3]

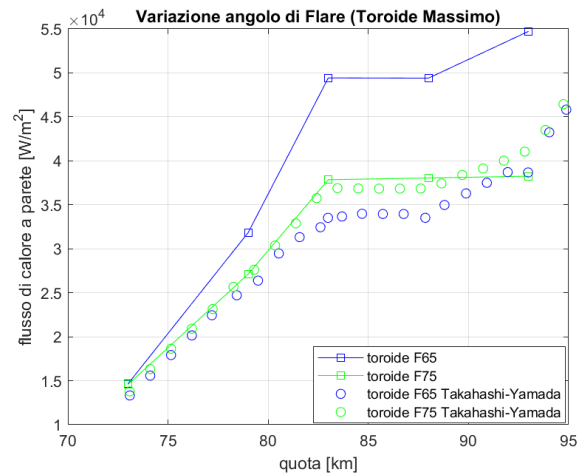


Figura 4.36: Flusso di calore flare Toroide vs Takahashi-Yamada [3]

Lo stesso scostamento è apprezzabile anche in Figura 4.34, mentre per Figura 4.26 e 4.36, lo scostamento è molto maggiore significando un effetto di sovrastima dovuta al calcolatore in corrispondenza di membrana e toroide.

Capitolo 5

Conclusioni

Il precedente lavoro di tesi, si è posto l'obiettivo di stimare i carichi aerotermici di uno scudo termico gonfiabile con elemento toroidale in rientro atmosferico, definito da Takahashi-Yamada [3]. Le analisi sono state svolte tramite il codice di calcolo commerciale STAR CCM+ modellando una miscela di gas chimicamente reagente, in condizioni tipiche di una traiettoria di rientro.

Le simulazioni hanno dato la possibilità di analizzare i principali campi aerodinamici, e l'effetto dell'onda d'urto curva e staccata generatasi a monte del corpo, sulle variabili termodinamiche in prossimità della parete. In particolare l'effetto della dissociazione e il trasferimento di calore.

Un sostanziale compito portato a termine è la stima dei valori del flusso di calore sulla superficie dello scudo. I risultati mostrano come il valore del picco sia come previsto in prossimità del punto d'arresto, il valor minimo è in prossimità della membrana, mentre i valori sul toroide sono maggiori per via di un secondo urto, davanti al toroide che innalza nuovamente le variabili termodinamiche del fluido. Questo è in accordo con il campo generatosi a valle di blunt bodies in regime ipersonico.

Successivamente è stato indagato l'effetto della catalisi superficiale sul flusso di calore nelle varie condizioni di volo analizzate, in modo da caratterizzare le proprietà del materiale nella progettazione dello scudo. L'analisi ha mostrato un rilascio di energia dovuto alla totale ricombinazione esotermica delle specie a parete causando un innalzamento del flusso di calore a parete per la totalità dello scudo nelle condizioni catalitiche.

Le limitazioni del modello di no-slip sono state investigate tramite l'introduzione di un modello di partial slip a parete basato sul Maxwell Slip e sul Temperature Jump, per le altitudini maggiori. Ciò ha permesso di ottenere risultati fisicamente coerenti, analizzando le differenze sul flusso di calore rispetto alla condizione di aderenza.

Un ulteriore aspetto investigato è la geometria ottimale dello scudo tramite la variazione dell'angolo di semiapertura dello scudo. I risultati mostrano che come conseguenza ad una riduzione dell'angolo di semiapertura un maggior apporto di calore a parete è osservato, probabilmente per via dell'urto curvo più attaccato al corpo, quindi per una riduzione della Standoff distance.

I campi sono stati ricalcolati su una deformata della membrana della configurazione dello

scudo a 70 gradi di angolo di semi apertura, i risultati portano a notare come il flusso di calore sulla membrana si riduca, e con esso vari la geometria dell'urto curvo.

Infine i risultati sono stati confrontati con dati presentati in letteratura per la medesima configurazione. Il comportamento al variare della quota è qualitativamente rispettato ma si nota una generale sovrastima del flusso di calore a parete. Questa discrepanza è dovuta principalmente alla mancata simulazione del rilassamento vibrazionale e dei fenomeni di ionizzazione molto rilevanti per rientro atmosferico ad alte quote. Si aggiunge anche la differente scelta nella modellazione dello slip a parete.

Nel complesso il lavoro dimostra come il codice di calcolo utilizzato, abbia bisogno di opportune proprietà definite, per poter dare risultati affidabili per alte quote, mentre quando l'ipotesi del continuo è ancora pienamente valida, le soluzioni rispecchiano i valori di riferimento atteso.

