



**Politecnico  
di Torino**

**Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Aerospaziale**

Anno Accademico: 2025/2026

Sessione di Laurea Marzo - Aprile 2026

**Studio numerico di un sistema per il  
controllo degli ugelli non ideali per  
lanciatori**

**Relatore**

Prof. Emanuele Martelli

**Candidata**

Gaetana, Gaia Spanò



*A Nora*



# Indice

<b>Sommario</b>	<b>1</b>
<b>1 Introduzione</b>	<b>2</b>
1.1 Separazione dei flussi nei lanciatori . . . . .	2
1.2 Fondamenti degli ugelli . . . . .	2
1.2.1 Ugello conico . . . . .	6
1.2.2 Ugello a campana . . . . .	6
<b>2 Ugelli <i>Truncated Ideal Contoured</i></b>	<b>8</b>
2.1 Separazione dei flussi in regime sovraespanso . . . . .	10
2.1.1 Free Shock Separation (FSS) . . . . .	10
2.1.2 Criteri di previsione per la FSS . . . . .	12
<b>3 Studio di un ugello TIC con campo esterno</b>	<b>16</b>
3.1 Geometria . . . . .	16
3.2 Condizioni al contorno . . . . .	19
3.3 Modelli di turbolenza . . . . .	21
3.3.1 Modello $k - \omega$ SST . . . . .	21
3.3.2 Modello di Spalart-Allmaras . . . . .	22
3.3.3 Confronto tra i modelli . . . . .	22
3.4 Analisi al variare di NPR . . . . .	22
3.4.1 NPR=10 . . . . .	23
3.4.2 NPR=15 . . . . .	24
3.4.3 NPR=20 . . . . .	25
3.4.4 NPR=25.25 . . . . .	26
3.4.5 NPR=30 . . . . .	28
3.4.6 NPR=35 . . . . .	29
3.4.7 NPR=40 . . . . .	30
3.4.8 NPR=45 . . . . .	31
3.4.9 NPR=50 . . . . .	32
3.4.10 NPR=55 . . . . .	33
3.5 Conclusioni . . . . .	34

<b>4</b>	<b>Condotto di scarico</b>	<b>35</b>
4.1	Effetto eiettore . . . . .	35
4.2	$R_c = 1.5 r_e$ e $x_1 = 2.4 r_e$ . . . . .	36
4.2.1	Geometria e mesh . . . . .	36
4.2.2	Risultati del campo di Mach . . . . .	38
4.2.3	Risultati del campo di pressione . . . . .	42
4.2.4	Risultati del campo di densità . . . . .	45
4.2.5	Risultati del campo di viscosità turbolenta . . . . .	47
4.2.6	Risultati . . . . .	50
4.3	$R_c = 1.5 r_e$ e $x_2 = 0 \cdot r_e$ . . . . .	51
4.3.1	Geometria e mesh . . . . .	51
4.3.2	Risultati del campo di Mach . . . . .	52
4.3.3	Risultati del campo di pressione . . . . .	56
4.3.4	Risultati . . . . .	59
4.4	$R_c = 1.5 r_e$ e $x_3 = -1 \cdot r_e$ . . . . .	59
4.4.1	Geometria e mesh . . . . .	59
4.4.2	Risultati del campo di Mach . . . . .	61
4.4.3	Risultati del campo di pressione . . . . .	64
4.4.4	Risultati . . . . .	67
4.5	$R_c = 2 r_e$ e $x_4 = 2.4 r_e$ . . . . .	70
4.5.1	Geometria e mesh . . . . .	70
4.5.2	Risultati del campo di Mach . . . . .	71
4.5.3	Risultati del campo di pressione . . . . .	74
4.5.4	Risultati . . . . .	77
4.6	$R_c = 2 r_e$ e $x_5 = 0 \cdot r_e$ . . . . .	79
4.6.1	Geometria e mesh . . . . .	79
4.6.2	Risultati del campo di Mach . . . . .	80
4.6.3	Risultati del campo di pressione . . . . .	83
4.6.4	Risultati . . . . .	86
4.7	$R_c = 2 r_e$ e $x_6 = -1 \cdot r_e$ . . . . .	88
4.7.1	Geometria e mesh . . . . .	88
4.7.2	Risultati del campo di Mach . . . . .	89
4.7.3	Risultati del campo di pressione . . . . .	92
4.7.4	Risultati . . . . .	94
<b>5</b>	<b>Condizioni di saturazione</b>	<b>99</b>
5.1	Saturazione . . . . .	99
5.2	Geometrie e mesh . . . . .	99
5.3	Risultati del campo di Mach . . . . .	102
5.3.1	$R_c = 1.5 r_e$ e $x_7 = -1.5 r_e$ . . . . .	102
5.3.2	$R_c = 1.5 r_e$ e $x_8 = -2 r_e$ . . . . .	103
5.4	Risultati del campo di pressione . . . . .	104
5.4.1	$R_c = 1.5 r_e$ e $x_7 = -1.5 r_e$ . . . . .	104
5.4.2	$R_c = 1.5 r_e$ e $x_8 = -2 r_e$ . . . . .	105
5.5	Risultati . . . . .	107

5.6 Conclusioni . . . . .	109
<b>Ringraziamenti</b>	<b>111</b>

## Sommario

Il presente lavoro di tesi analizza il comportamento fluidodinamico di un ugello a profilo troncato ideale (TIC) in regime sovraespanso, con l'obiettivo di valutare l'efficacia di un sistema di controllo passivo basato sull'integrazione di un condotto di scarico. La ricerca si fonda sui dati sperimentali e teorici derivanti dalla letteratura scientifica di riferimento, in particolare dai lavori di Östlund [17] e dai dataset messi a disposizione dal German Aerospace Center (DLR) [24].

L'indagine è stata condotta attraverso l'ambiente Ansys Fluent, utilizzato sia per la generazione di una mesh computazionale strutturata, ottimizzata per la risoluzione accurata dello strato limite e delle onde d'urto, sia per la successiva fase di risoluzione delle equazioni di governo (CFD).

Una fase preliminare dello studio è stata dedicata alla validazione del modello numerico sull'ugello isolato, confrontando due diversi modelli di turbolenza per identificare la configurazione più aderente ai dati sperimentali. Successivamente, è stata approfondita l'interazione aerodinamica tra il getto in uscita e il condotto di scarico, analizzando l'influenza dell'effetto eiettore sulla stabilità della separazione. Lo studio evidenzia come la posizione relativa dell'ugello all'interno del condotto sia un parametro determinante per il controllo del punto di distacco del flusso; tale configurazione permette di traslare la zona di separazione verso il bordo d'uscita dell'ugello, riducendo le perdite e i carichi laterali (side loads) tipici dei regimi di funzionamento sovraespansi.

In conclusione, il sistema proposto rappresenta una soluzione promettente per estendere l'involuppo operativo dei lanciatori, garantendo una maggiore stabilità aerodinamica durante le fasi critiche dell'ascesa.

# Capitolo 1

## Introduzione

### 1.1 Separazione dei flussi nei lanciatori

Gli innumerevoli passi avanti che sono stati compiuti negli ultimi anni nell'ambito della propulsione hanno permesso una crescente capacità di ottimizzazione dei moderni sistemi di lancio. Il loro funzionamento prevede di convertire l'energia chimica contenuta nel propellente in spinta utile e, in questo processo, è determinante l'effetto della geometria dell'ugello di scarico. Il design del profilo di questo componente, però, risulta essere particolarmente complesso, poiché una geometria perfetta per l'alta quota risulta invece essere inefficiente al decollo. Questo fa sì che il decollo di un lanciatore spaziale sia ad oggi una delle sfide ingegneristiche più complesse per la meccanica dei fluidi: in pochi minuti, infatti, il propulsore deve operare in condizioni atmosferiche che variano drasticamente, passando dalla pressione al livello del mare al vuoto quasi assoluto. In questo transitorio, quando il rapporto tra la pressione in camera e la pressione ambiente diventa più piccolo di quella di progetto, l'ugello si trova ad operare in regimi non ideali, ovvero in condizioni di sovraespansione, in cui il flusso diventa instabile e si stacca dalle pareti, generando anche dei carichi laterali che possono compromettere l'intera missione. E sebbene la linea di separazione tenda a spostarsi verso l'uscita dell'ugello con l'aumento della pressione in camera o al diminuire della pressione ambiente durante l'ascesa, tale fenomeno naturale non è di per sé sufficiente a garantire prestazioni ottimali in ogni fase del volo.

### 1.2 Fondamenti degli ugelli

Il motore a razzo rappresenta il cuore della propulsione spaziale, operando attraverso l'espulsione ad alta velocità di una massa di propellente stoccata a bordo per generare spinta. All'interno di questo sistema, l'ugello costituisce l'estensione della camera di combustione, dove i reagenti, dopo essere stati iniettati e miscelati in un condotto a sezione costante, completano l'espansione termodinamica trasformando la loro energia termica in energia cinetica. Il confine fisico dell'ugello viene identificato nel punto in cui la geometria della camera inizia a restringersi, dando il via al processo di accelerazione dei gas. Il principio di

funzionamento si basa sulla variazione dell'area della sezione trasversale per manipolare il regime del flusso:

- Tratto convergente: i prodotti della combustione subiscono un'accelerazione subsonica, cioè a  $M < 1$  fino a raggiungere la sezione minima, ovvero la gola.
- Gola dell'ugello: è un punto critico, il cui il fluido raggiunge le condizioni soniche, cioè  $M = 1$ .
- Tratto divergente: il gas si espande in una sezione crescente raggiungendo velocità supersoniche, cioè con  $M > 1$ . In questo modo l'energia termica che aveva accumulato in camera di combustione viene convertita in energia cinetica e si ha la variazione di quantità di moto che genera spinta.

L'efficacia di questa conversione è strettamente legata al rapporto d'espansione  $\varepsilon$ , definito dal rapporto tra l'area di uscita  $A_e$  e l'area della gola  $A_t$ . In termini teorici, si definisce "ideale" un ugello capace di espandere il flusso in modo isentropico, garantendo che la pressione in uscita sia esattamente uguale a quella dell'ambiente esterno (condizioni di adattamento) e che il vettore velocità in uscita sia perfettamente parallelo all'asse del motore, in modo da non avere perdite per divergenza del flusso e massimizzare così la spinta prodotta. Considerando il Mach in uscita  $M_e$  e il rapporto tra i calori specifici  $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ , il rapporto di espansione  $\varepsilon$  e la pressione di uscita  $p_e$  possono essere espressi dalle seguenti relazioni:

$$\varepsilon = \frac{A_e}{A_t} = \frac{1}{M_e} \left[ \frac{2}{\gamma + 1} \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_e^2 \right) \right]^{\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}} \quad (1.1)$$

$$p_e = p_c \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_e^2 \right)^{-\frac{\gamma}{\gamma - 1}}. \quad (1.2)$$

Noti questi parametri possiamo esprimere, in funzione di essi, la spinta  $F$  prodotta dal sistema, ovvero

$$F = \dot{m} v_e + A_e (p_e - p_a) = C_F p_c A_t \quad (1.3)$$

in cui  $\dot{m}$  è la portata di propellente e  $C_F$  è il coefficiente di spinta, ovvero un parametro che indica quanto l'ugello è in grado di amplificare la spinta rispetto alla sola pressione agente sull'area della gola. Inoltre, l'efficienza del processo di espansione viene quantificata attraverso un altro parametro, l'impulso specifico  $I_{sp}$ , che rappresenta la spinta generata per unità di portata in massa del propellente, ovvero  $F = \dot{m} I_{sp}$ . In condizioni ideali, l'impulso specifico è funzione della temperatura di camera  $T_c$  e del salto di pressione tra camera di combustione e sezione d'uscita:

$$I_{sp,ideal} = \frac{v_e}{g_0} + \frac{A_e (p_e - p_a)}{\dot{m} g_0} \quad [s]. \quad (1.4)$$

Volendo esplicitare le grandezze ottenute in precedenza si ha

$$I_{sp,ideal} = \sqrt{\frac{2\gamma R T_c}{\gamma - 1} \left[ 1 - \left( \frac{p_e}{p_c} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} \right]} + \sqrt{\frac{R T_c}{\gamma} \left[ \frac{2}{\gamma + 1} \right]^{\frac{\gamma + 1}{1 - \gamma}}} \cdot \varepsilon \frac{p_e - p_a}{p_c} \quad [s] \quad (1.5)$$

in cui  $R$  è la costante dei gas.

Come detto in precedenza, però, in un profilo di missione reale, la pressione ambiente  $p_a$  diminuisce con l'altitudine, rendendo impossibile il mantenimento della condizione di adattamento ottimale ( $p_e = p_a$ ) con un ugello a geometria fissa. Questa limitazione introduce perdite prestazionali significative, quantificabili fino al 15% rispetto a un'espansione continuamente adattata. In particolare, per i propulsori di primo stadio, la necessità di operare ad alta quota con elevati rapporti d'area si scontra con le problematiche del volo a bassa quota. Quello che si ha è:

- Sottoespansione ad alta quota ( $p_e > p_a$ ) : il gas completa l'espansione all'esterno dell'ugello, perdendo potenziale di spinta.
- Sovraespansione al livello del mare ( $p_e < p_a$ ) : la pressione esterna superiore a quella di scarico può causare il fenomeno della separazione del flusso dalle pareti divergenti.

La separazione del flusso non è solo una fonte di inefficienza termodinamica, ma rappresenta una criticità strutturale primaria. Il distacco asimmetrico dello strato limite e l'instabilità delle onde d'urto interne possono generare carichi laterali (*side loads*) capaci di compromettere l'integrità del propulsore. Considerando un rapporto di espansione  $\varepsilon = 45$ , è possibile osservare un confronto tra le prestazioni ottenute utilizzando un ugello ideale adattato, un ugello ideale e un ugello reale in funzione dell'altitudine nel seguente grafico. Si può notare che, se si riuscissero a gestire gli effetti negativi associati alla separazione del flusso si potrebbe ottenere un netto miglioramento dell'impulso specifico.

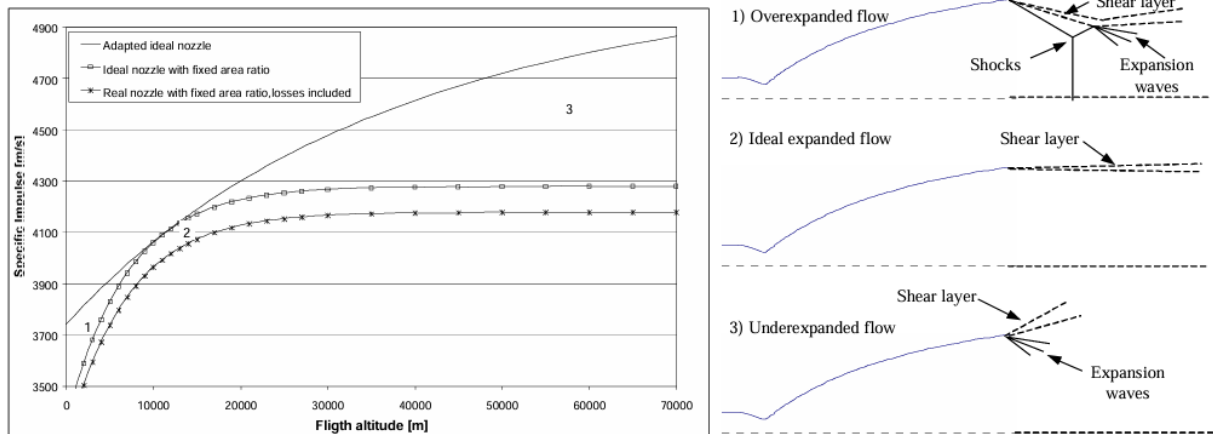


Figura 1.1: Prestazioni al variare della quota [16]

Il passaggio dal modello teorico isentropico alla realtà ingegneristica comporta però l'introduzione di diversi fattori di perdita che riducono la spinta effettiva. Tali inefficienze possono essere raggruppate in tre macro-categorie principali: geometriche, viscosi e chimiche.

- **Perdite geometriche o per divergenza ( $\eta_{geo}$ ).** Sono dovute al fatto che, in un ugello ideale il flusso in uscita dovrebbe essere perfettamente parallelo all'asse di

simmetria del motore. In una geometria reale, tuttavia, parte del fluido presenta una componente di velocità radiale non nulla. Questa divergenza impedisce alla quantità di moto di essere convertita integralmente in spinta assiale. Si considera pertanto un'efficienza geometrica  $\eta_{geo}$  che tiene conto, oltre che di questo scostamento angolare, anche delle disuniformità del profilo di velocità indotte, dovute ad esempio, ad onde di ricomprensione interne al divergente. Una progettazione avanzata del profilo, come avviene negli ugelli a campana (*bell nozzle*), permette di minimizzare tali perdite, cercando un compromesso tra l'avere un flusso con componente di velocità in uscita unicamente assiale e un condotto di lunghezza non eccessiva.

- **Perdite per attrito viscoso** ( $\eta_{drag}$ ). Sono dovute alla presenza dello strato limite lungo le pareti dell'ugello, che genera una forza di resistenza di natura viscosa che agisce in direzione opposta alla spinta. Questo fenomeno è quantificabile attraverso il deficit di quantità di moto nello strato limite e può essere espresso tramite il coefficiente di spinta:

$$\eta_{drag} = 1 - \frac{\Delta C_{F,drag}}{C_{F,drag}} \quad (1.6)$$

in cui  $\Delta C_{F,drag}$  rappresenta la riduzione del coefficiente di spinta causata dalle interazioni viscosse tra fluido e parete.

- **Perdite per cinetica chimica** ( $\eta_{kin}$ ). Dal punto di vista termodinamico, si assume spesso che il gas evolva in condizioni di equilibrio chimico istantaneo (ODE - One-Dimensional Equilibrium). Nella realtà, l'espansione estremamente rapida all'interno dell'ugello non concede al gas il tempo necessario per riequilibrarsi chimicamente ad ogni variazione di pressione e temperatura. Questo scostamento, noto come cinetica a velocità finita (ODK - One-Dimensional Kinetics), riduce l'energia recuperabile sotto forma di spinta. L'efficienza cinetica è definita dal rapporto:

$$\eta_{kin} = \frac{C_{F,ODK}}{C_{F,ODE}} \quad (1.7)$$

L'efficienza totale dell'ugello,  $\eta_{noz}$ , è il risultato della combinazione di questi effetti e si attesta solitamente tra 0.90 e 0.98:

$$\eta_{noz} = \eta_{geo} \cdot \eta_{kin} - (1 - \eta_{drag}) \quad (1.8)$$

Il design di un ugello moderno è dunque un complesso problema di ottimizzazione: un profilo molto lungo riduce le perdite per divergenza, ma aumenta drasticamente il peso strutturale e l'attrito viscoso. Al contempo, la geometria della gola deve essere studiata per mitigare le perdite cinetiche, agendo sul raggio di curvatura per modulare l'accelerazione dei gas.

La definizione della geometria del divergente richiede quindi strumenti matematici capaci di modellare il campo di moto supersonico. Il metodo utilizzato per questa analisi è il Metodo delle Linee Caratteristiche (MOC), che permette di risolvere numericamente le equazioni differenziali iperboliche del flusso supersonico per determinare il profilo ottimale della parete.

### 1.2.1 Ugello conico

Storicamente, l'ugello conico ha rappresentato la soluzione standard grazie alla sua semplicità costruttiva e alla facilità di modellazione. Tuttavia, questa geometria soffre intrinsecamente di perdite per divergenza: il flusso non è perfettamente parallelo all'asse del motore ma ha una componente radiale di velocità che non contribuisce alla spinta. Assumendo un flusso conico sferico alla sezione di uscita, l'efficienza geometrica  $\eta_{geo}$  può essere calcolata tramite la relazione di Malina [14]:

$$\eta_{geo} = \frac{1 + \cos \alpha}{2} \quad (1.9)$$

dove  $\alpha$  rappresenta il semi-angolo di apertura del cono. Sebbene angoli compresi tra  $12^\circ$  e  $18^\circ$  (con  $15^\circ$  come valore di riferimento standard) rappresentino un compromesso accettabile, la lunghezza necessaria per evitare eccessive perdite diventa proibitiva per alti rapporti di espansione. La lunghezza  $L$  di un ugello conico è infatti legata al raggio di gola  $r_t$  e al rapporto d'area  $\varepsilon$  dalla relazione:

$$L_{cone} = \frac{r_t(\sqrt{\varepsilon} - 1) + r_{td}(\sec \alpha - 1)}{\tan \alpha} \quad (1.10)$$

Oggi, l'impiego del profilo conico è limitato a piccoli propulsori o booster a propellente solido dove la semplicità di fabbricazione prevale sulla necessità di massime prestazioni.

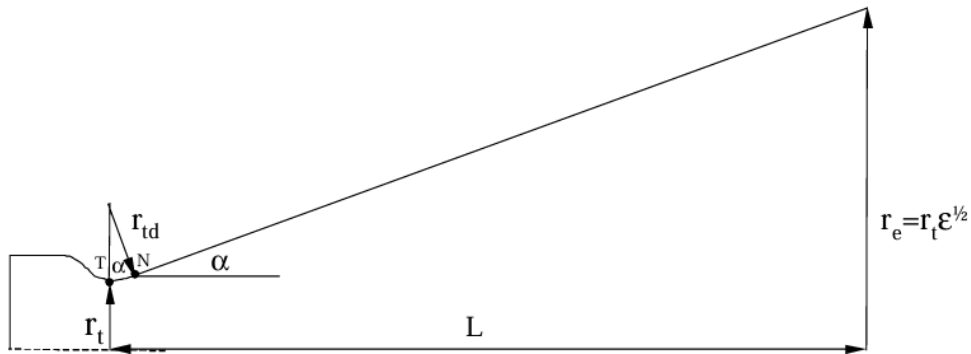


Figura 1.2: Geometria di un ugello conico

### 1.2.2 Ugello a campana

Per ovviare ai limiti del profilo conico, si ricorre alla progettazione di ugelli che garantiscano un flusso uniforme e parallelo all'uscita, definiti ugelli ideali. Utilizzando il MOC, il profilo viene diviso concettualmente in due zone: una regione di espansione iniziale, in cui il flusso subisce una rapida espansione subito dopo la gola, e una regione di raddrizzamento, in cui il profilo della parete viene curvato gradualmente verso l'asse per annullare la componente radiale della velocità. Questo approccio porta alla tipica geometria a campana. Un parametro di confronto universale in questo ambito è la "lunghezza percentuale" (*percent bell*), che definisce il rapporto tra la lunghezza dell'ugello progettato e quella di un ugello conico equivalente con  $\alpha = 15^\circ$ .

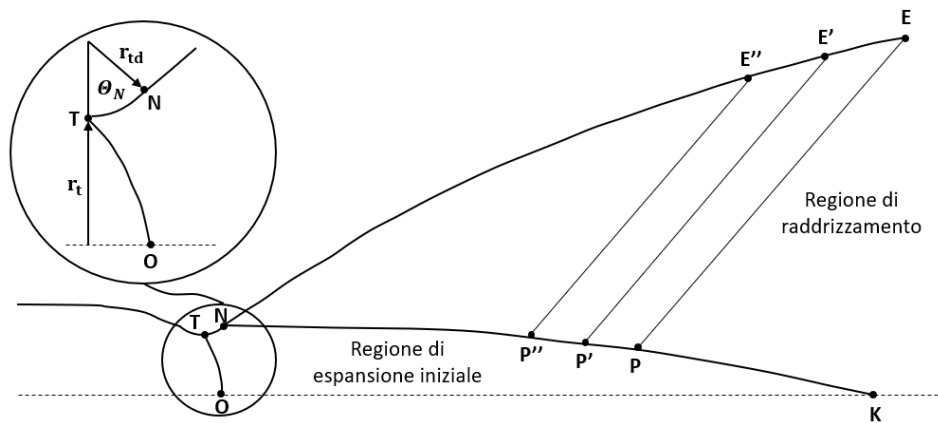


Figura 1.3: Esempio di ugello a campana

L'ugello a campana è quindi l'ugello tradizionale per i moderni motori a razzo, ed ha un design progettato per massimizzare la spinta e l'efficienza mentre i gas di scarico vengono espulsi. Rispetto all'ugello conico, la campana ha un profilo curvo che offre due vantaggi:

- Efficienza elevata: dirige i gas di scarico in modo che escano quasi perfettamente paralleli all'asse del razzo, riducendo così le perdite dovute ad una componente non assiale della quantità di moto in uscita.
- Dimensioni ridotte: permette di ottenere un'espansione ottimale dei gas in una lunghezza minore rispetto a un cono, risparmiando peso e ingombro.

Come detto, però, questo ugello è progettato per funzionare al meglio quando la pressione dei gas in uscita è uguale alla pressione atmosferica esterna. Ciò fa sì che all'accensione al livello del mare, quando  $p_e < p_a$  ci si trovi a lavorare in condizioni di sovraespansione, per cui l'aria esterna schiaccia i gas in uscita creando i dischi di Mach.

# Capitolo 2

## Ugelli *Truncated Ideal Contoured*

Come analizzato nel capitolo precedente, l'ugello ideale progettato tramite il Metodo delle Linee Caratteristiche (MOC) garantisce un flusso perfettamente assiale e uniforme. Tuttavia, il raggiungimento di tale condizione richiede lunghezze proibitive (fino a  $L \approx 50r_t$ ), incompatibili con i vincoli di massa e ingombro dei lanciatori spaziali. Dal punto di vista della spinta, l'estensione finale di un ugello ideale fornisce un contributo marginale: poiché la pendenza della parete ( $\theta$ ) tende a zero verso l'uscita, la componente della pressione agente in direzione assiale diventa trascurabile, mentre le perdite per attrito viscoso e il peso della struttura continuano a crescere linearmente. Da questa osservazione deriva il concetto di **Truncated Ideal Contour (TIC)**: un profilo ottenuto troncando la geometria ideale a una frazione della sua lunghezza totale. Motori storici come il Viking (Ariane 4) o l'RD-0120 sono esempi d'eccellenza nell'impiego di questa soluzione.

Poiché il troncamento del profilo ideale non è un processo arbitrario, la letteratura tecnica, in particolare il lavoro di Ahlberg et al [1] ha formalizzato una metodologia per individuare il "punto di taglio" ottimale. L'obiettivo è massimizzare il coefficiente di spinta  $C_F$  minimizzando l'impatto dei vincoli geometrici. Il processo di ottimizzazione può essere analizzato secondo quattro criteri fondamentali, ognuno dei quali risponde a una specifica esigenza progettuale:

- **Ottimizzazione per ingombro radiale** (Massima spinta per dato  $\varepsilon$ ): questo criterio identifica il punto in cui, fissato un diametro di uscita massimo (spesso dettato dal diametro del lanciatore), l'ugello fornisce la spinta più elevata. Matematicamente, questo punto si trova dove l'incremento di spinta dovuto all'espansione dei gas eguaglia esattamente l'incremento delle perdite per attrito sulla parete aggiuntiva.
- **Ottimizzazione per superficie bagnata** (Efficienza termica): in questo caso, il troncamento mira a massimizzare la spinta minimizzando l'area totale della parete interna. Questo parametro è critico per la gestione del calore: una superficie minore implica meno massa del sistema di raffreddamento e una riduzione del peso strutturale dell'ugello stesso.
- **Ottimizzazione per lunghezza** (massima spinta per dato  $L$ ): è il criterio più comune nelle applicazioni reali. Si determina la forma che garantisce la massima efficienza propulsiva all'interno di un limite di lunghezza assiale predefinito. Rispetto

a un ugello ideale completo, un ugello ottimizzato per la lunghezza accetta una leggera non-uniformità del flusso all'uscita per ridurre drasticamente l'ingombro.

- **Limite asintotico di spinta:** esiste un punto teorico oltre il quale qualsiasi estensione del profilo ideale risulterebbe controproducente. In questa condizione, la pendenza della parete è così ridotta che la spinta aggiuntiva generata dalla pressione dei gas è inferiore alla forza di resistenza (drag) generata dall'attrito viscoso dello strato limite. Superato questo limite, l'ugello diventa meno efficiente all'aumentare della sua dimensione.

Dal punto di vista della fluidodinamica interna, la troncatura di un profilo ideale altera la struttura del flusso. Mentre nell'ugello ideale "pieno" le onde di espansione originate nella gola vengono completamente cancellate dalla curvatura della parete (garantendo un flusso parallelo), nel TIC questa cancellazione è parziale. L'ugello troncato ha quindi comunque una divergenza residua, nel senso che all'uscita del TIC permane una componente radiale della velocità. Questo significa che il flusso "apre" leggermente verso l'esterno, causando una perdita geometrica calcolabile attraverso l'angolo di inclinazione della parete alla sezione di troncamento. Inoltre si ha un'interazione tra onde, in quanto il campo di moto è dominato da una rete di "caratteristiche" (linee d'urto e di espansione) che si riflettono tra l'asse di simmetria e la parete. E poichè nel TIC la distribuzione del numero di Mach non raggiunge l'uniformità perfetta del caso ideale, sono presenti gradienti trasversali che influenzano la distribuzione di pressione lungo il divergente. La parete del TIC, tra l'altro, ha una pendenza iniziale più elevata rispetto ad un ugello conico, per cui anche il gradiente di pressione a cui è sottoposto lo strato limite sarà differente. E questo aspetto è cruciale per lo studio del distacco del flusso: la geometria curva del TIC induce un profilo di pressione che può favorire o ritardare la separazione rispetto a profili più semplici, rendendo questo ugello un banco di prova ideale per testare i criteri predittivi della separazione.

Una caratteristica distintiva degli ugelli a profilo ideale troncato è l'assenza di onde d'urto interne in condizioni di progetto. Tuttavia, quando l'ugello opera in regime di sovraespansione (tipicamente a bassa quota), la struttura del flusso cambia radicalmente per potersi adattare alla pressione esterna. In questo contesto, si osservano due particolari situazioni che possono presentarsi:

- **Sovraespansione marcata:** per elevati differenziali di pressione tra uscita e ambiente, il flusso genera un sistema di urti forte caratterizzato dalla presenza del disco di Mach.
- **Sovraespansione ridotta:** Al diminuire del grado di sovraespansione, il sistema evolve verso una riflessione regolare (apparente). In questa condizione, il getto riesce ad adattarsi alla pressione ambiente senza la necessità di un urto normale intenso, poiché la struttura d'onda diventa sufficientemente debole da permettere un adattamento graduale.

Indipendentemente dalla specifica morfologia dell'urto (disco di Mach o riflessione regolare), negli ugelli TIC il distacco del flusso avviene tipicamente secondo il regime di Free Shock Separation (FSS). In questa configurazione, lo strato limite si separa dalla parete divergente in corrispondenza di un urto obliquo, e il getto non riaderisce più alla superficie dell'ugello,

rimanendo "libero" fino all'uscita. La comprensione di come il sistema di urti evolva e determini l'insorgere della FSS è il punto di partenza fondamentale per la localizzazione del punto di distacco.

## 2.1 Separazione dei flussi in regime sovraespanso

Il fenomeno della separazione dello strato limite dalla parete di un ugello è strettamente legato alla presenza di un gradiente di pressione avverso. Come precedentemente accennato, tale condizione si manifesta tipicamente quando il propulsore opera in regime di sovraespansione. Per quantificare lo stato del flusso, si utilizza comunemente il parametro  $n$ , definito come il rapporto tra la pressione teorica di uscita alla parete calcolata in condizioni di vuoto ( $p_{e,vac}$ ) e la pressione ambiente ( $p_a$ ):

$$n = \frac{p_{e,vac}}{p_a}$$

In base a questo parametro, è possibile distinguere tre regimi operativi:

- Adattato ( $n = 1$ ): la pressione di uscita coincide con quella esterna.
- Sottoespanso ( $n > 1$ ): la pressione dei gas allo scarico è superiore a quella ambiente.
- Sovraespanso ( $n < 1$ ): la pressione del getto è inferiore a quella atmosferica.

Quando l'ugello opera con  $n$  leggermente inferiore all'unità, l'ambiente esterno impone una compressione che genera un sistema di urti obliqui a partire dal bordo d'uscita della geometria. Tuttavia, al diminuire del rapporto  $n$  (tipicamente in un intervallo compreso tra 0.4 e 0.8), il gradiente di pressione avverso indotto dal flusso inviscido diventa così intenso che lo strato limite viscoso non possiede energia cinetica sufficiente per contrastarlo. Di conseguenza, il fluido si distacca dalla parete, un fenomeno che si riscontra sistematicamente durante i test a livello del mare di motori ottimizzati per l'alta quota, così come nelle fasi transitorie di accensione, spegnimento o durante le manovre di throttling. La letteratura scientifica e le numerose campagne sperimentali condotte su ugelli in scala reale e ridotta hanno evidenziato l'esistenza di due principali configurazioni di distacco: la Free Shock Separation (FSS) e la Restricted Shock Separation (RSS). La distinzione tra questi due modelli risiede principalmente nella struttura del sistema di urti e nel comportamento del getto a valle del punto di distacco. Tuttavia, nel caso specifico degli ugelli a profilo ideale troncato (TIC), la letteratura concorda sul fatto che il regime predominante sia esclusivamente quello di Free Shock Separation. Data la natura della geometria analizzata in questo lavoro e l'assenza delle instabilità tipiche del regime RSS in tali profili, nel prosieguo della trattazione ci concentreremo esclusivamente sulla descrizione e sull'analisi del solo regime di FSS.

### 2.1.1 Free Shock Separation (FSS)

Nel regime di Free Shock Separation, il distacco del flusso sovraespanso dalla parete avviene in modo netto e definitivo. L'andamento della pressione lungo il divergente smette di seguire

il profilo teorico calcolato per il vuoto ( $p_{vac}$ ) in corrispondenza di un punto specifico, dando inizio a un recupero di pressione che può essere suddiviso in fasi distinte. Il processo di separazione è identificato da tre valori di pressione fondamentali:

- **Pressione di inizio separazione** ( $p_i$  o  $p_{sep}$ ): rappresenta il punto in cui la pressione misurata alla parete inizia a deviare sensibilmente dal profilo di espansione ideale.
- **Pressione di plateau** ( $p_p$ ): dopo il brusco incremento iniziale, la pressione si stabilizza su un valore di plateau, solitamente di poco inferiore alla pressione ambiente ( $p_a$ ).
- **Pressione di uscita** ( $p_e$ ): nella zona di ricircolo a valle del distacco, si osserva un ulteriore e graduale aumento della pressione verso il valore atmosferico, causato dal gas ambientale che viene richiamato e accelerato verso monte all'interno della zona separata.

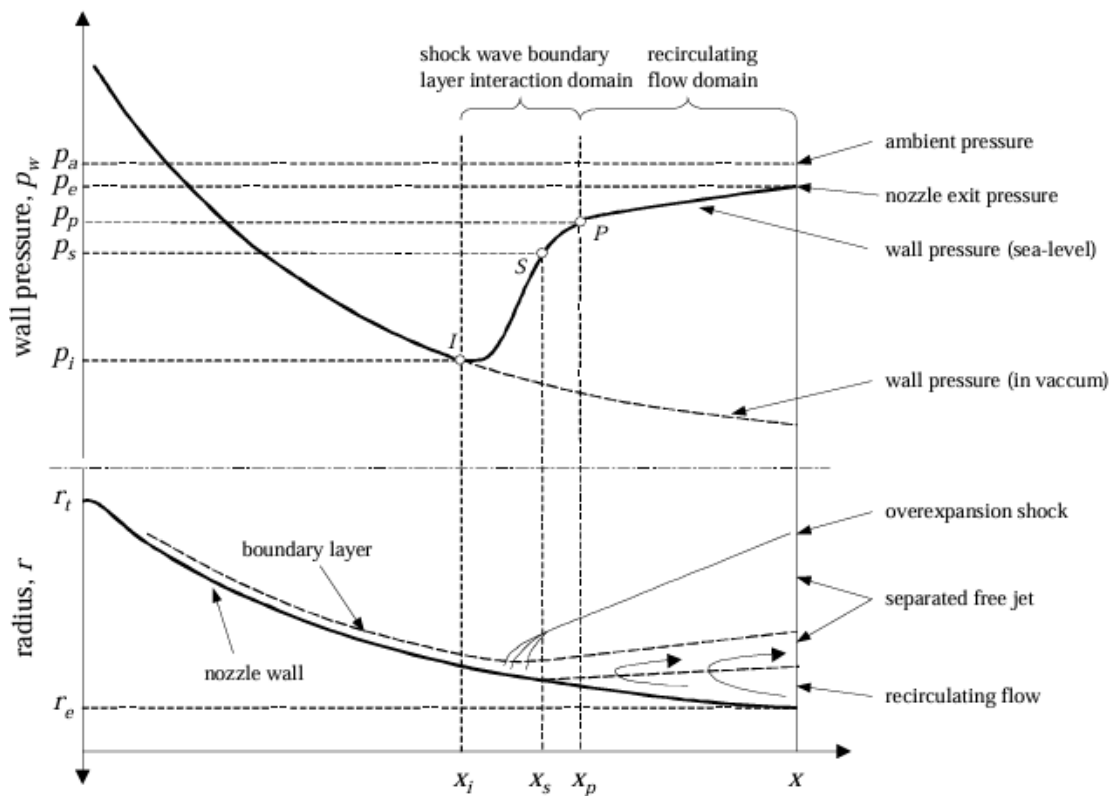


Figura 2.1: Rappresentazione di Free Shock Separation [17]

A differenza dei modelli classici che considerano il punto di separazione come una linea statica e netta, l'analisi moderna evidenzia che la risalita di pressione tra  $p_i$  e  $p_p$  è legata all'interazione tra l'onda d'urto e lo strato limite. Tale fenomeno è intrinsecamente dinamico: il fronte d'urto fluttua costantemente a bassa frequenza, rendendo il punto di separazione effettivo una regione di transizione piuttosto che una coordinata fissa. Tuttavia,

per cercare comunque di localizzare assialmente la separazione, è necessario determinare il rapporto  $p_i/p_a$ . Dal punto di vista fisico, è utile scomporre questo rapporto in due contributi distinti:

$$\frac{p_i}{p_a} = \left(\frac{p_i}{p_p}\right) \cdot \left(\frac{p_p}{p_a}\right)$$

In questa formulazione, il primo termine descrive il salto di pressione attraverso l'urto di separazione propriamente detto, mentre il secondo tiene conto delle condizioni nel ricircolo aperto a valle.

L'esperienza sperimentale, però, indica che il rapporto  $p_i/p_a$  non è costante, ma diminuisce all'aumentare del numero di Mach locale (ovvero man mano che la separazione si sposta verso l'uscita durante l'aumento della pressione in camera di ristagno) [3][26]. Tuttavia, questa tendenza si inverte quando il distacco avviene in prossimità della sezione di uscita (circa all'80% del rapporto d'area finale). In questa zona, l'interazione con l'ambiente esterno fa sì che la pressione di plateau  $p_p$  tenda a coincidere con quella ambiente  $p_a$ . Di conseguenza, si osserva un incremento del rapporto  $p_i/p_a$  che può portare alla cosiddetta separazione incipiente: una condizione in cui, sebbene i sensori rilevino una risalita di pressione tipica del distacco, il flusso rimane cinematicamente aderente alla parete fino alla fine dell'ugello.

## 2.1.2 Criteri di previsione per la FSS

La previsione della Free Shock Separation rappresenta uno dei temi più dibattuti nella gasdinamica dei propulsori a razzo. Storicamente, la maggior parte delle campagne sperimentali è stata condotta su ugelli conici o a profilo ideale troncato (TIC), geometrie che favoriscono l'insorgenza di questo specifico regime. Nonostante la vasta mole di dati, la determinazione esatta del punto di separazione rimane complessa: la natura intrinsecamente fluttuante del fenomeno e la sensibilità a parametri quali la rugosità superficiale, la temperatura di parete e le proprietà termofisiche del gas rendono difficile una previsione univoca.

### Modelli empirici

I primi strumenti di calcolo, sviluppati per fornire ai progettisti stime rapide del punto di distacco, si basavano su correlazioni puramente empiriche.

- **Criterio di Summerfield (1948)** [25]: è il modello più elementare, derivato da test su ugelli conici, che ipotizza un rapporto di pressione costante:

$$\frac{p_i}{p_a} \approx 0.4$$

- **Modelli basati sul numero di Mach (Schilling [21], Kalt-Badal [9])**: negli anni '60, Schilling introdusse una formulazione per correggere il rapporto di pressione in funzione delle condizioni operative:

$$\frac{p_i}{p_a} = k_1 \cdot \left(\frac{p_c}{p_a}\right)^{k_2}$$

dove i coefficienti  $k_1$  e  $k_2$  variano in base alla geometria (conica o sagomata). Tale approccio fu affinato da Kalt e Badal, i cui coefficienti ( $k_1 = 2/3$ ,  $k_2 = -0.2$ ) divennero uno standard di riferimento per la NASA [8].

- **Criterio di Schmucker [22]**: un'alternativa ampiamente utilizzata, che correla il rapporto di pressione direttamente al numero di Mach locale all'inizio della separazione ( $M_i$ ):

$$\frac{p_i}{p_a} = (1.88 \cdot M_i - 1)^{-0.64}$$

Nonostante la loro diffusione, questi modelli mostrano spesso una notevole dispersione rispetto ai dati sperimentali. Il limite principale risiede nel tentativo di descrivere con un'unica espressione due fenomeni fisicamente distinti: il salto di pressione attraverso l'urto e il successivo recupero nella zona di ricircolo.

### Interazione urto-strato limite

Per superare i limiti dei criteri puramente empirici, diversi autori (Arens e Spiegler[3], Lawrence [12]) hanno proposto di analizzare separatamente il contributo dell'interazione urto-strato limite ( $p_i/p_p$ ) e quello del ricircolo ( $p_p/p_a$ ). Un esempio significativo è il **criterio di Zukoski** [27], valido per alti numeri di Reynolds, che isola il rapporto tra pressione incipiente e di plateau:

$$\frac{p_i}{p_p} = (1 + 0.5M_i)^{-1}$$

Tuttavia, Zukoski non tiene conto del rapporto dei calori specifici ( $\gamma$ ), rendendo il modello accurato principalmente per l'aria ( $\gamma = 1.4$ ).

Per includere l'influenza della composizione chimica del gas, sono stati sviluppati modelli basati sulla teoria dell'urto obliquo. Summerfield [25] propose inizialmente un angolo di deviazione del flusso costante ( $\theta \approx 15^\circ$ ), ma studi successivi condotti da Östlund [19] su ugelli in scala ridotta hanno dimostrato che sia l'angolo d'urto ( $\beta$ ) che quello di deviazione ( $\theta$ ) variano linearmente con il numero di Mach. Il modello di Östlund si esprime come:

$$\frac{p_p}{p_i} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1}(M_i^2 \sin^2 \beta - 1) \cdot \left[ 1 - \frac{\tan(\beta - \theta)}{\tan \beta} \right]^{-1}$$

con correlazioni lineari specifiche per  $\beta$  e  $\theta$  nell'intervallo  $2.5 \leq M_i \leq 4.5$ . Parallelamente, Frey ha proposto una versione semplificata che omette il termine di deviazione:

$$\frac{p_p}{p_i} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1}(M_i^2 \sin^2 \beta - 1)$$

Sebbene il modello di Frey [7] sia computazionalmente più semplice, esso tende a divergere per numeri di Mach superiori a 4.8, dove il modello di Östlund risulta più affidabile nel catturare il corretto trend fisico. In conclusione, sebbene i criteri empirici e semi-empirici abbiano garantito supporto alla progettazione per decenni, la moderna ingegneria punta verso modelli basati su una comprensione fisica più profonda delle interazioni locali, al fine di ridurre i margini di incertezza (tipicamente del 20%) ancora oggi necessari.

Prima di analizzare i modelli più complessi, è fondamentale introdurre il concetto di interazione libera proposto da **Chapman** [5] negli anni '50. Secondo questa teoria, quando avviene una separazione in regime supersonico, la risalita di pressione iniziale alla parete è un fenomeno locale, determinato esclusivamente dall'interazione tra lo strato limite e l'onda d'urto, indipendentemente dai dettagli della geometria a valle (come la lunghezza dell'ugello o la sua forma finale).