Possibili sviluppi dello studio prevederebbero l'introduzione di modelli di non-equilibrio termico e un modello di gas reagente a più specie capace di catturare i fenomeni di ionizzazione. Inoltre per quote superiori a 83 km è opportuno indagare delle soluzioni tramite delle simulazioni Montecarlo. Tali aggiunte consentirebbero di migliorare la capacità predittiva del modello, oltre ad estenderla per un range di quote più ampio supportando in maniera più efficace lo sviluppo di configurazioni di protezione termica gonfiabile.

Bibliografia

- [1] Carmen Pardini e Luciano Anselmo. “Orbital re-entries of human-made space objects: Drawbacks for the upper atmosphere and the safety of people”. In: *Journal of Space Safety Engineering* 12 (2025), pp. 274–283. DOI: [10.1016/j.jsse.2025.04.009](https://doi.org/10.1016/j.jsse.2025.04.009).
- [2] N. H. Crisp et al. “A study on heat flux predictions for re-entry flight analysis”. In: *Acta Astronautica* 186 (2021), pp. 578–590. ISSN: 0094-5765. DOI: [10.1016/j.actaastro.2021.05.047](https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2021.05.047).
- [3] Y. Takahashi e K. Yamada. “Aerodynamic Heating of Inflatable Aeroshell in Orbital Reentry”. In: *Acta Astronautica* 152 (2018), pp. 437–448.
- [4] Chul Park. *Review of Chemical-Kinetic Problems of Future NASA Missions, I: Earth Entries*. Rapp. tecn. Moffett Field, California: NASA Ames Research Center, 1993.
- [5] *Hypersonic Inflatable Aerodynamic Decelerator*. Rapp. tecn. NASA.
- [6] L. Marraffa et al. “Inflatable Re-Entry Technologies: Flight Demonstration and Future Prospects”. In: *ESA Bulletin* 103 (2000), pp. 78–85.
- [7] Douglas A. Litteken. “Inflatable technology: using flexible materials to make large structures”. In: *Electroactive Polymer Actuators and Devices (EAPAD) XXI*. Vol. 10966. Proceedings of SPIE. SPIE, 2019, p. 1096603. DOI: [10.1117/12.2500091](https://doi.org/10.1117/12.2500091).
- [8] Giuseppe Guidotti et al. “Pushing the limits of re-entry technology: an overview of the Efesto-2 project and the advancements in inflatable heat shields.” In: AIDAA, 2023, pp 576–580. DOI: [10.21741/9781644902813-126](https://doi.org/10.21741/9781644902813-126).
- [9] John D. Anderson. *Hypersonic and High-Temperature Gas Dynamics*. 2^a ed. Reston, VA: AIAA, 2006.
- [10] D’ambrosio Domenic. *Aerotermodinamica ipersonica*. Slide del corso. 2024.
- [11] Roop N. Gupta et al. *A Review of Reaction Rates and Thermodynamic and Transport Properties for an 11-Species Air Model for Chemical and Thermal Nonequilibrium Calculations to 30,000 K*. Rapp. tecn. NASA Reference Publication 1232. Washington, DC: National Aeronautics e Space Administration, 1990.

- [12] Robert J. Kee et al. *A software package for the analysis of gas-phase chemical and plasma kinetics*. Rapp. tecn. Reaction Design, 2000.
- [13] Nam T. P. Le et al. “Langmuir-Maxwell and Langmuir-Smoluchowski boundary conditions for thermal gas flow simulations in hypersonic aerodynamics”. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 55 (2012), pp. 5032–5043. DOI: [10.1016/j.ijheatmasstransfer.2012.04.050](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2012.04.050).
- [14] Siemens Digital Industries Software. *Simcenter STAR-CCM+ User Guide*. Accessed: 2026-03-06. Siemens. 2023. URL: https://docs.sw.siemens.com/en-US/doc/226870983/PL20230724207774020.starccmp_userguide.html.
- [15] Jerrold M. Yos. *Transport Properties of Nitrogen, Hydrogen, Oxygen, and Air to 30,000 K*. Technical Memorandum RAD-TM-63-7. Prepared for the Aeronautical Systems Division, Air Force Systems Command, United States Air Force, Wright-Patterson Air Force Base, Ohio. Wilmington, Massachusetts: Avco Corporation, Research e Advanced Development Division, 1963.
- [16] C. R. Wassgren et al. “Dilute granular flow around an immersed cylinder”. In: *Physics of Fluids* 15.11 (nov. 2003), pp. 3318–3330. DOI: [10.1063/1.1608937](https://doi.org/10.1063/1.1608937).