Il concetto chiave è che lo strato limite "sente" l'aumento di pressione dell'urto e inizia a decelerare e ispessirsi prima ancora di toccare il punto di distacco. Questo ispessimento devia il flusso esterno, generando onde di compressione che a loro volta alimentano l'urto di separazione. Poiché questo processo è guidato da un equilibrio interno tra lo strato viscoso e il flusso inviscido, Chapman definì una funzione di correlazione universale per descrivere l'andamento della pressione nella zona di interazione.

Un approccio particolarmente avanzato, che riprende e generalizza il lavoro di Chapman, è stato sviluppato da Carrière et al. [4]. Questo modello estende la teoria classica introducendo variabili specifiche per gli ugelli reali, quali la non-uniformità del flusso in entrata (tipica delle zone di espansione) e la curvatura della parete lungo la regione di interazione. Nella versione generalizzata di Carrière, la funzione di correlazione universale  $F$  assume la forma:

$$F = F \left( \frac{x - x_i}{\delta_i}, p', \nu, \gamma \right)$$

In questa formulazione,  $\nu$  rappresenta la funzione di Prandtl-Meyer associata alla pressione locale, mentre  $p'$  è il gradiente di pressione normalizzato che descrive il grado di non-uniformità del campo di moto. L'aspetto innovativo risiede nell'ipotesi che  $F$  sia indipendente dai numeri di Mach e Reynolds, fornendo così un metodo robusto per descrivere la distribuzione della pressione alla parete durante il distacco.

### Lunghezza di interazione

Per l'applicazione pratica, l'attenzione si sposta dalla lunghezza di separazione pura ( $l_s$ ) alla lunghezza di interazione ( $l_p$ ), definita come la distanza tra l'inizio del distacco e il raggiungimento della pressione di plateau. Negli ugelli sovraespansi, a differenza dei flussi uniformi studiati da Chapman, questa lunghezza non è costante ma dipende dalle condizioni fluidodinamiche a valle. Attraverso un processo iterativo basato sulla scomposizione del salto di pressione, è possibile determinare la posizione iniziale dell'interazione ( $x_i$ ) risolvendo l'equazione implicita:

$$p_p = p_i \left[ 1 + \frac{\gamma M_i^2}{2} \cdot C_{fi} \cdot F_p \cdot \frac{\delta_i^*}{l_p} \right]$$

Le verifiche condotte su ugelli sperimentali (come il Volvo S7 [18]) mostrano che questo modello, se supportato da codici di calcolo dello strato limite (come il modulo BLM del software TDK), è in grado di ricostruire con precisione i profili di pressione misurati nella zona di distacco.

## Zona di ricircolo e recupero di pressione

Nonostante l'accuratezza dei modelli di interazione libera per la fase iniziale, una previsione completa richiede di modellare anche il recupero di pressione a valle ( $p_p/p_a$ ). Questo contributo dipende fortemente dalla morfologia della zona di ricircolo, ovvero l'area occupata dal gas ambientale richiamato verso l'interno dell'ugello. Attualmente, la letteratura offre modelli consolidati principalmente per geometrie coniche:

- **Modello di Kudryavtsev**[11]: un approccio empirico che correla il recupero di pressione al semi-angolo di divergenza ( $\alpha$ ). Per angoli superiori a  $15^\circ$ , il modello ipotizza che la pressione di plateau coincida sostanzialmente con quella ambiente ( $p_p/p_a \approx 1$ ).
- **Modello di Malik e Tagirov** [13]: Basato sulla teoria della miscelazione di getti turbolenti, questo schema semi-empirico risulta promettente per applicazioni su ugelli sagomati con gas ad alta temperatura.

Per i profili sagomati (come il TIC), l'analisi del ricircolo è più complessa. I dati indicano che la risalita della pressione è influenzata dalla dimensione radiale della zona separata e dalla curvatura della parete a valle del punto di distacco. Un fenomeno critico si verifica quando la separazione avviene vicino all'uscita: l'interazione diretta con l'atmosfera provoca un incremento repentino del rapporto  $p_p/p_a$ , portando alla condizione di separazione incipiente. In sintesi, un criterio di separazione moderno per ugelli ad alte prestazioni deve integrare due componenti distinte:

- Un modello fisico per l'interazione urto-strato limite (fase iniziale basata sulla teoria di Chapman/Carrière).
- Un modello per il recupero di pressione nel ricircolo che tenga conto della geometria specifica e delle condizioni atmosferiche.

La ricerca attuale, supportata da gruppi come il FSCD, continua ad affinare queste correlazioni includendo gli effetti del raffreddamento della parete e della chimica dei gas, elementi essenziali per la progettazione sicura dei futuri sistemi di lancio.

# Capitolo 3

## Studio di un ugello TIC con campo esterno

Il gruppo di ricerca europeo FSCD (European Flow Separation Control Device) è nato con l'obiettivo di coordinare gli studi sulla fluidodinamica del distacco, sia negli ugelli a campana convenzionali, sia in quelli a compensazione di quota, come gli ugelli *plug*, i *dual-bell* o le configurazioni a cono estensibile. Uno dei temi centrali sollevati all'interno di questo gruppo di lavoro riguarda la struttura del campo di moto negli ugelli a profilo ideale troncato (TIC). Per questo motivo il German Aerospace Center (DLR) ha condotto delle campagne sperimentali a flusso freddo su geometrie TIC, mettendo a disposizione i risultati ottenuti per confronti con simulazioni numeriche.

Partendo dalla geometria e dai dati sperimentali forniti dal DLR, nel presente lavoro sono state effettuate delle simulazioni a vari NPR confrontando due diversi modelli di turbolenza, ovvero il modello  $k - \omega$  e il modello di *Spalart - Allmaras*. L'obiettivo del confronto è individuare l'approccio numerico capace di riprodurre con maggiore accuratezza i dati sperimentali, definendo così il setup più affidabile per l'analisi del fenomeno.

### 3.1 Geometria

Il profilo dell'ugello è stato generato mediante il software GMSH (in figura 3.1), basandosi sui dati geometrici forniti dal DLR nel lavoro "**Current status of numerical flow prediction for separated nozzle flows**" [24] e riassunti nella tabella 3.1. Come specificato nel dataset originale, le coordinate sono normalizzate rispetto al raggio di gola  $R^*$ , definendo così un profilo espresso in coordinate adimensionali  $(x/R^*; R/R^*)$ .

$x/R^*$	$R/R^*$	$x/R^*$	$R/R^*$	$x/R^*$	$R/R^*$	$x/R^*$	$R/R^*$	$x/R^*$	$R/R^*$
-4.500	2.000	0.101	1.010	1.649	1.650	3.299	2.289	6.298	3.169
-4.000	2.000	0.150	1.023	1.702	1.672	3.399	2.324	6.401	3.195
-3.000	2.000	0.200	1.040	1.751	1.693	3.501	2.359	6.498	3.218
-2.600	2.000	0.250	1.057	1.801	1.714	3.598	2.392	6.602	3.243
-2.590	2.000	0.300	1.075	1.852	1.735	3.702	2.427	6.700	3.266
-2.588	2.000	0.350	1.094	1.899	1.755	3.801	2.459	6.799	3.289
-2.580	2.000	0.399	1.113	1.950	1.776	3.901	2.492	6.898	3.312
-2.550	1.999	0.450	1.133	2.002	1.797	4.003	2.525	6.998	3.335
-2.500	1.996	0.501	1.154	2.050	1.817	4.099	2.556	7.099	3.358
-2.450	1.990	0.552	1.175	2.099	1.837	4.203	2.588	7.200	3.380
-2.400	1.982	0.599	1.194	2.152	1.858	4.301	2.619	7.302	3.403
-2.350	1.971	0.650	1.216	2.201	1.878	4.401	2.650	7.397	3.423
-2.300	1.958	0.700	1.237	2.251	1.898	4.501	2.680	7.500	3.446
-2.250	1.941	0.749	1.258	2.301	1.918	4.603	2.711	7.604	3.468
-2.200	1.922	0.802	1.281	2.352	1.938	4.609	2.713	7.700	3.488
-2.165	1.906	0.849	1.302	2.398	1.956	4.699	2.739	7.798	3.509
-2.160	1.904	0.898	1.323	2.450	1.976	4.802	2.770	7.903	3.531
-2.150	1.899	0.951	1.346	2.501	1.996	4.900	2.798	8.001	3.551
-1.250	1.480	1.002	1.369	2.549	2.014	4.999	2.826	8.100	3.571
-0.440	1.102	1.050	1.390	2.601	2.034	5.099	2.855	8.200	3.591
-0.430	1.097	1.099	1.411	2.649	2.053	5.200	2.883	8.300	3.611
-0.400	1.083	1.148	1.433	2.698	2.071	5.301	2.911	8.400	3.631
-0.350	1.063	1.199	1.455	2.751	2.091	5.403	2.939	8.502	3.650
-0.300	1.046	1.250	1.478	2.801	2.109	5.500	2.965	8.603	3.670
-0.250	1.032	1.302	1.500	2.850	2.128	5.597	2.991	8.697	3.688
-0.200	1.020	1.351	1.522	2.900	2.146	5.701	3.018	8.903	3.726
-0.150	1.011	1.400	1.543	2.950	2.164	5.800	3.044	8.999	3.744
-0.100	1.005	1.450	1.565	3.000	2.183	4.900	2.798	9.000	3.744
-0.050	1.001	1.501	1.587	3.005	2.185	5.900	3.070		
0.000	1.000	1.548	1.607	3.097	2.218	6.000	3.095		
0.050	1.002	1.600	1.629	3.200	2.254	6.101	3.121		

Tabella 3.1: Coordinate normalizzate del profilo dell'ugello ( $x/R^*$ ,  $R/R^*$ )

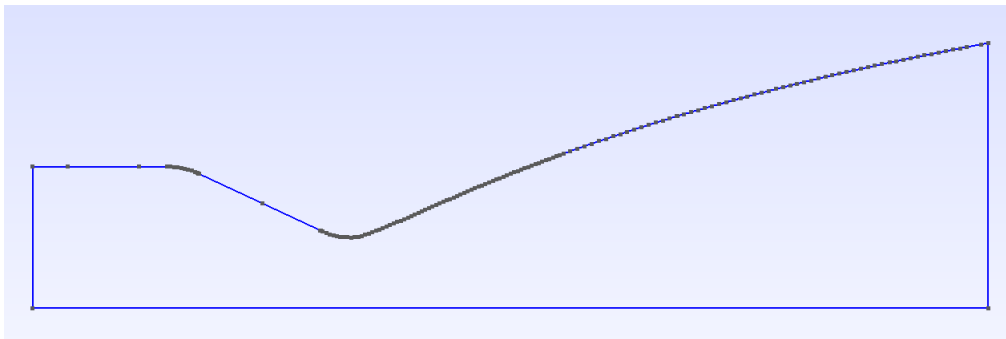


Figura 3.1: Geometria dell'ugello

Al fine di simulare correttamente l'espansione del getto, l'ugello è stato inserito in un dominio computazione esterno che si estende assialmente per una lunghezza pari a  $15 \cdot r_e$  e radialmente per  $10 \cdot r_e$ , dove  $r_e$  rappresenta il raggio della sezione di uscita dell'ugello. La discretizzazione del dominio è stata effettuata utilizzando il generatore di mesh integrato nel software Ansys Fluent. La griglia all'interno dell'ugello è composta da  $150 \times 110$  elementi, mentre per il campo esterno è stata adottata una risoluzione di  $100 \times 80$  elementi.

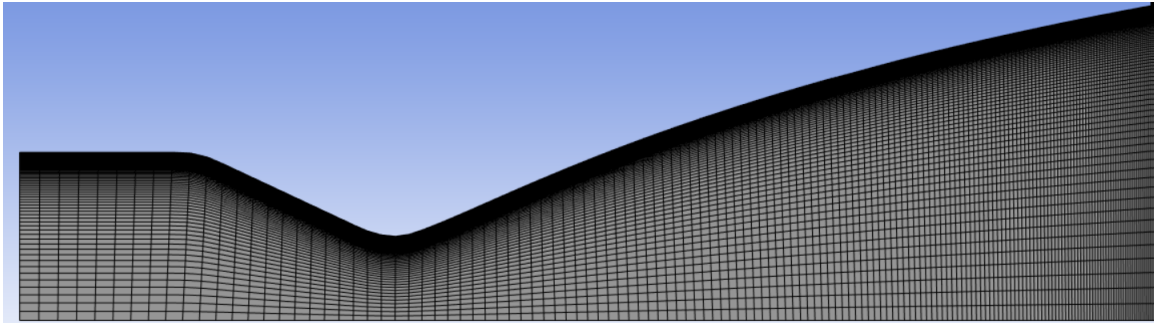


Figura 3.2: Mesh dell'ugello

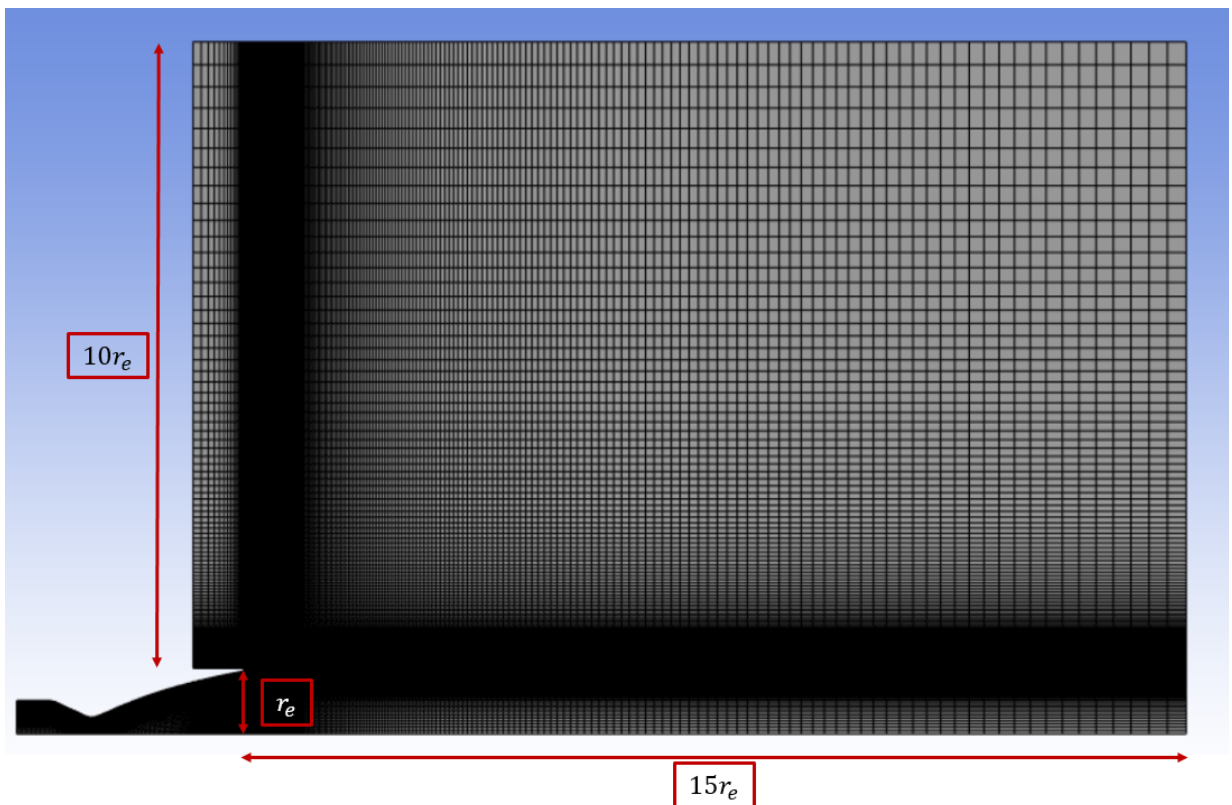


Figura 3.3: Mesh di ugello e campo esterno

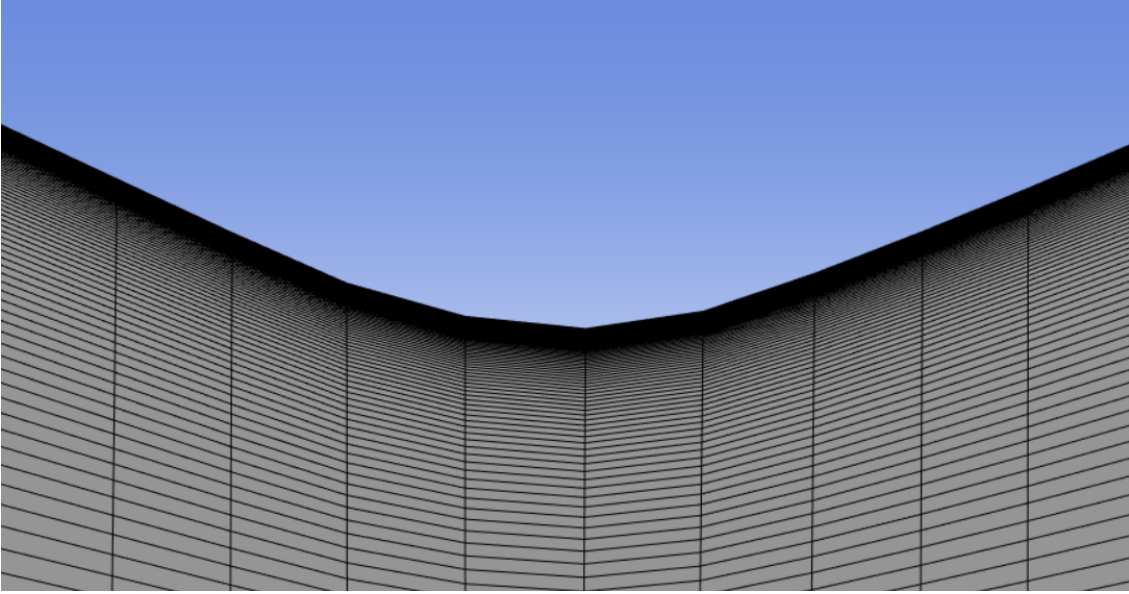


Figura 3.4: Zoom della mesh in gola

## 3.2 Condizioni al contorno

Conclusa la fase di discretizzazione, si è proceduto alla definizione delle condizioni al contorno nel solutore Ansys Fluent. Per simulare il comportamento del fluido sono state impostate condizioni di *pressure-inlet* all'ingresso dell'ugello e di *pressure-outlet* in corrispondenza del campo esterno. Un parametro fondamentale è la temperatura totale, che per tutte le simulazioni è stata fissata a  $T^\circ = 283$  K. Questa scelta non è casuale: l'utilizzo di gas freddo permette infatti di replicare agevolmente le condizioni operative all'interno di un laboratorio sperimentale, facilitando il confronto tra i risultati numerici e i dati rilevati strumentalmente senza le complicazioni termiche legate a flussi reagenti o ad alta temperatura.

La pressione totale  $P^\circ$  è stata invece definita in funzione del Nozzle Pressure Ratio (NPR), parametro che governa l'evoluzione del flusso e il punto di distacco del flusso. Considerando una pressione ambiente  $P_{amb} = 99010$  Pa, l'NPR è calcolato come:

$$NPR = \frac{P^\circ}{P_{amb}}.$$

Per impostare correttamente i valori di pressione statica necessari ad Ansys per svolgere il calcolo, è stato necessario determinare il numero di Mach nelle sezioni caratteristiche. Poiché la portata di massa deve rimanere costante lungo l'ugello, tra la sezione di ingresso (indicata col pedice  $i$ ) e la sezione di gola (indicata col pedice  $t$ ), vale la relazione:

$$\frac{P_i^\circ A_i}{\sqrt{RT_i^\circ}} \frac{\sqrt{\gamma} M_i}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_i^2\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}} = \frac{P_t^\circ A_t}{\sqrt{RT_t^\circ}} \frac{\sqrt{\gamma} M_t}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_t^2\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}}$$

Assumendo che la gola sia in condizioni critiche ( $M_t = 1$ ) e considerando la conservazione delle grandezze totali ( $P_i^\circ = P_t^\circ$  e  $T_i^\circ = T_t^\circ$ ), l'equazione si semplifica nel rapporto tra le

funzioni di area:

$$\frac{A_i}{A_t} = \frac{f(M_t = 1)}{f(M_i)}$$

Essendo noti i dati geometrici delle sezioni  $A_i$  e  $A_t$ , è stato possibile ricavare il numero di Mach in ingresso  $M_i$ . Analogamente, ripetendo il calcolo per la sezione di uscita (indicata col pedice  $e$ ), si è ottenuto il valore del Mach di espansione teorico. I risultati dei calcoli sono i seguenti:

- $M_i = 0.1465$
- $M_e = 4.3052$

Infine, partendo dai valori di  $M_i$  e  $P^\circ$  stabiliti per ogni caso, sono state utilizzate le relazioni di isentropicità per determinare la pressione statica di ingresso richiesta da Ansys Fluent per avviare il calcolo numerico. I parametri specifici adottati per ogni simulazione sono riportati nella Tabella 3.2.

<b>NPR</b>	$P^\circ$ [Pa]	$p$ [Pa]
10	990100	$9.7537 \cdot 10^5$
15	1485150	$1.4631 \cdot 10^6$
20	1980200	$1.9507 \cdot 10^6$
25.25	2500002.5	$2.4628 \cdot 10^6$
30	2970300	$2.9261 \cdot 10^6$
35	3465350	$3.4138 \cdot 10^6$
40	3960400	$3.9015 \cdot 10^6$
45	4455450	$4.3892 \cdot 10^6$
50	4950500	$4.8768 \cdot 10^6$
55	5445550	$5.3645 \cdot 10^6$

Tabella 3.2: Dati utilizzati per le simulazioni

### 3.3 Modelli di turbolenza

I flussi in uscita dagli ugelli propulsivi sono caratterizzati da elevati numeri di Reynolds, che ne determinano la natura intrinsecamente turbolenta. La risoluzione numerica di tali flussi mediante tecniche *Direct Numerical Simulation* (DNS), che risolvono tutte le scale spaziali e temporali, o *Large Eddy Simulation* (LES), che risolvono solo le scale macroscopiche filtrando le minori, risulta estremamente onerosa in termini di risorse computazionali per applicazioni ingegneristiche. Per tale ragione, si ricorre comunemente all'approccio RANS (*Reynolds-Averaged Navier-Stokes*) [2]. Questi modelli rinunciano alla risoluzione dettagliata delle fluttuazioni turbolente, concentrandosi sulla determinazione del campo medio del moto. Ciò permette di ottenere un'accurata descrizione del fenomeno con un costo computazionale contenuto.

Nell'ambito di flussi comprimibili, alle equazioni di Navier-Stokes viene applicato l'operatore di media di Favre [6] (media pesata sulla densità). Tale procedura introduce nelle equazioni di governo un termine aggiuntivo noto come tensore degli sforzi di Favre  $\tau^F$ , il quale rappresenta l'effetto delle fluttuazioni turbolente non risolte sul campo medio. Questo tensore viene approssimato tramite l'ipotesi di Boussinesq, che mette in relazione gli sforzi turbolenti con le deformazioni del campo medio attraverso la viscosità turbolenta  $\mu_t$ , nota anche come *Eddy Viscosity*.

Nel presente lavoro, per il calcolo della viscosità turbolenta, sono stati selezionati e confrontati due tra i modelli più diffusi in ambito aerospaziale: il modello  $k - \omega$  SST [15] e il modello di *Spalart - Allmaras* [23].

#### 3.3.1 Modello $k - \omega$ SST

Il modello  $k - \omega$  è un modello a due equazioni di trasporto: una dedicata all'energia cinetica turbolenta  $k$  e l'altra alla dissipazione specifica  $\omega$ . Attraverso un'analisi dimensionale, queste due variabili permettono di ricavare localmente il valore della viscosità turbolenta. Tale formulazione è rinomata per l'elevata accuratezza nel descrivere lo strato limite in prossimità delle pareti, dimostrandosi particolarmente robusta anche in presenza di gradienti di pressione avversi e fenomeni di separazione del flusso.

Le equazioni di trasporto sono:

$$\frac{\partial \bar{\rho}k}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{q}_i k)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - \beta^* \bar{\rho} \omega k$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}\omega}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{q}_i \omega)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \frac{\gamma\omega}{k} G_k - \beta \rho \omega^2 + \rho \frac{\sigma_d}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}$$

in cui,  $\mu$  è la viscosità molecolare,  $\sigma_k$ ,  $\sigma_d$  e  $\sigma_\omega$  sono delle costanti empiriche,  $G_k$  e  $\frac{\gamma\omega}{k} G_k$  sono i termini di produzione,  $\beta^* \bar{\rho} \omega k$  e  $\beta \rho \omega^2$  sono i termini di distruzione. Una volta noti  $k$  e  $\omega$  in ogni istante, si ricava la viscosità turbolenta  $\mu_t$  con un'analisi dimensionale. Questa viene poi sostituita nell'equazione del Modello lineare di Boussinesq e ci restituisce l'espressione del tensore degli sforzi di Favre  $\tau^F$  introdotto nel precedente paragrafo:

$$\tau_{ij}^F = 2\mu_t \tilde{S}_{ij} - \frac{2}{3}\mu_t \frac{\partial \tilde{q}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} - \frac{2}{3}\bar{\rho}k \delta_{ij}$$

### 3.3.2 Modello di Spalart-Allmaras

Il modello di *Spalart – Allmaras* è un modello a singola equazione di trasporto, formulato specificamente per applicazioni aerodinamiche. Esso risolve un'equazione per una variabile di viscosità turbolenta modificata  $\tilde{\nu}$ , dalla quale si ricava successivamente  $\mu_t$ . Il modello è ottimizzato per flussi ad alto numero di Reynolds che presentano un regime turbolento sin dalle prime fasi del dominio. Questa caratteristica è fondamentale per l'applicazione del modello: i termini di produzione e distruzione nell'equazione di trasporto sono direttamente proporzionali a  $\tilde{\nu}$ . Di conseguenza, se il campo iniziale non presentasse già una natura turbolenta (con  $\tilde{\nu} > 0$ ), tali termini rimarrebbero nulli, impedendo lo sviluppo della turbolenza stessa. Il principale vantaggio di questo approccio risiede nella sua notevole stabilità numerica, che consente l'adozione di passi temporali meno restrittivi, specialmente durante il transitorio iniziale della simulazione.

L'equazione di trasporto è:

$$\frac{\partial \rho \tilde{\nu}}{\partial t} + \frac{\partial(\rho q_i \tilde{\nu})}{\partial x_i} = \rho(P - D) + \frac{1}{\sigma} \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \rho(\nu + \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_i} \right] + \frac{C_{b2}}{\sigma} \rho \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_i} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_i} - \frac{1}{\sigma} (\nu + \tilde{\nu}) \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_i}$$

in cui  $\nu$  è la viscosità molecolare cinematica,  $C_{b2}$  e  $\sigma$  sono due costanti, mentre  $P$  e  $D$  sono rispettivamente il termine di produzione e di distruzione descritti in precedenza. Una volta risolta l'equazione, la viscosità turbolenta da inserire nell'equazione di Boussinesq per calcolare il tensore degli sforzi di Favre è

$$\mu_t = \rho \tilde{\nu} f_{v_1}$$

in cui  $f_{v_1}$  è una funzione di correzione che dipende dal rapporto tra la viscosità turbolenta e quella molecolare.

### 3.3.3 Confronto tra i modelli

In letteratura non esiste un consenso univoco su quale modello sia superiore in assoluto, poiché l'accuratezza dei risultati dipende fortemente dalla fisica del caso analizzato. Per tale motivo, le analisi fluidodinamiche del presente lavoro sono state condotte con entrambi i modelli, al fine di determinare quale configurazione numerica sia in grado di approssimare con maggior precisione i dati sperimentali forniti dal DLR. In particolare questi dati sperimentali sono riferiti a  $NPR = 25.25$ .

## 3.4 Analisi al variare di NPR

Di seguito si riportano i risultati ottenuti al variare dell'NPR, utilizzando i due modelli di turbolenza discussi in precedenza.

### 3.4.1 NPR=10

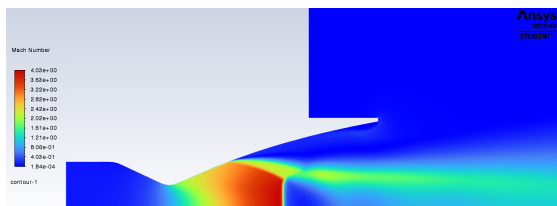


Figura 3.5: Campo di Mach con modello  $k-\omega$

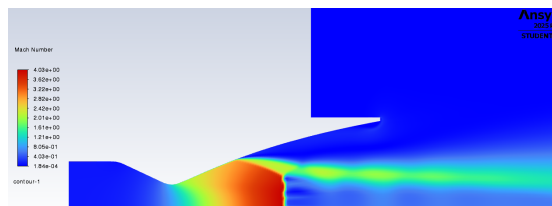


Figura 3.6: Campo di Mach con modello S-A

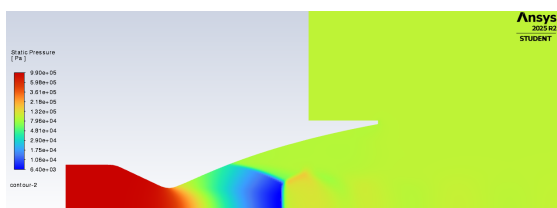


Figura 3.7: Campo del gradiente di pressione con modello  $k-\omega$

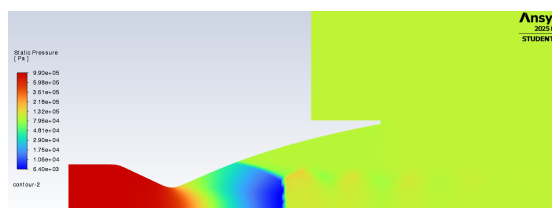


Figura 3.8: Campo del gradiente di pressione con modello S-A

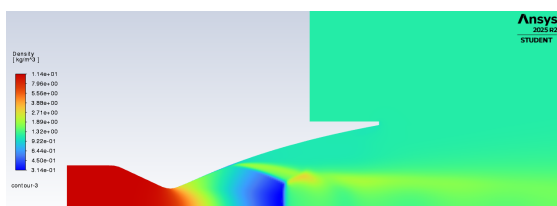


Figura 3.9: Campo del gradiente di densità con modello  $k-\omega$

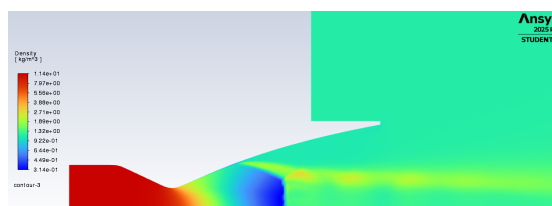


Figura 3.10: Campo del gradiente di densità con modello S-A



Figura 3.11: Campo di viscosità turbolenta con modello  $k-\omega$

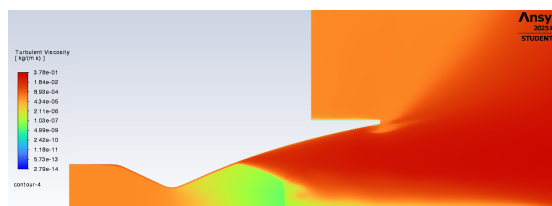


Figura 3.12: Campo di viscosità turbolenta con modello S-A

### 3.4.2 NPR=15

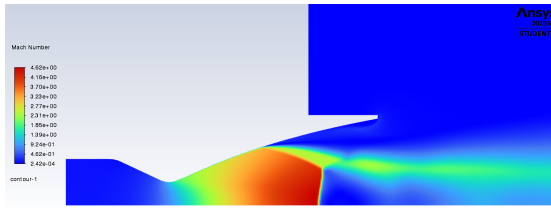


Figura 3.13: Campo di Mach con modello  $k-\omega$

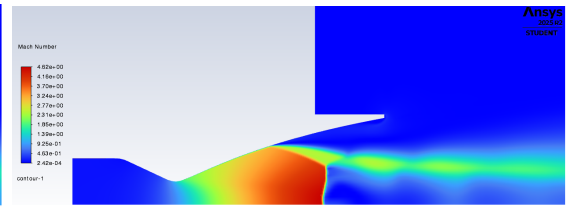


Figura 3.14: Campo di Mach con modello S-A

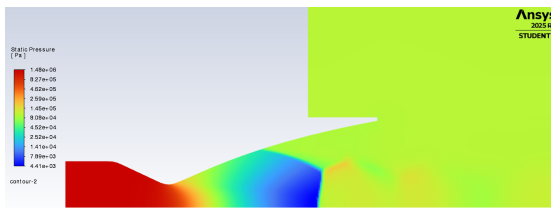


Figura 3.15: Campo del gradiente di pressione con modello  $k-\omega$

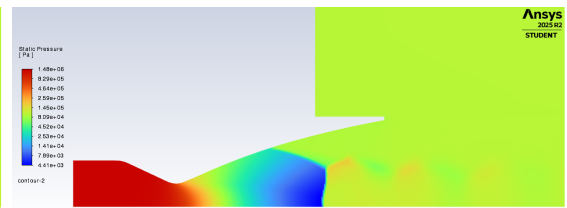


Figura 3.16: Campo del gradiente di pressione con modello S-A

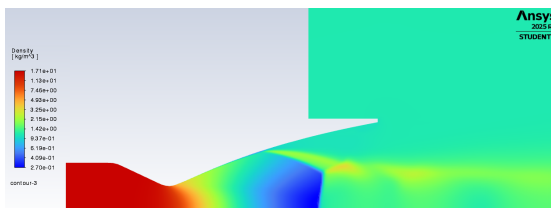


Figura 3.17: Campo del gradiente di densità con modello  $k-\omega$

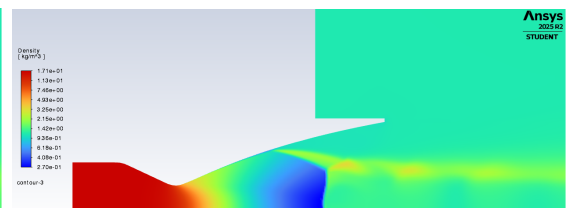


Figura 3.18: Campo del gradiente di densità con modello S-A



Figura 3.19: Campo di viscosità turbolenta con modello  $k-\omega$

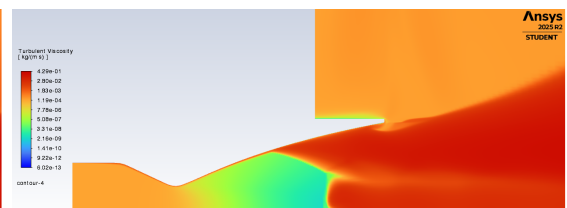


Figura 3.20: Campo di viscosità turbolenta con modello S-A

### 3.4.3 NPR=20

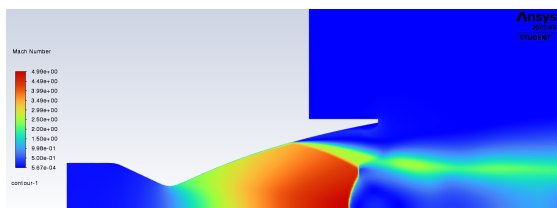


Figura 3.21: Campo di Mach con modello  $k-\omega$

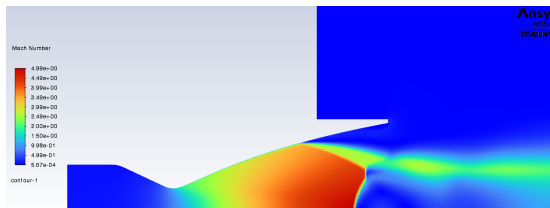


Figura 3.22: Campo di Mach con modello S-A

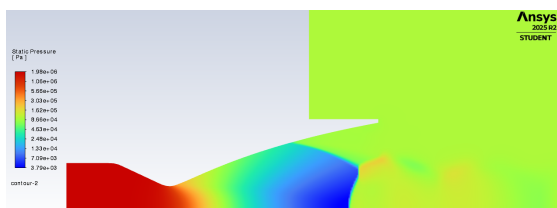


Figura 3.23: Campo del gradiente di pressione con modello  $k-\omega$

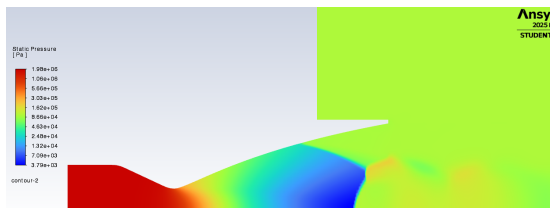


Figura 3.24: Campo del gradiente di pressione con modello S-A

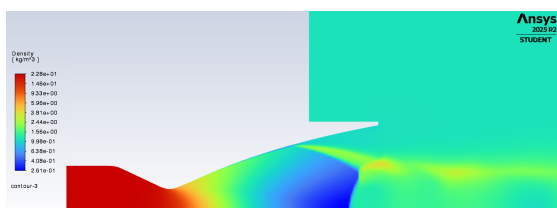


Figura 3.25: Campo del gradiente di densità con modello  $k-\omega$

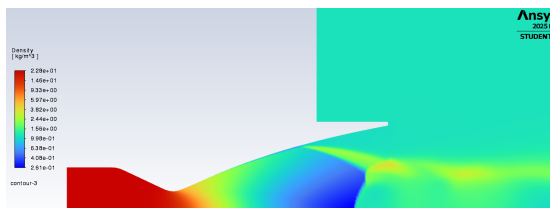


Figura 3.26: Campo del gradiente di densità con modello S-A

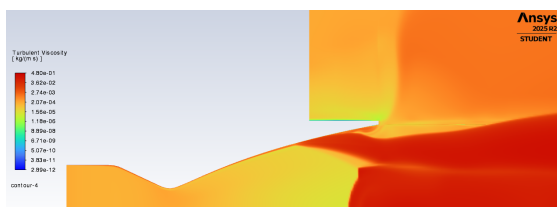


Figura 3.27: Campo di viscosità turbolenta con modello  $k-\omega$

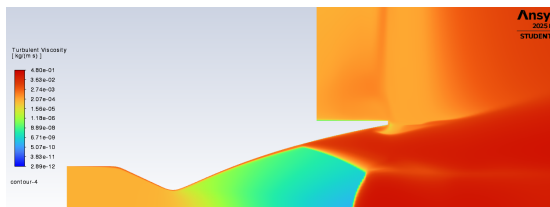


Figura 3.28: Campo di viscosità turbolenta con modello S-A

### 3.4.4 NPR=25.25

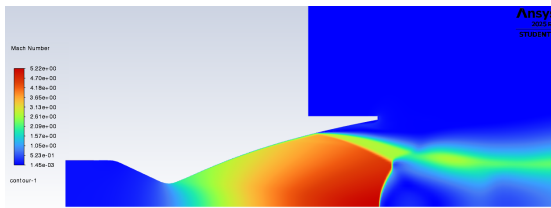


Figura 3.29: Campo di Mach con modello  $k-\omega$

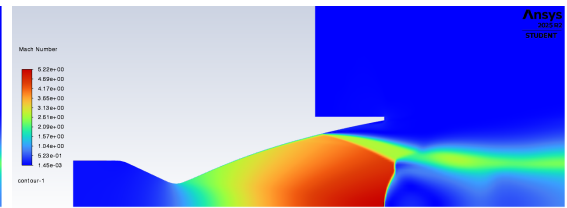


Figura 3.30: Campo di Mach con modello S-A

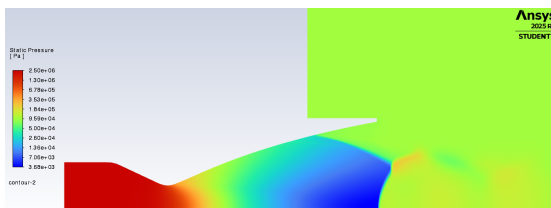


Figura 3.31: Campo del gradiente di pressione con modello  $k-\omega$

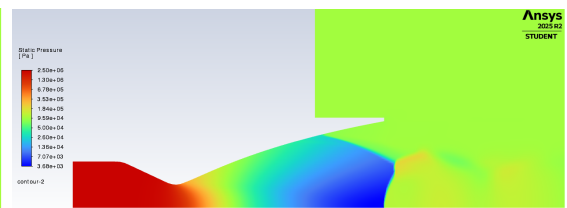


Figura 3.32: Campo del gradiente di pressione con modello S-A

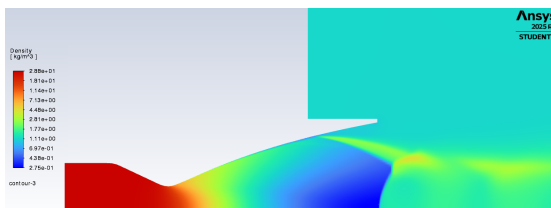


Figura 3.33: Campo del gradiente di densità con modello  $k-\omega$

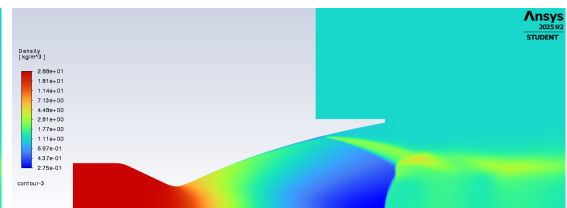


Figura 3.34: Campo del gradiente di densità con modello S-A

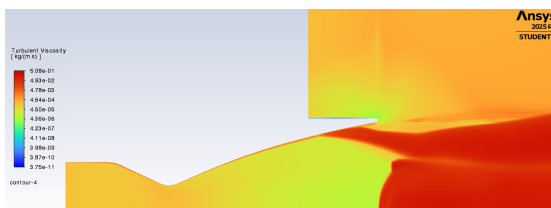


Figura 3.35: Campo di viscosità turbolenta con modello  $k-\omega$

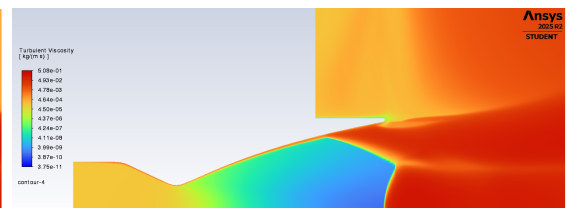


Figura 3.36: Campo di viscosità turbolenta con modello S-A

Per il caso  $NPR = 25.25$  è stato fatto il confronto con i dati sperimentali disponibili. Si può notare come, in questo caso, il metodo di *Spalart – Allmaras* è quello che restituisce dei risultati più vicini a quelli sperimentali forniti dal DLR.

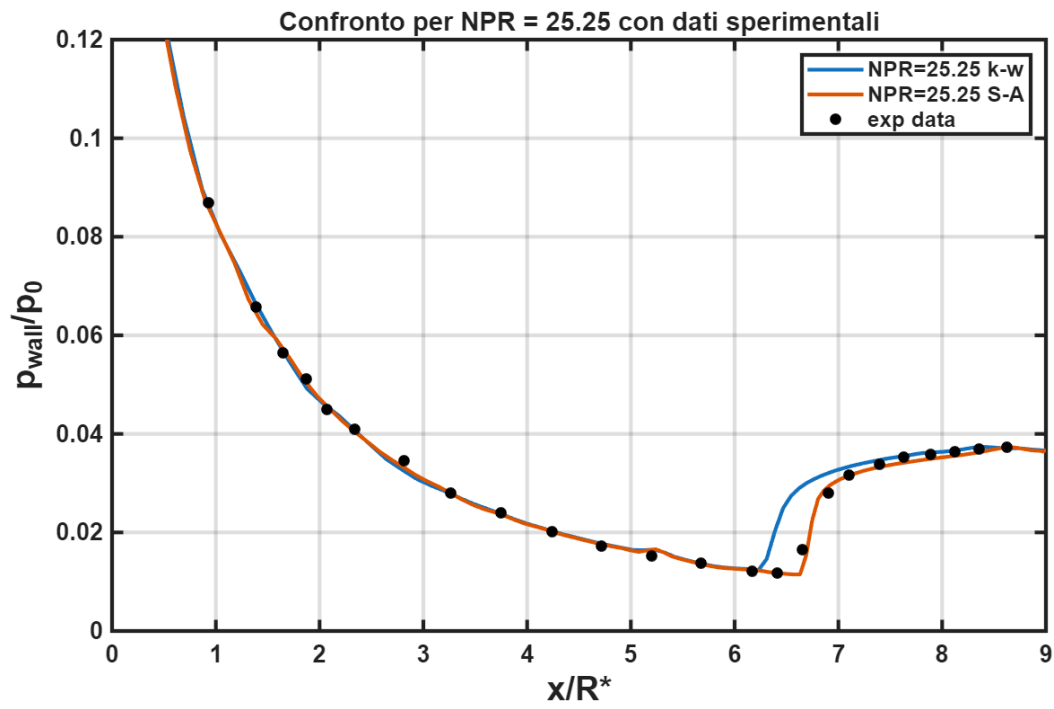


Figura 3.37: Confronto con i dati sperimentali

### 3.4.5 NPR=30

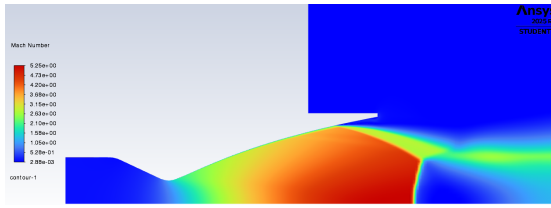


Figura 3.38: Campo di Mach con modello  $k-\omega$

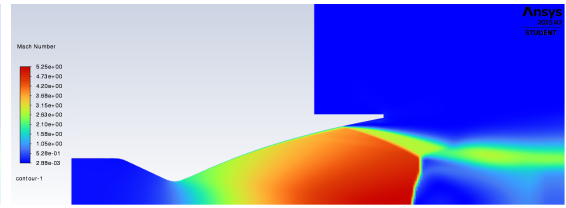


Figura 3.39: Campo di Mach con modello S-A

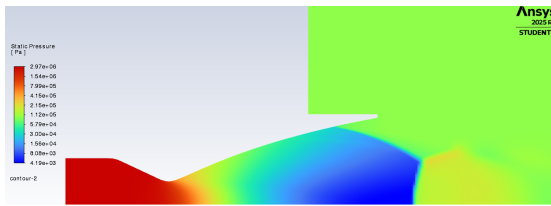


Figura 3.40: Campo del gradiente di pressione con modello  $k-\omega$

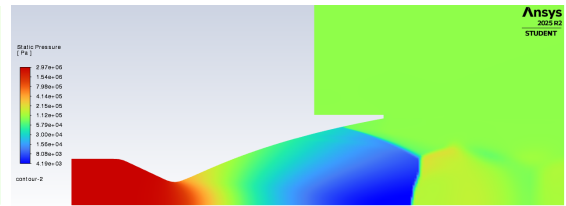


Figura 3.41: Campo del gradiente di pressione con modello S-A

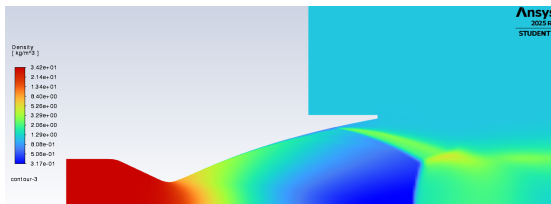


Figura 3.42: Campo del gradiente di densità con modello  $k-\omega$

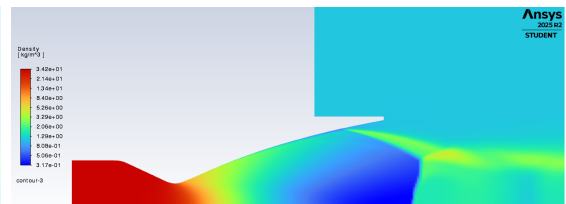


Figura 3.43: Campo del gradiente di densità con modello S-A

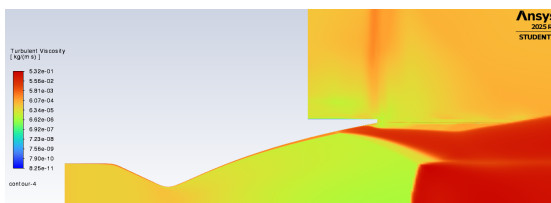


Figura 3.44: Campo di viscosità turbolenta con modello  $k-\omega$

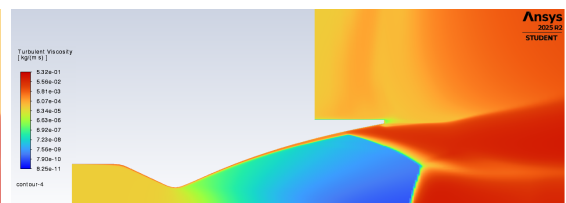


Figura 3.45: Campo di viscosità turbolenta con modello S-A

### 3.4.6 NPR=35

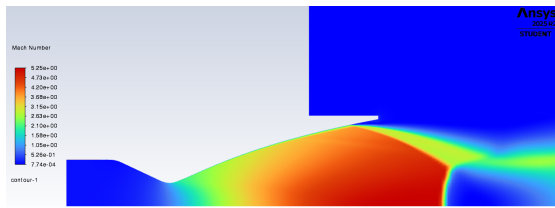


Figura 3.46: Campo di Mach con modello  $k-\omega$

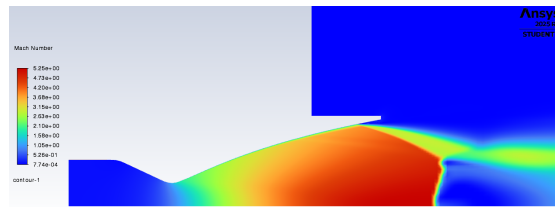


Figura 3.47: Campo di Mach con modello S-A

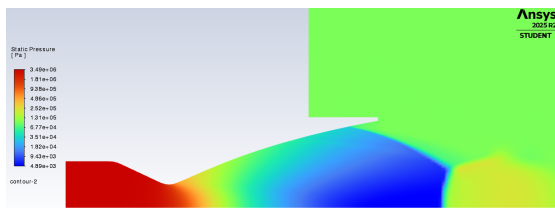


Figura 3.48: Campo del gradiente di pressione con modello  $k-\omega$

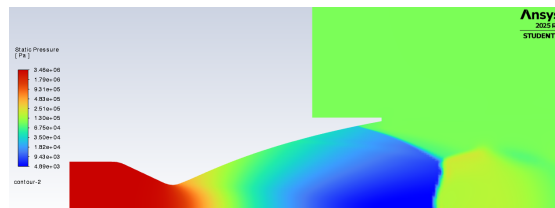


Figura 3.49: Campo del gradiente di pressione con modello S-A

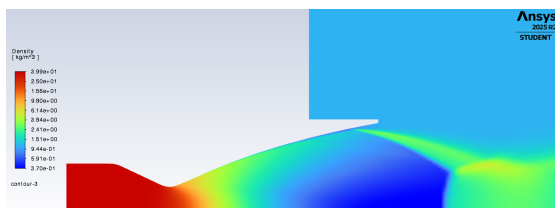


Figura 3.50: Campo del gradiente di densità con modello  $k-\omega$

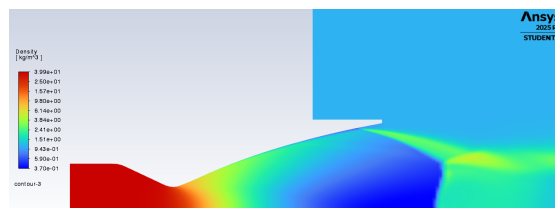


Figura 3.51: Campo del gradiente di densità con modello S-A

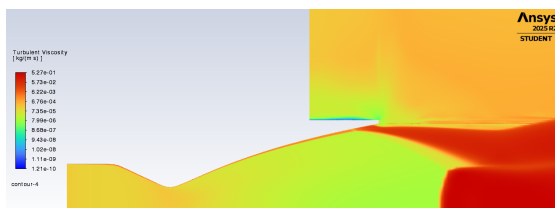


Figura 3.52: Campo di viscosità turbolenta con modello  $k-\omega$

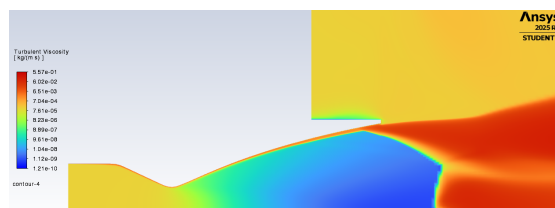


Figura 3.53: Campo di viscosità turbolenta con modello S-A

### 3.4.7 NPR=40

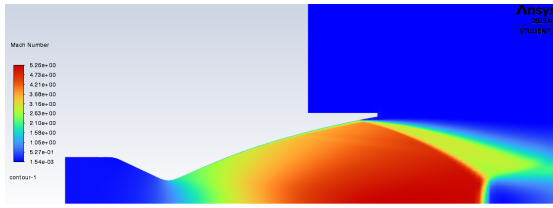


Figura 3.54: Campo di Mach con modello  $k-\omega$

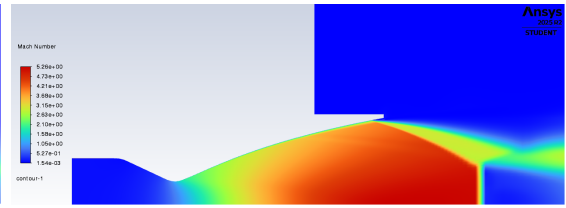


Figura 3.55: Campo di Mach con modello S-A

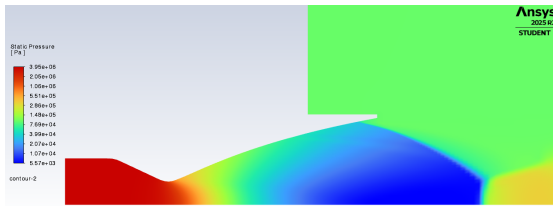


Figura 3.56: Campo del gradiente di pressione con modello  $k-\omega$

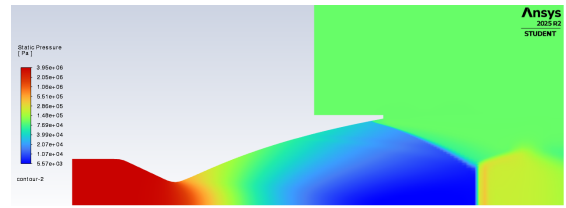


Figura 3.57: Campo del gradiente di pressione con modello S-A

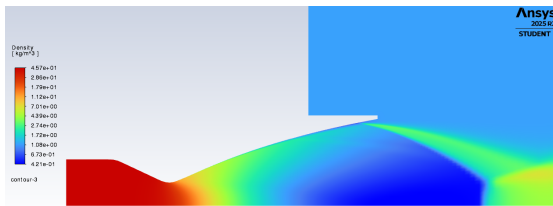


Figura 3.58: Campo del gradiente di densità con modello  $k-\omega$

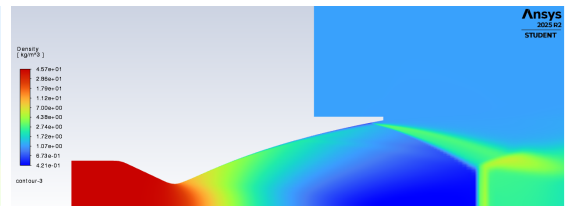


Figura 3.59: Campo del gradiente di densità con modello S-A

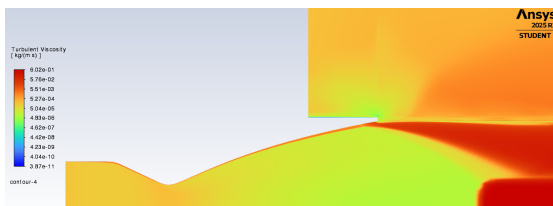


Figura 3.60: Campo di viscosità turbolenta con modello  $k-\omega$

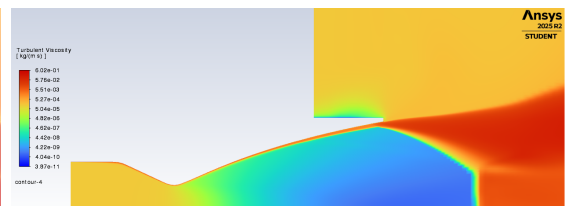


Figura 3.61: Campo di viscosità turbolenta con modello S-A

### 3.4.8 NPR=45

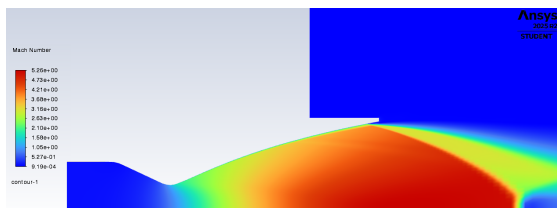


Figura 3.62: Campo di Mach con modello  $k-\omega$

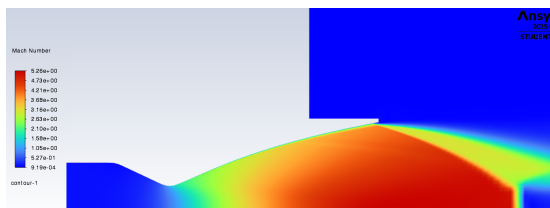


Figura 3.63: Campo di Mach con modello S-A

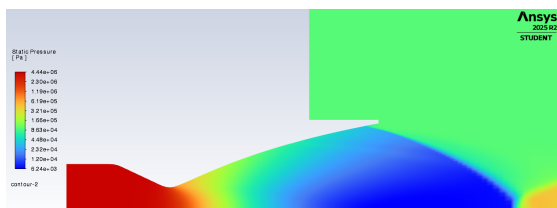


Figura 3.64: Campo del gradiente di pressione con modello  $k-\omega$

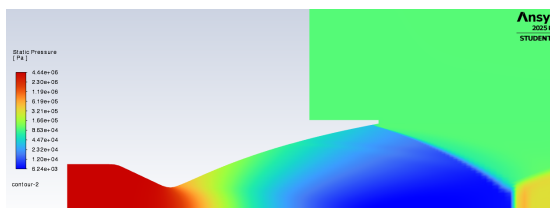


Figura 3.65: Campo del gradiente di pressione con modello S-A

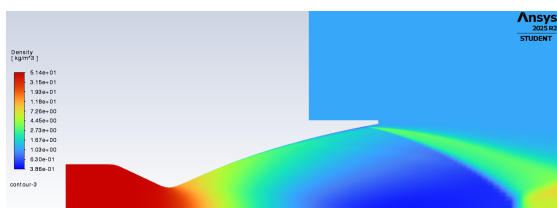


Figura 3.66: Campo del gradiente di densità con modello  $k-\omega$

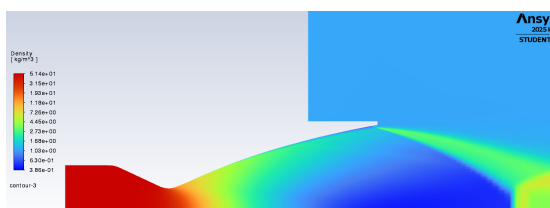


Figura 3.67: Campo del gradiente di densità con modello S-A

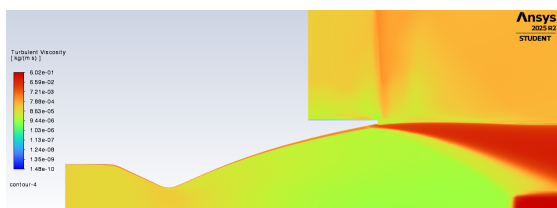


Figura 3.68: Campo di viscosità turbolenta con modello  $k-\omega$

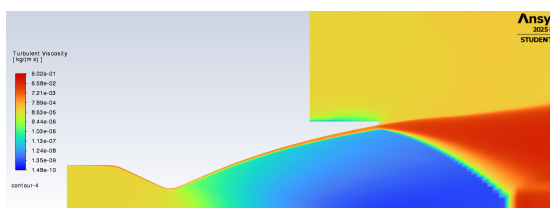


Figura 3.69: Campo di viscosità turbolenta con modello S-A

### 3.4.9 NPR=50

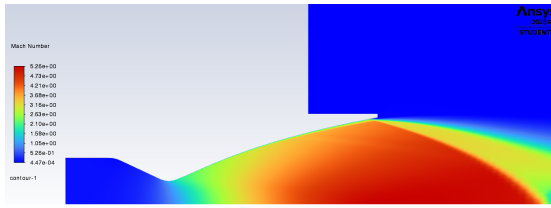


Figura 3.70: Campo di Mach con modello k- $\omega$

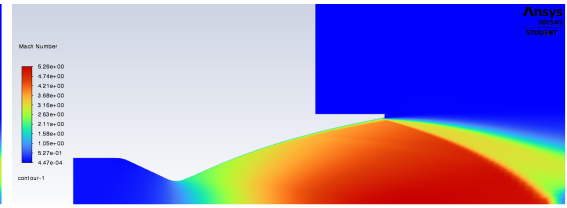


Figura 3.71: Campo di Mach con modello S-A

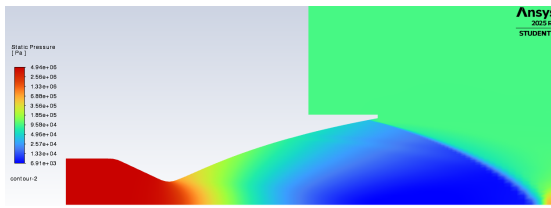


Figura 3.72: Campo del gradiente di pressione con modello k- $\omega$

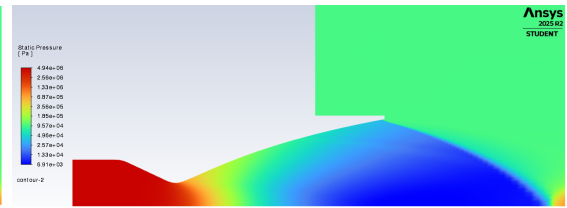


Figura 3.73: Campo del gradiente di pressione con modello S-A

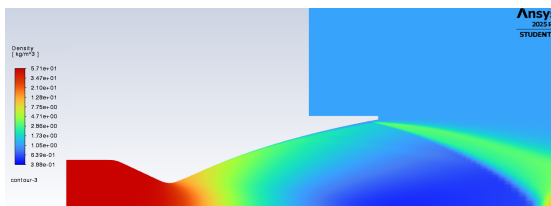


Figura 3.74: Campo del gradiente di densità con modello k- $\omega$

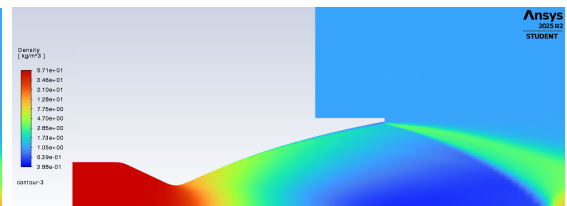


Figura 3.75: Campo del gradiente di densità con modello S-A

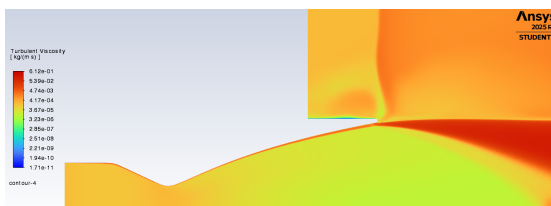


Figura 3.76: Campo di viscosità turbolenta con modello k- $\omega$

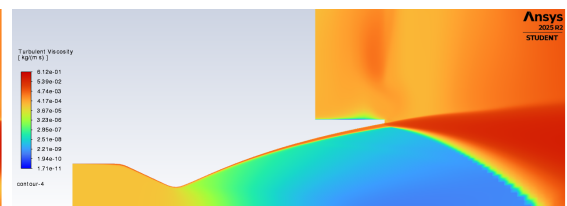


Figura 3.77: Campo di viscosità turbolenta con modello S-A

### 3.4.10 NPR=55

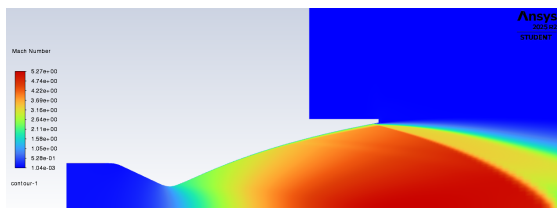


Figura 3.78: Campo di Mach con modello  $k-\omega$

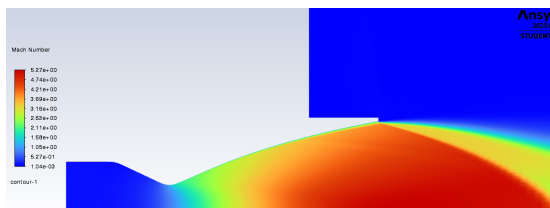


Figura 3.79: Campo di Mach con modello S-A

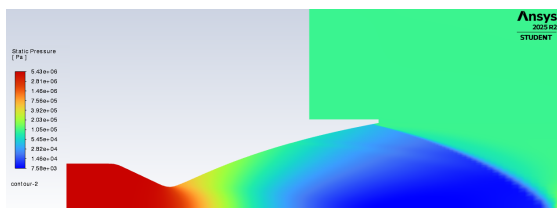


Figura 3.80: Campo del gradiente di pressione con modello  $k-\omega$

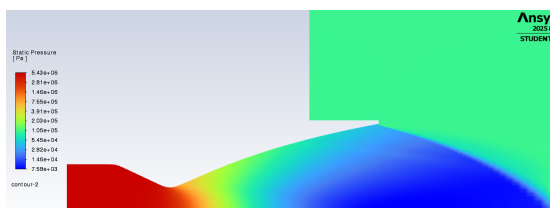


Figura 3.81: Campo del gradiente di pressione con modello S-A

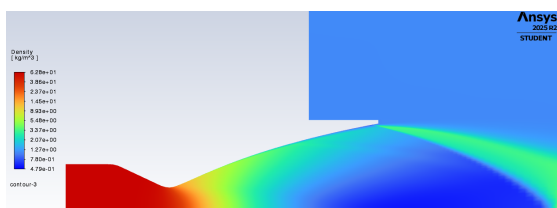


Figura 3.82: Campo del gradiente di densità con modello  $k-\omega$

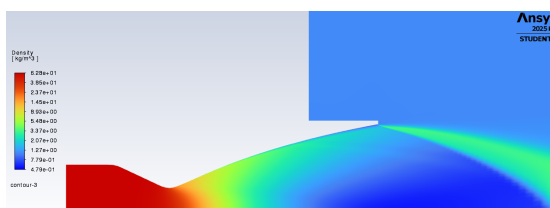


Figura 3.83: Campo del gradiente di densità con modello S-A

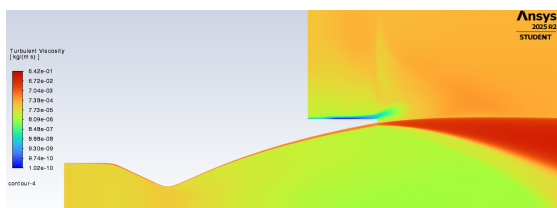


Figura 3.84: Campo di viscosità turbolenta con modello  $k-\omega$

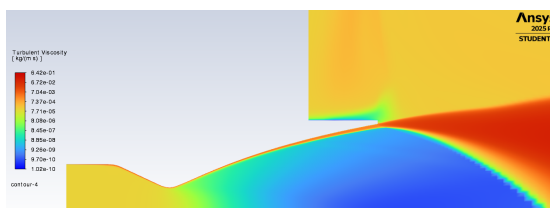


Figura 3.85: Campo di viscosità turbolenta con modello S-A

### 3.5 Conclusioni

Di seguito si riportano gli andamenti della pressione a parete normalizzata rispetto alla pressione ambiente ( $p_{wall}/p_0$ ), in funzione della coordinata assiale normalizzata rispetto al raggio di gola ( $x/R^*$ ). I profili di pressione ottenuti riflettono fenomenologicamente quanto atteso in regime di Free Shock Separation (FSS). All'interno della porzione divergente, la pressione decresce inizialmente seguendo l'espansione isoentropica del fluido; in corrispondenza del punto di distacco, si osserva una brusca risalita (pressure rise) indotta dalla presenza di un sistema di urti obliqui. A valle della separazione, l'andamento della pressione a parete mostra un recupero graduale verso il valore della pressione ambiente, indicando che il flusso non è più guidato dalla geometria dell'ugello, ma evolve in una regione di ricircolo stazionaria che isola il getto supersonico dalla superficie interna.

Come discusso nel paragrafo 3.4.4, il modello di turbolenza di *Spalart – Allmaras* è risultato quello più idoneo nell'approssimare i dati sperimentali. Pertanto, tale modello verrà adottato come riferimento per tutte le analisi successive.

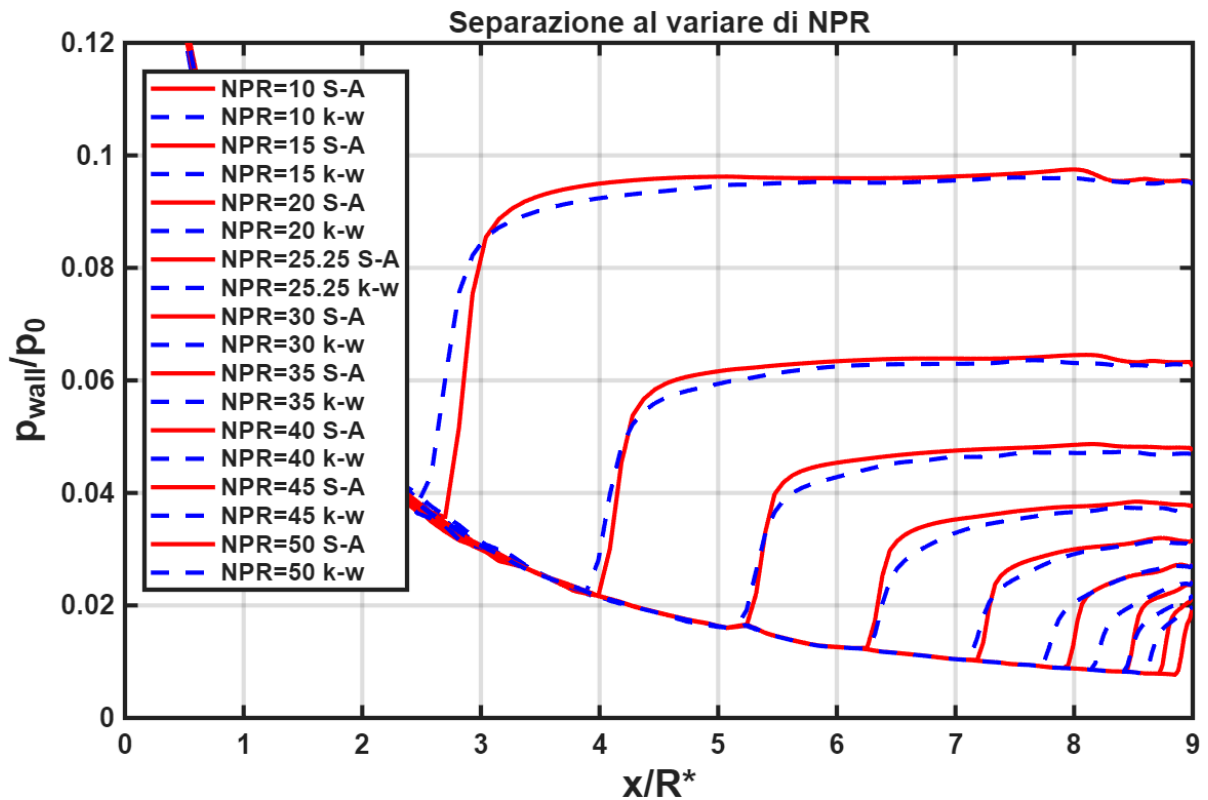


Figura 3.86: Pressione a parete in funzione della posizione

# Capitolo 4

## Condotto di scarico

### 4.1 Effetto eiettore

L'obiettivo primario di questo lavoro è l'ottimizzazione del regime di funzionamento dell'ugello in condizioni di forte sovraespansione. Si ipotizza, infatti, di poter sfruttare il principio dell'**effetto eiettore** [10] per indurre un richiamo forzato di aria dall'ambiente circostante, riducendo la pressione statica localizzata alla sezione d'uscita. Tale manipolazione delle condizioni al contorno ha lo scopo di ritardare il distacco dello strato limite, spostando la coordinata di separazione verso valle e riducendo drasticamente l'insorgenza di carichi laterali asimmetrici (*side-loads*) [20], spesso deleteri per l'integrità strutturale del propulsore. L'idea alla base è quella di sfruttare il trasferimento di quantità di moto [2] tra un fluido ad alta energia, detto fluido primario, che sarebbe il getto supersonico dell'ugello, e un fluido a bassa energia, detto fluido secondario, che sarebbe l'aria ambiente circostante. Per fare ciò l'ugello viene posto all'interno di un condotto di scarico. Dal punto di vista fluidodinamico, il getto primario, espandendosi ad alta velocità nel condotto esterno, agisce come una pompa naturale. Attraverso un processo di trascinamento viscoso che avviene lungo lo strato di miscelamento (*mixing layer*) all'interfaccia tra i due flussi, il fluido primario accelera l'aria secondaria presente nell'intercapedine anulare tra l'ugello e il condotto. Per il principio di conservazione dell'energia, l'accelerazione del fluido secondario induce una sensibile diminuzione della pressione statica locale nella regione della base dell'ugello, generando una condizione di depressione rispetto alla pressione atmosferica esterna. In un ugello sovraespanso operante in regime di *Free Shock Separation* (FSS), la posizione del punto di distacco è strettamente legata al rapporto tra la pressione interna e la pressione ambiente percepita allo scarico. L'effetto eiettore, riducendo efficacemente la pressione locale a valle, mitiga il gradiente di pressione avverso che il flusso deve risalire lungo le pareti divergenti. In questo modo il flusso riesce a rimanere più a lungo attaccato alla parete divergente. Il risultato, quindi, è che la separazione avviene più tardi, cioè più vicino all'uscita, per cui ci si avvicina al regime di funzionamento di adattamento.

Nei paragrafi successivi verranno analizzate sei diverse configurazioni, ottenute variando il raggio del condotto di scarico e il posizionamento relativo dell'ugello rispetto alla sezione d'ingresso dello stesso.

## 4.2 $R_c = 1.5 r_e$ e $x_1 = 2.4 r_e$

### 4.2.1 Geometria e mesh

Per questa prima configurazione, indicando con  $r_e$  il raggio della sezione d'uscita dell'ugello, il condotto di scarico presenta le seguenti caratteristiche:

- raggio  $R_c = 1.5 r_e$
- spessore della parete del condotto  $s_c = r_e$

La sezione d'uscita dell'ugello si trova a una distanza pari a  $x_1 = 2.4 r_e$  a monte dell'ingresso del condotto.

Sulla base di questi parametri sono state generate la geometria e la relativa mesh di calcolo, illustrate nelle figure seguenti.

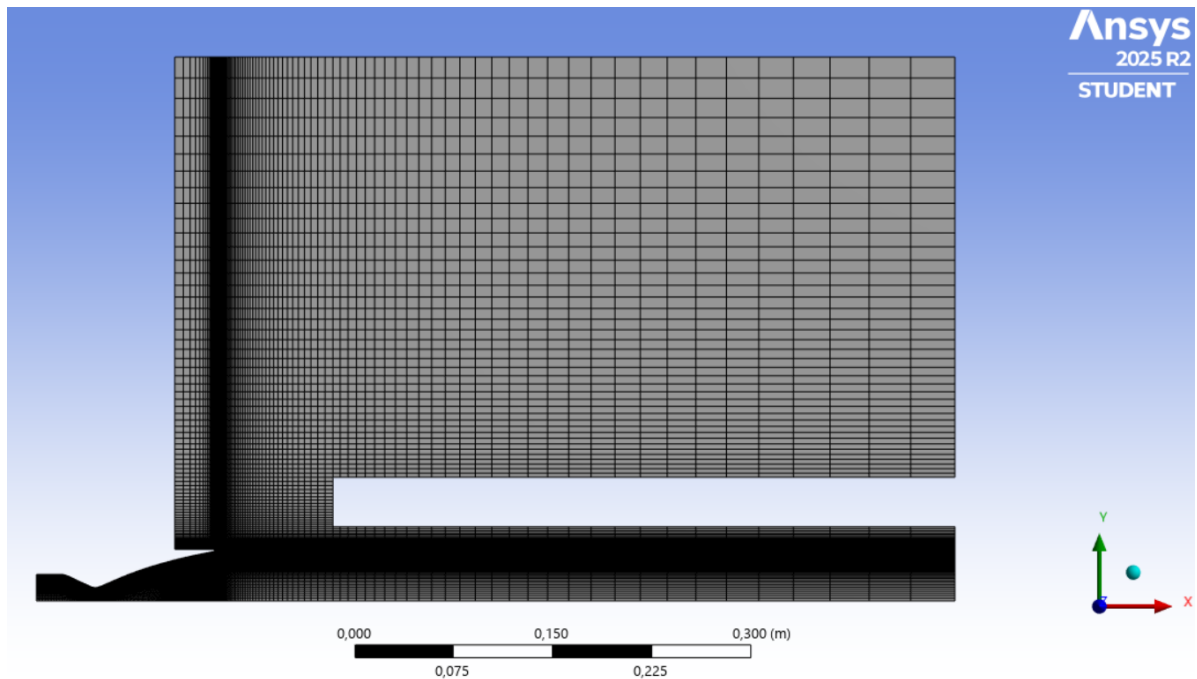


Figura 4.1: Mesh con aggiunta del condotto di scarico

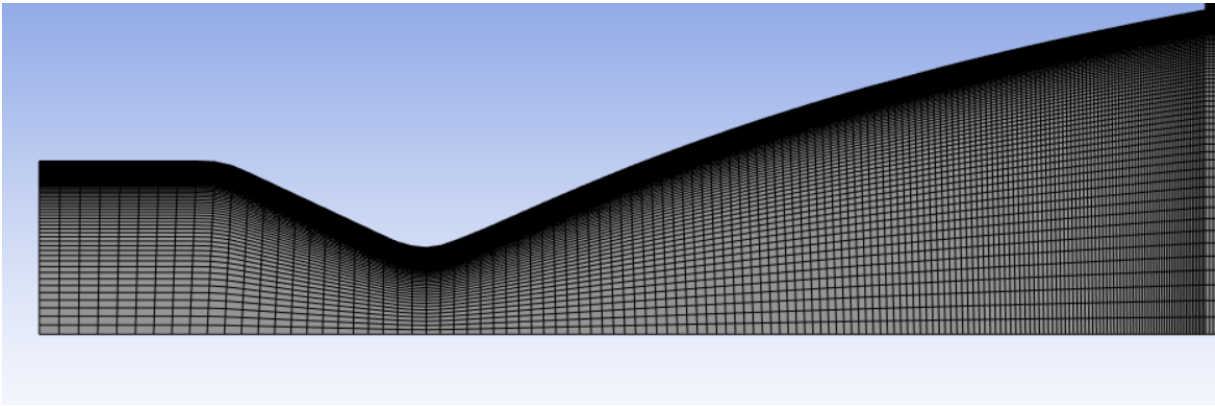


Figura 4.2: Mesh nell'ugello

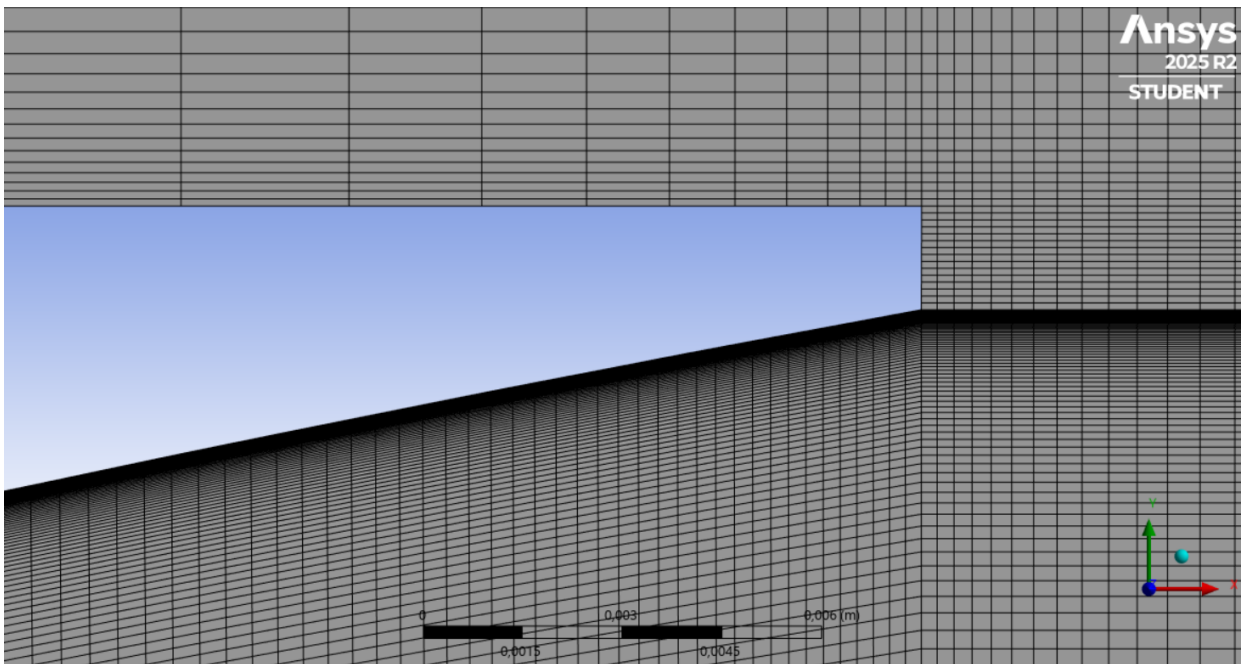


Figura 4.3: Zoom della mesh nella zona di uscita dell'ugello

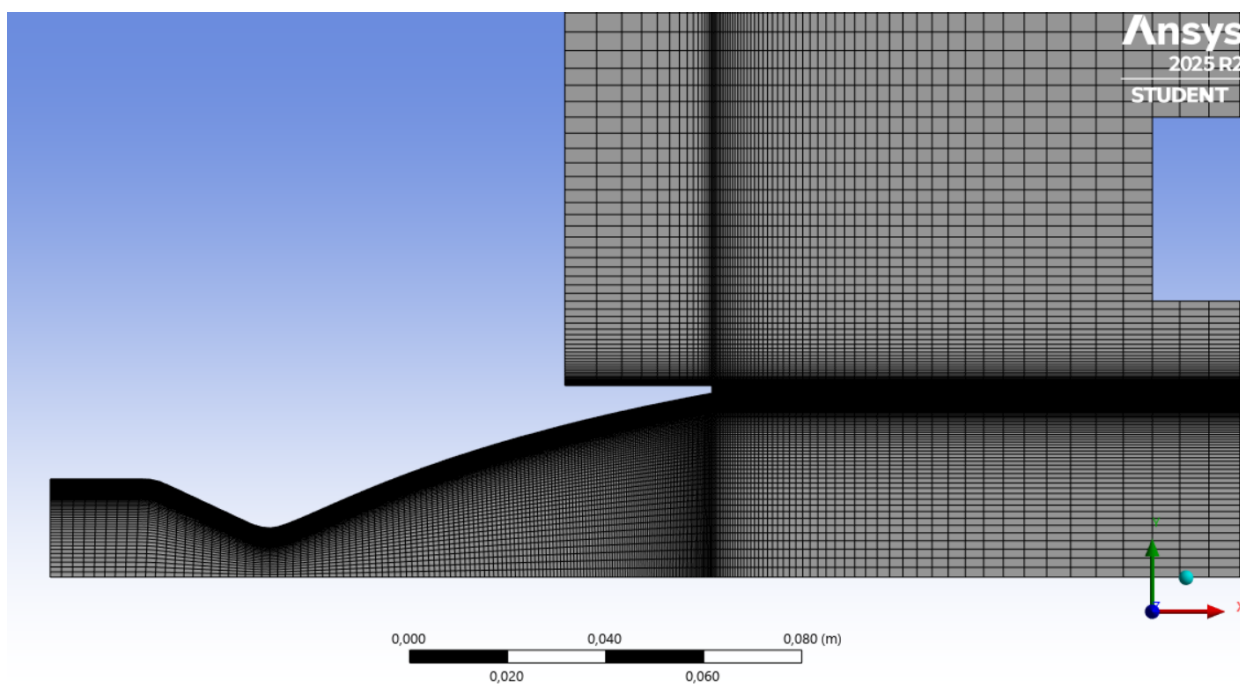


Figura 4.4: Zoom della mesh all'ingresso del condotto di scarico

I risultati delle simulazioni numeriche, condotte per valori di  $NPR$  compresi tra 10 e 55, sono riportati di seguito. Coerentemente con quanto stabilito nella fase di validazione, le analisi sono state eseguite impiegando il modello di turbolenza di Spalart-Allmaras.

#### 4.2.2 Risultati del campo di Mach



Figura 4.5: Campo di Mach per  $NPR = 10$



Figura 4.6: Campo di Mach per  $NPR = 15$

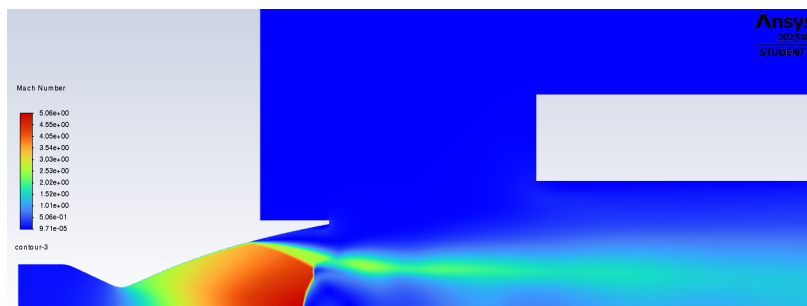


Figura 4.7: Campo di Mach per  $NPR = 20$



Figura 4.8: Campo di Mach per  $NPR = 25.25$

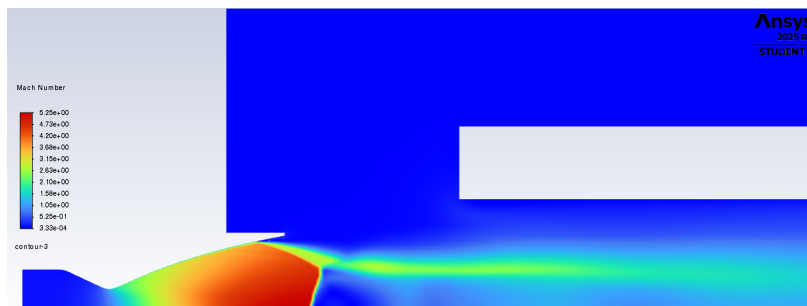


Figura 4.9: Campo di Mach per  $NPR = 30$

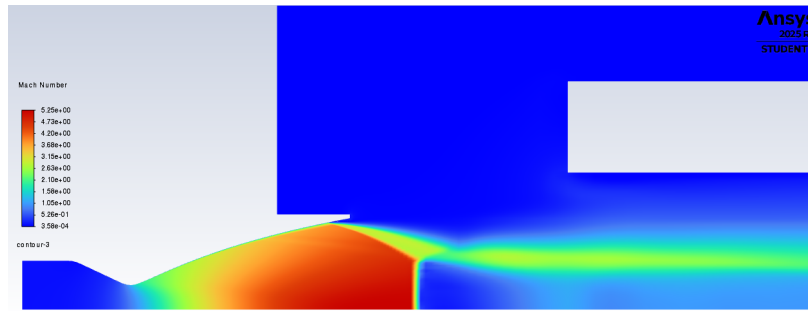


Figura 4.10: Campo di Mach per  $NPR = 35$

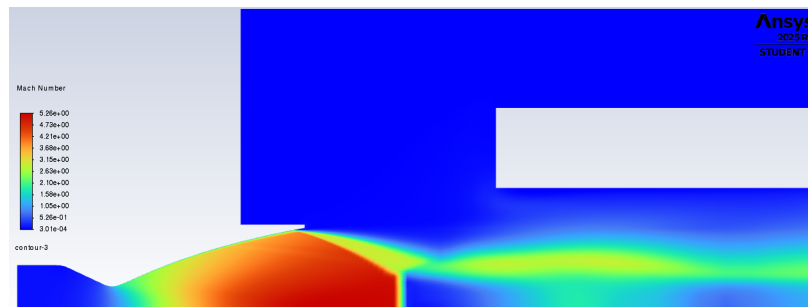


Figura 4.11: Campo di Mach per  $NPR = 40$

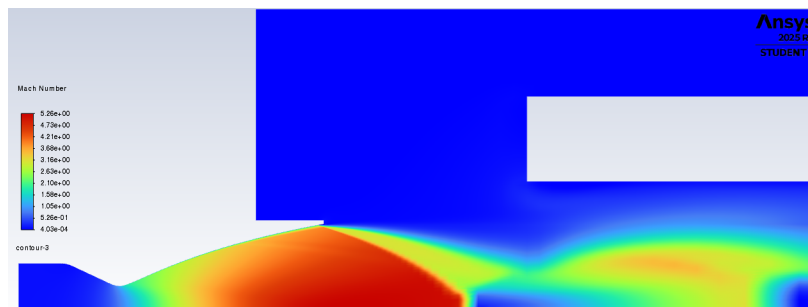


Figura 4.12: Campo di Mach per  $NPR = 45$

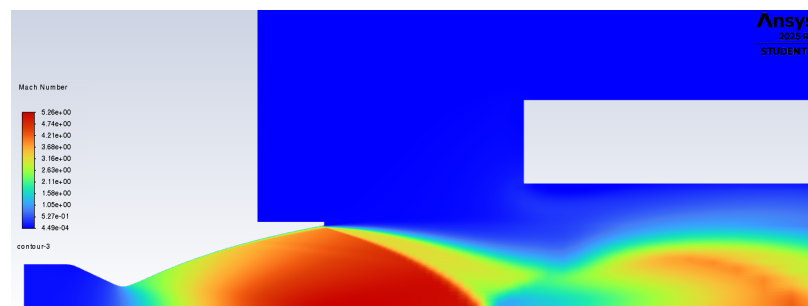


Figura 4.13: Campo di Mach per  $NPR = 50$

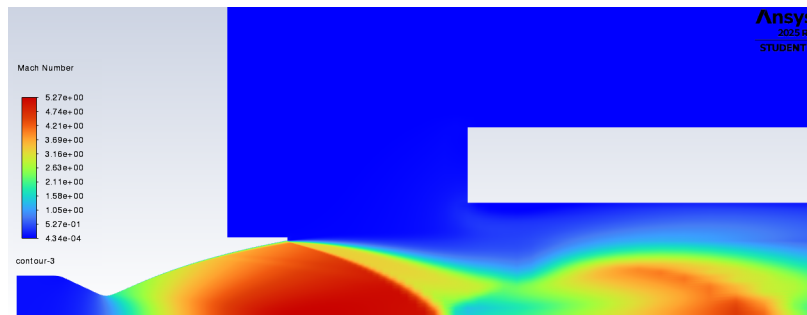


Figura 4.14: Campo di Mach per  $NPR = 55$

L'analisi del numero di Mach fornisce una rappresentazione diretta della dinamica del getto e dell'interazione energetica tra il fluido primario e l'aria dell'ambiente esterno. Osservando i dati numerici e la distribuzione delle zone di velocità per i diversi regimi di NPR considerati, è possibile identificare i meccanismi alla base dell'effetto eiettore. Nello specifico, 3 aspetti hanno una particolare rilevanza:

- Analizzando il valore massimo del numero di Mach ( $M_{max}$ ) riportato nelle legende, si nota che esso si attesta costantemente su valori compresi tra 2.8 e 3.1. Sebbene l'intensità della velocità massima rimanga vincolata al rapporto d'area della sezione divergente dell'ugello, la sua estensione spaziale varia sensibilmente con l'NPR. All'aumentare della pressione in camera di ristagno, la regione a Mach superiore all'unità si allunga progressivamente verso valle. Lo spostamento del punto in cui il Mach subisce una brusca decrescita, (ovvero il punto in cui si ha l'onda d'urto e, quindi, la separazione del flusso dalle pareti del condotto), verso la sezione d'uscita dimostra come il sistema riesca a sostenere l'espansione per un tratto più lungo.
- Un indicatore numerico fondamentale dell'effetto eiettore è riscontrabile nella regione esterna al getto primario, in particolare nel tratto compreso tra la sezione d'uscita dell'ugello e l'imbocco del condotto di scarico ( $x_1 = 2.4 r_e$ ). In quest'area, i valori di Mach non risultano nulli, ma si attestano su frazioni comprese tra 0.1 e 0.3. Ciò conferma che l'aria ambiente non è in condizioni di quiete, ma viene accelerata verso il condotto dal trascinarsi viscoso del getto supersonico. Questo trasferimento di quantità di moto dal fluido primario a quello secondario è il motore fisico che genera la depressione necessaria al funzionamento dell'eiettore.
- All'interno del condotto di scarico, si osserva lo sviluppo dello strato di miscelamento (*mixing layer*), ovvero la zona di transizione in cui il gradiente di velocità tra il getto principale e il getto di aria aspirata tende a uniformarsi. Il condotto agisce come un confine fisico che impedisce la libera espansione radiale del getto; questo confinamento forza i due fluidi a interagire in un volume ristretto, regolarizzando la scia d'uscita. La stabilità di questa struttura, osservabile dal mantenimento di una simmetria assiale del campo di velocità all'aumentare dell'NPR, suggerisce una riduzione efficace delle fluttuazioni responsabili dell'insorgenza dei carichi laterali.

### 4.2.3 Risultati del campo di pressione

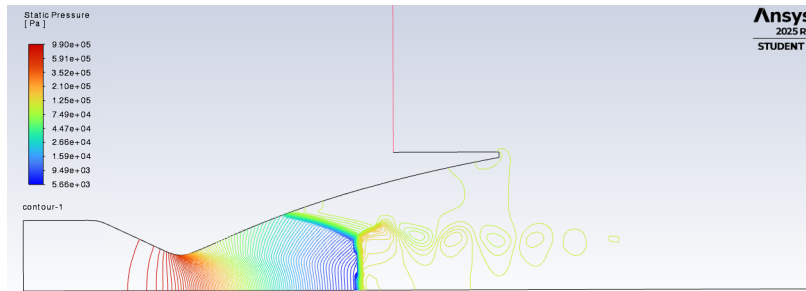


Figura 4.15: Campo di pressione per  $NPR = 10$

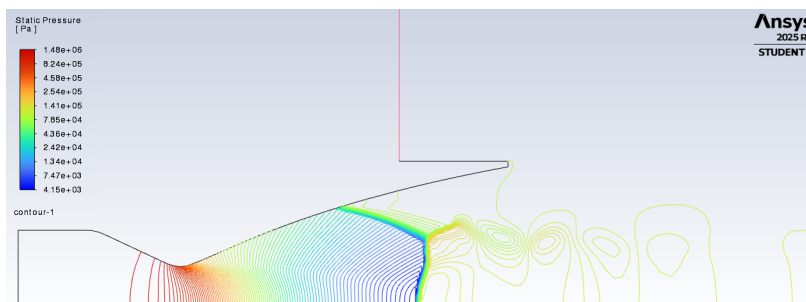


Figura 4.16: Campo di pressione per  $NPR = 15$

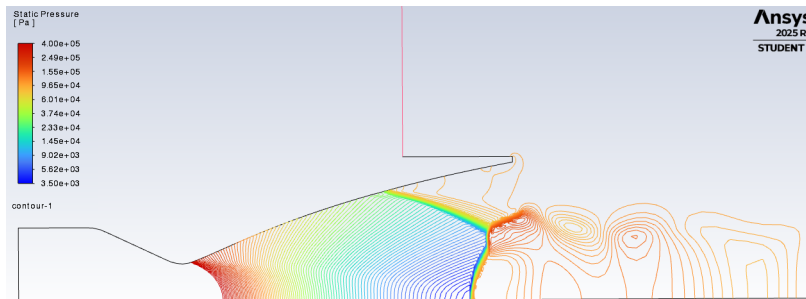


Figura 4.17: Campo di pressione per  $NPR = 20$

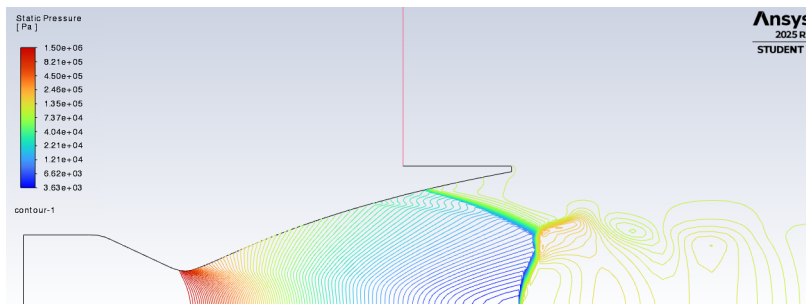


Figura 4.18: Campo di pressione per  $NPR = 25.25$

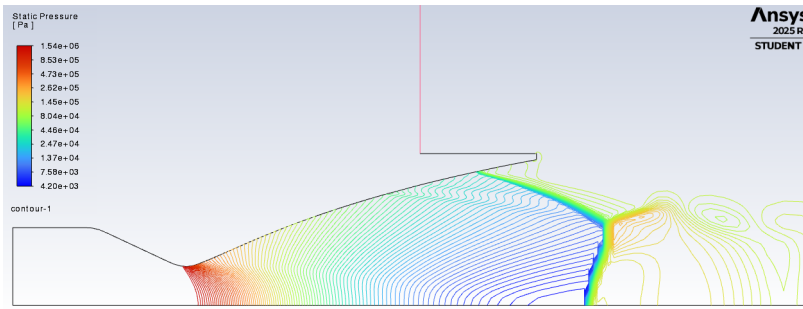


Figura 4.19: Campo di pressione per  $NPR = 30$

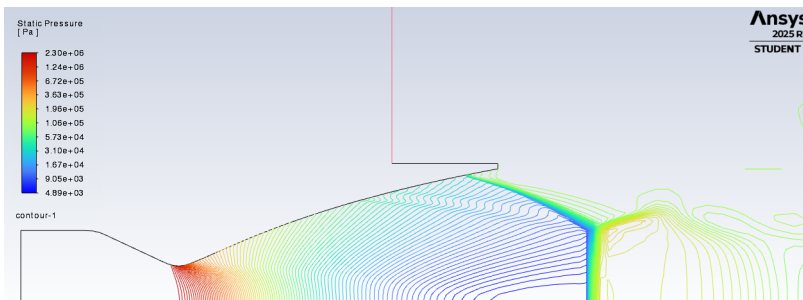


Figura 4.20: Campo di pressione per  $NPR = 35$

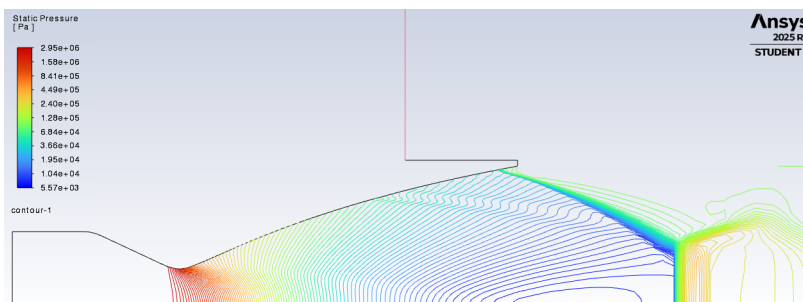


Figura 4.21: Campo di pressione per  $NPR = 40$

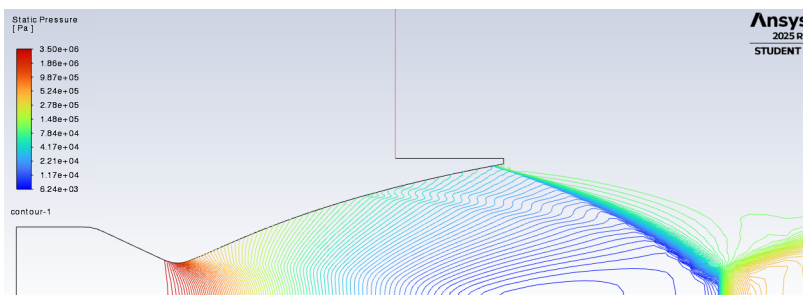


Figura 4.22: Campo di pressione per  $NPR = 45$

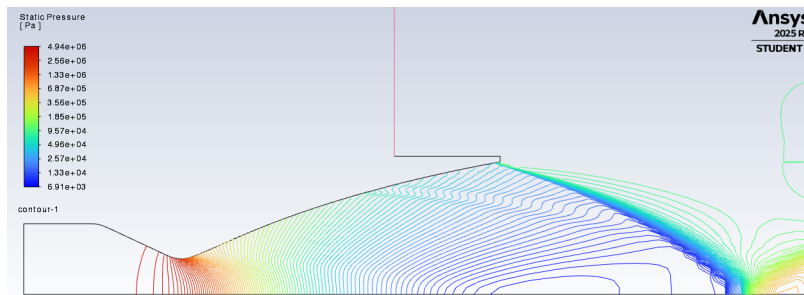


Figura 4.23: Campo di pressione per  $NPR = 50$

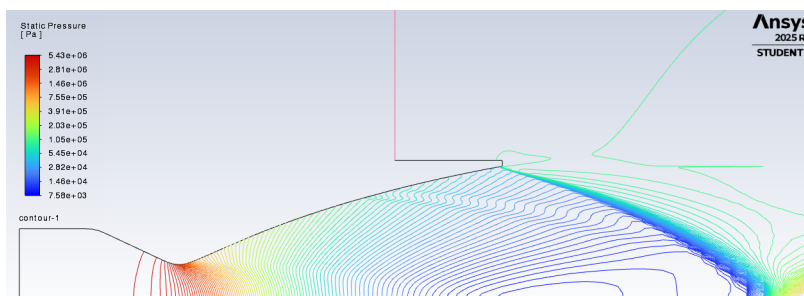


Figura 4.24: Campo di pressione per  $NPR = 55$

I campi di pressione ottenuti facendo variare l’NPR evidenziano due particolari aspetti dovuti all’effetto eiettore:

- Mantenimento della depressione alla base:** osservando il valore minimo della pressione ( $p_{min}$ ) riportato in legenda per ogni NPR, si nota che esso rimane costantemente nell’ordine di grandezza dei  $10^3$  Pa (ad esempio, circa  $5.66 \cdot 10^3$  Pa per NPR 10 e  $7.58 \cdot 10^3$  Pa per NPR 55). Il fatto che questo valore rimanga di circa due ordini di grandezza inferiore alla pressione atmosferica ( $\approx 10^5$  Pa) per tutto il range di funzionamento dimostra l’azione di ”pompaggio” del getto. Il fluido supersonico, attraversando lo spazio tra l’ugello e l’ingresso del condotto, trascina per viscosità l’aria circostante, creando e mantenendo una zona di forte depressione localizzata proprio dove il flusso esce dall’ugello.
- Ritardo della separazione (FSS):** in un ugello sovraespanso tradizionale, la separazione avviene quando la pressione interna scende eccessivamente rispetto alla pressione ambiente esterna. Nei grafici analizzati, si osserva che grazie alla depressione mantenuta dal condotto, il flusso riesce a espandersi fino a raggiungere i suddetti valori minimi ( $\approx 10^3$  Pa) prima di subire il distacco. Numericamente, questo significa che l’ugello ”percepisce” una contropressione molto più bassa di quella atmosferica. Questo fenomeno permette allo strato limite di rimanere attaccato alle pareti divergenti per un tratto più lungo, spostando fisicamente il salto di pressione (l’urto di separazione) verso valle all’aumentare dell’NPR.

## 4.2.4 Risultati del campo di densità



Figura 4.25: Campo di densità per  $NPR = 10$



Figura 4.26: Campo di densità per  $NPR = 15$

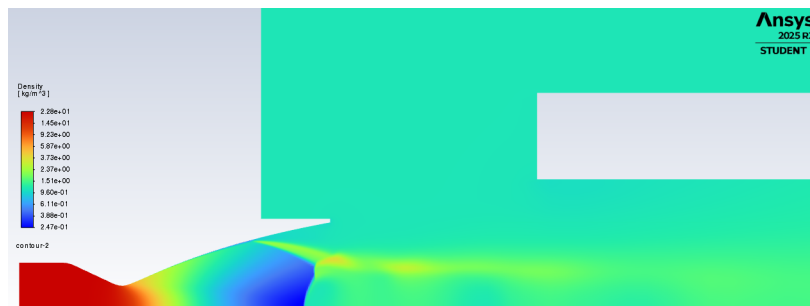


Figura 4.27: Campo di densità per  $NPR = 20$



Figura 4.28: Campo di densità per  $NPR = 25.25$



Figura 4.29: Campo di densità per  $NPR = 30$

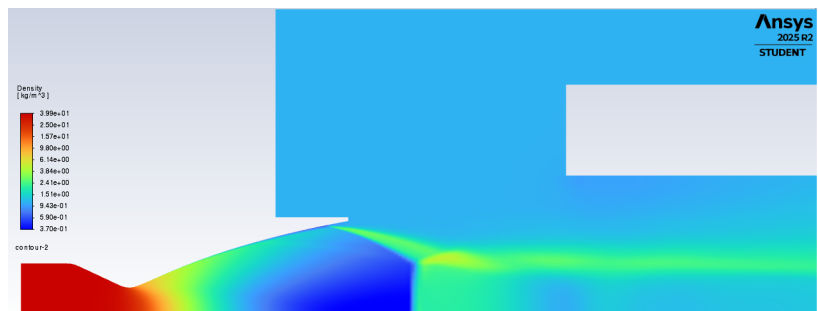


Figura 4.30: Campo di densità per  $NPR = 35$

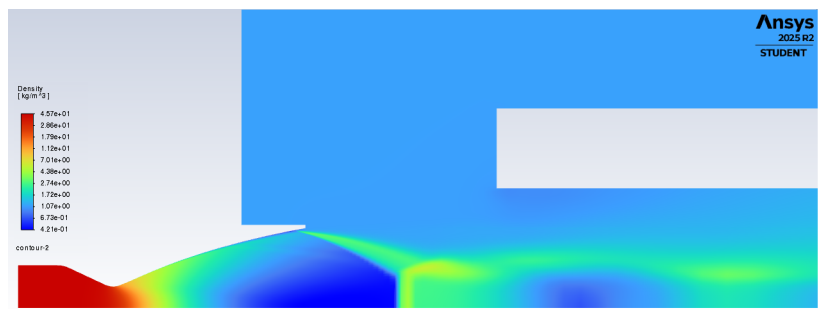


Figura 4.31: Campo di densità per  $NPR = 40$

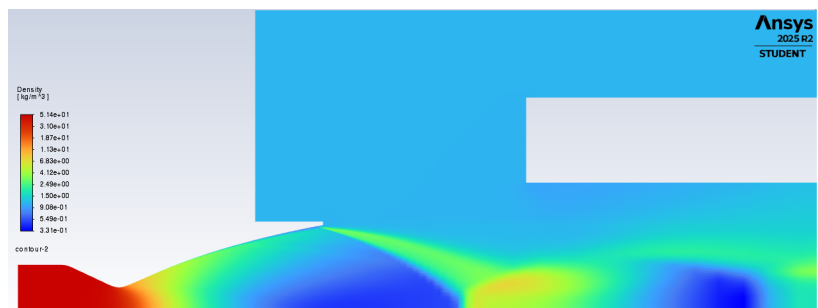


Figura 4.32: Campo di densità per  $NPR = 45$

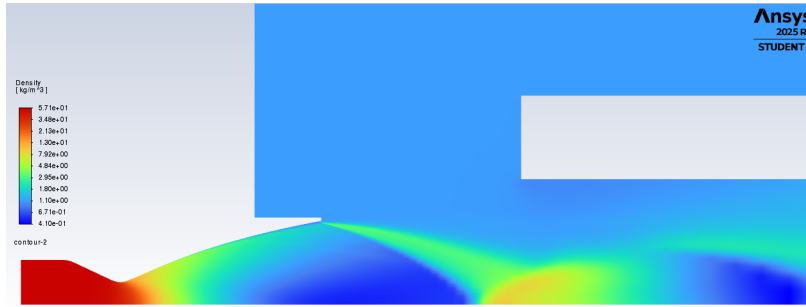


Figura 4.33: Campo di densità per  $NPR = 50$

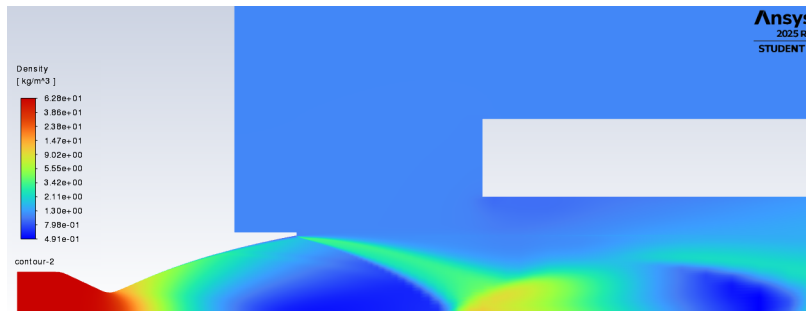


Figura 4.34: Campo di densità per  $NPR = 55$

#### 4.2.5 Risultati del campo di viscosità turbolenta



Figura 4.35: Campo di viscosità turbolenta per  $NPR = 10$



Figura 4.36: Campo di viscosità turbolenta per  $NPR = 15$

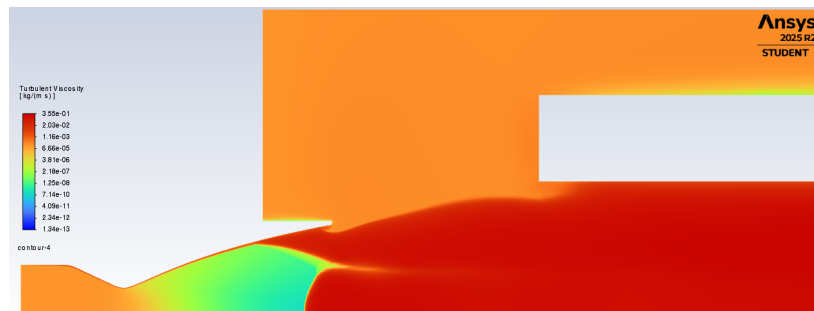


Figura 4.37: Campo di viscosità turbolenta per  $NPR = 20$



Figura 4.38: Campo di viscosità turbolenta per  $NPR = 25.25$



Figura 4.39: Campo di viscosità turbolenta per  $NPR = 30$

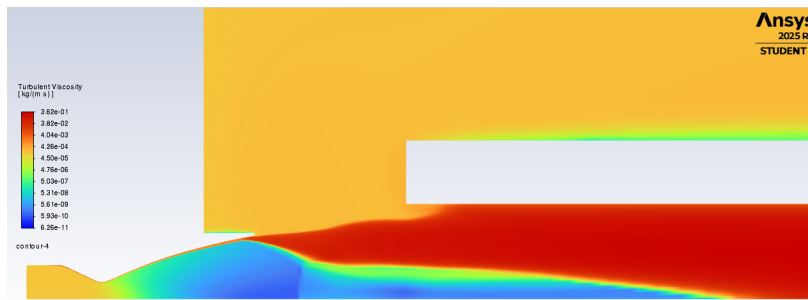


Figura 4.40: Campo di viscosità turbolenta per  $NPR = 35$

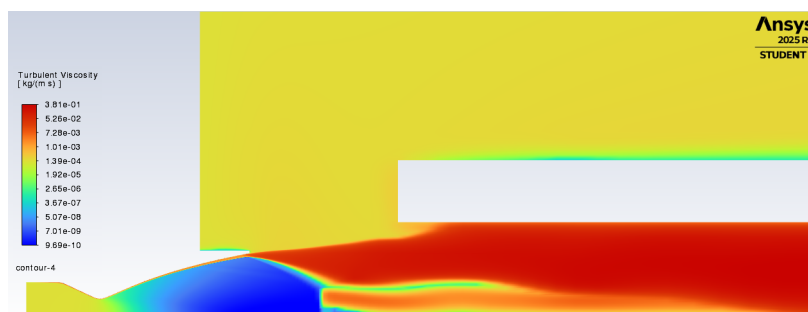


Figura 4.41: Campo di viscosità turbolenta per  $NPR = 40$

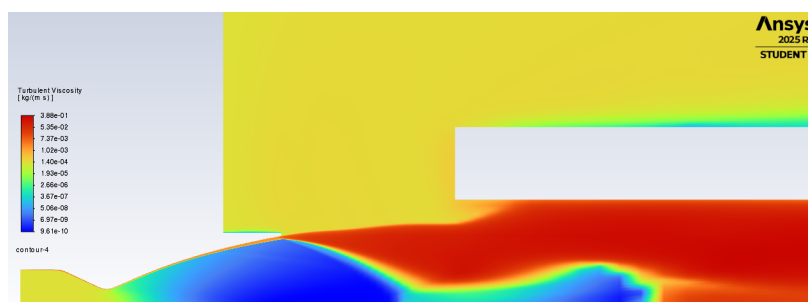


Figura 4.42: Campo di viscosità turbolenta per  $NPR = 45$

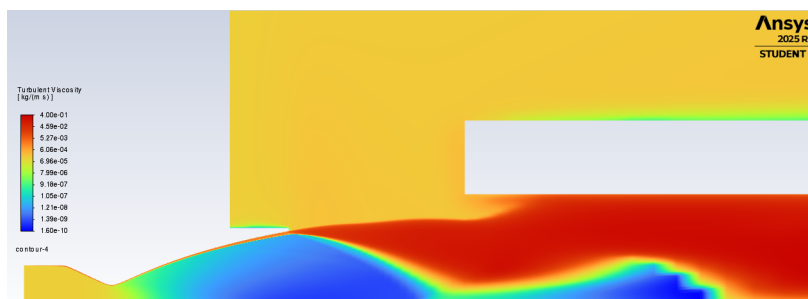


Figura 4.43: Campo di viscosità turbolenta per  $NPR = 50$

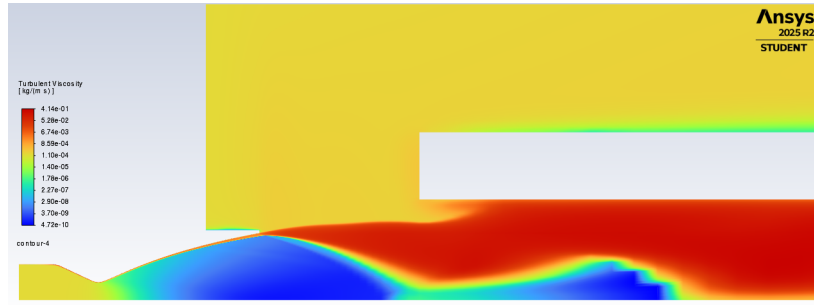


Figura 4.44: Campo di viscosità turbolenta per  $NPR = 55$

## 4.2.6 Risultati

Come per il caso in assenza di condotto di scarico, si riportano di seguito gli andamenti della pressione a parete normalizzata rispetto alla pressione ambiente  $p_{wall}/p_0$ , in funzione della coordinata assiale normalizzata rispetto al raggio di gola ( $x/R^*$ ).

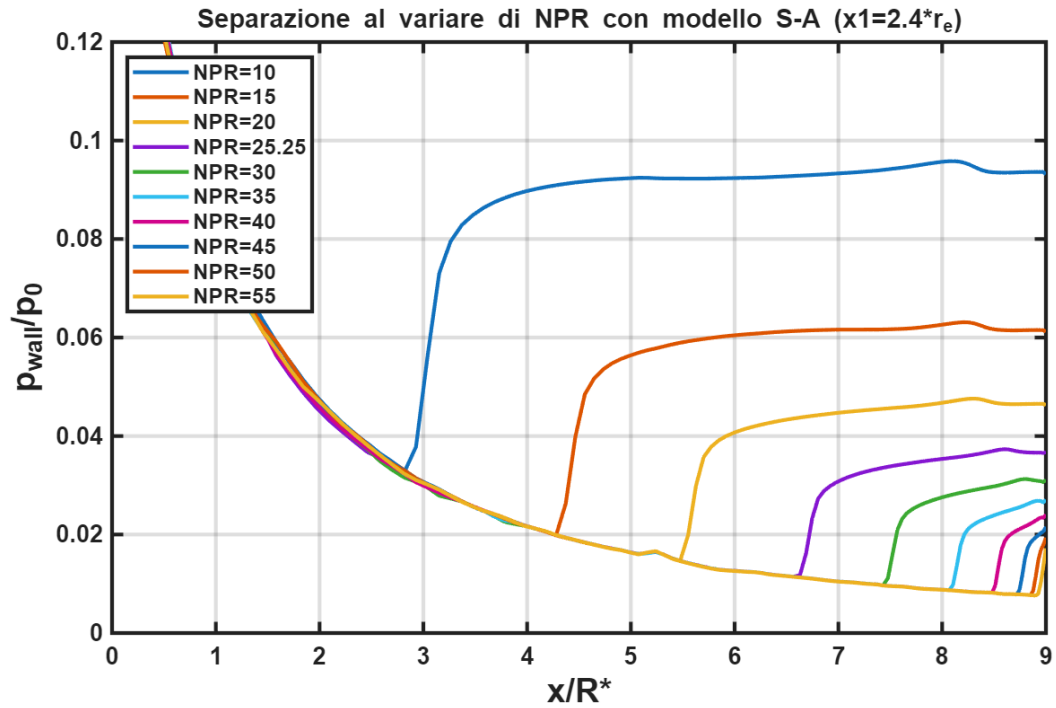


Figura 4.45: Pressione a parete in funzione della posizione

In conclusione, considerando anche le osservazioni fatte in merito ai campi di Mach e di pressione statica nel paragrafo 4.2.3, la presenza del condotto di scarico permette di "isolare" l'ugello dalle condizioni atmosferiche standard, forzandolo a scaricare in un ambiente a bassa pressione creato dal getto stesso. Questo meccanismo stabilizza l'espansione e riduce l'asimmetria della zona di distacco, limitando così l'insorgenza dei carichi laterali.

## 4.3 $R_c = 1.5 r_e$ e $x_2 = 0 \cdot r_e$

### 4.3.1 Geometria e mesh

Per la seconda configurazione, il condotto di scarico presenta le seguenti caratteristiche:

- raggio  $R_c = 1.5 r_e$
- spessore della parete del condotto  $s_c = r_e$ .

La sezione d'uscita dell'ugello si trova a una distanza pari a  $x_2 = 0 \cdot r_e$  rispetto all'ingresso del condotto, ovvero le due sezioni hanno ascissa coincidente.

Sulla base di questi parametri sono state generate la geometria e la relativa mesh di calcolo, illustrate nelle figure seguenti. I dettagli di ugello e gola sono gli stessi riportati nella configurazione precedente (si veda il paragrafo 4.2, rispettivamente nelle figure 4.2 e 4.3).

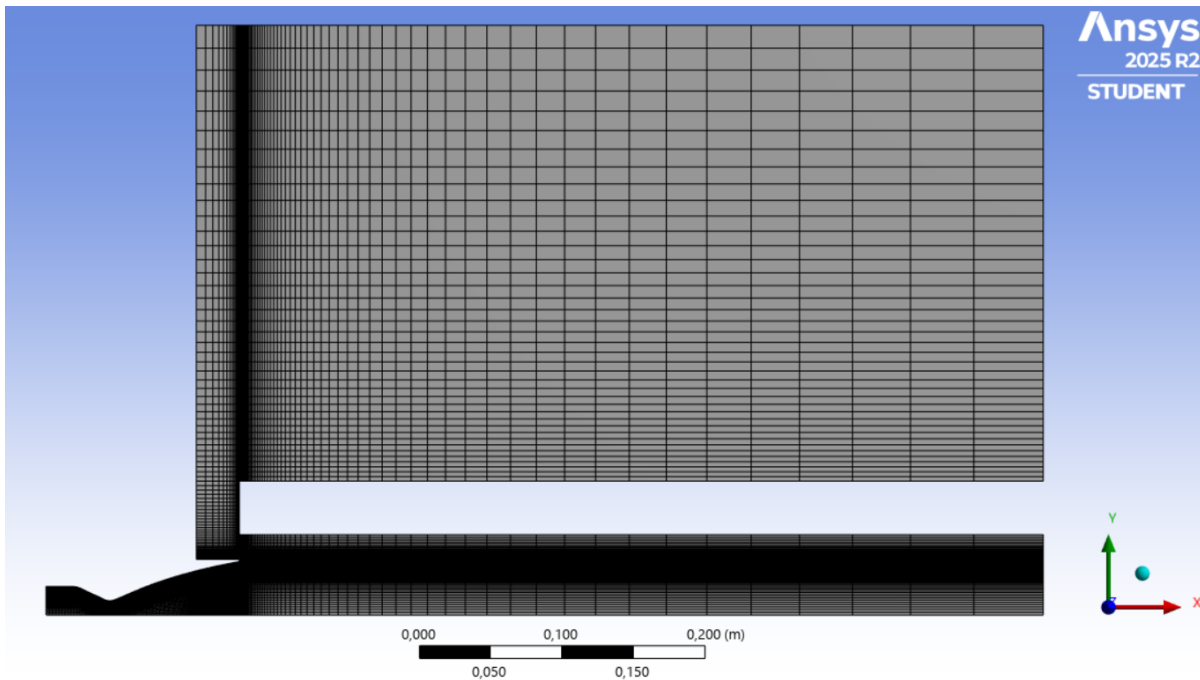


Figura 4.46: Mesh con aggiunta del condotto di scarico

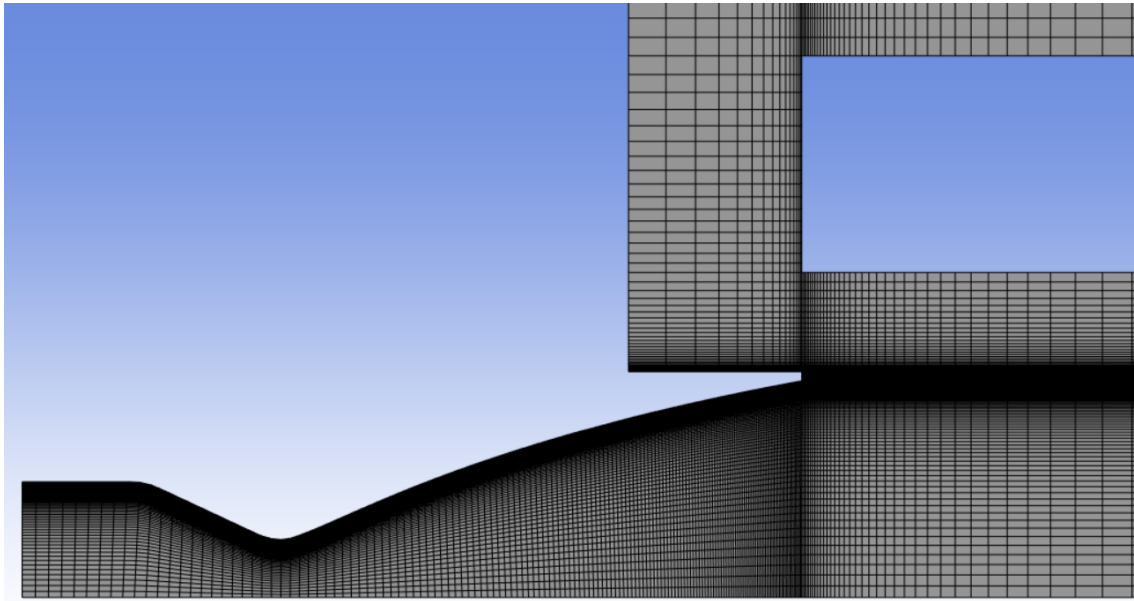


Figura 4.47: Zoom della mesh all'ingresso del condotto di scarico

I risultati delle simulazioni numeriche, condotte per valori di  $NPR$  compresi tra 10 e 55, sono riportati di seguito. Coerentemente con quanto stabilito nella fase di validazione, le analisi sono state eseguite impiegando il modello di turbolenza di Spalart-Allmaras.

### 4.3.2 Risultati del campo di Mach



Figura 4.48: Campo di Mach per  $NPR = 10$



Figura 4.49: Campo di Mach per  $NPR = 15$

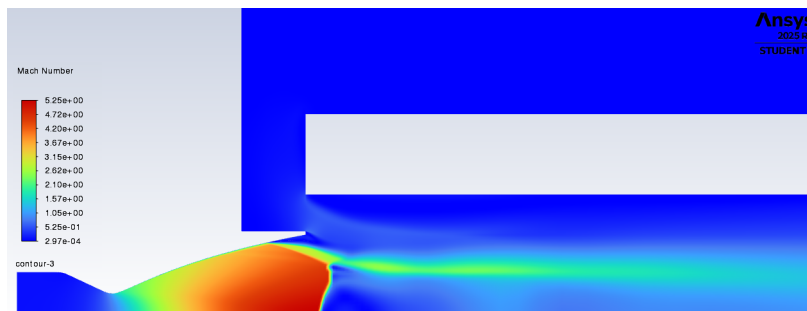


Figura 4.50: Campo di Mach per  $NPR = 20$

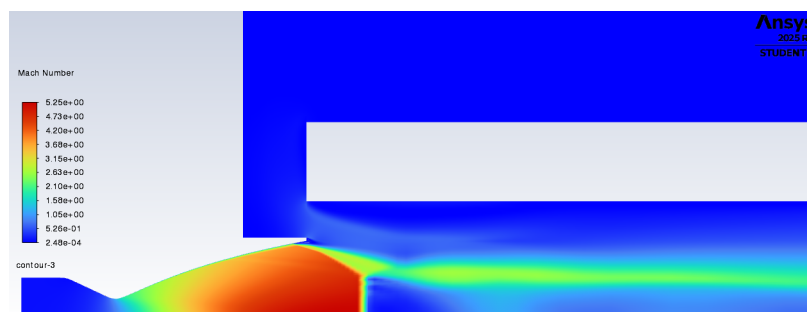


Figura 4.51: Campo di Mach per  $NPR = 25.25$

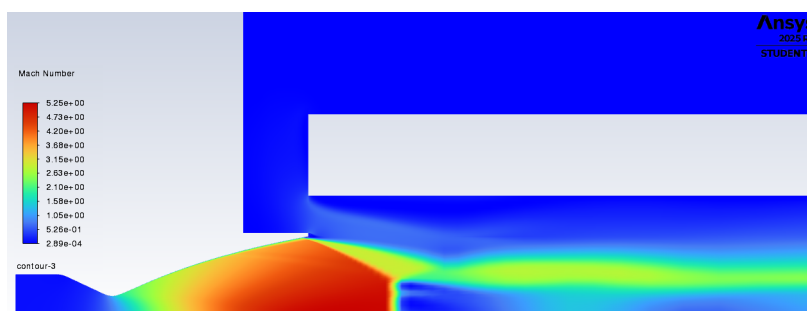


Figura 4.52: Campo di Mach per  $NPR = 30$

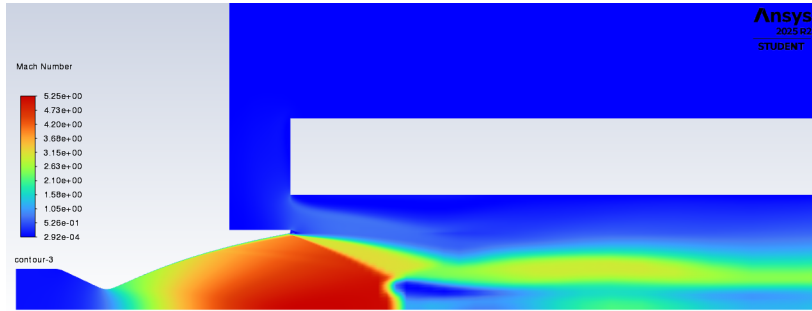


Figura 4.53: Campo di Mach per  $NPR = 35$

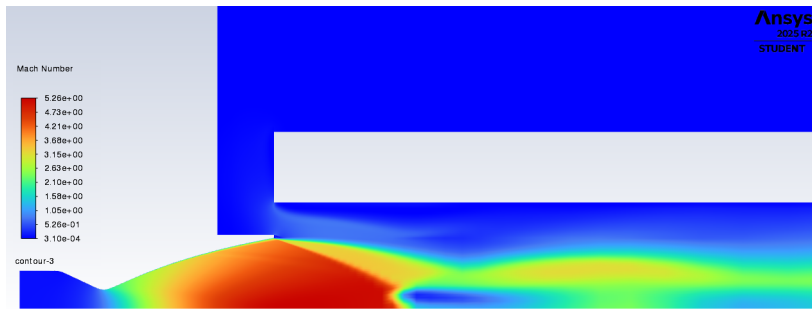


Figura 4.54: Campo di Mach per  $NPR = 40$

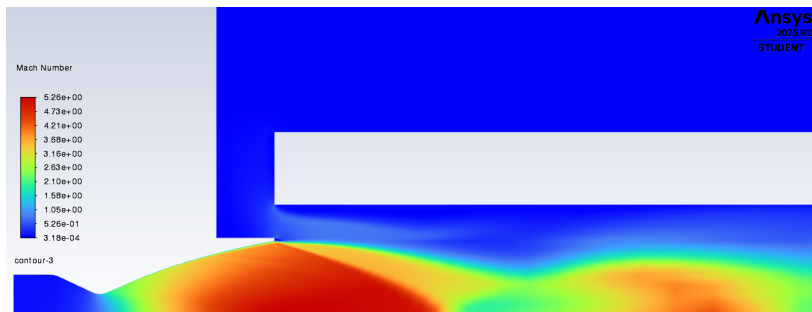


Figura 4.55: Campo di Mach per  $NPR = 45$

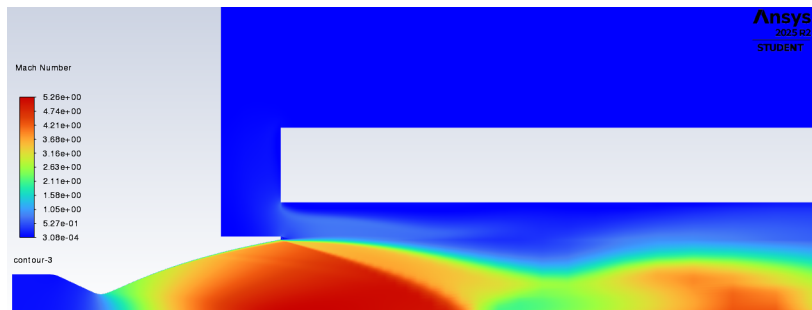


Figura 4.56: Campo di Mach per  $NPR = 50$

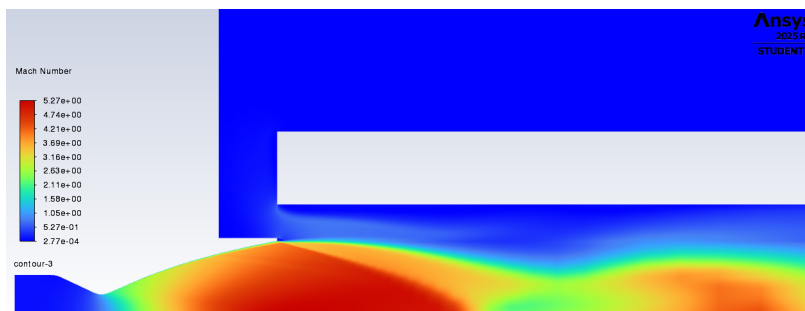


Figura 4.57: Campo di Mach per  $NPR = 55$

Nella seconda configurazione, lo spostamento del condotto di scarico alla stessa ascissa dell'uscita dell'ugello modifica la morfologia dell'interazione fluidodinamica. Sebbene i principi dell'effetto eiettore rimangano validi, l'analisi dei numeri di Mach evidenzia differenze significative rispetto al caso precedente:

- **Accelerazione nell'intercapedine radiale:** a differenza del primo caso, l'aria ambiente viene ora richiamata esclusivamente attraverso l'intercapedine radiale tra l'esterno dell'ugello e l'interno del tubo. Osservando i valori numerici nella zona di ingresso, si nota che il fluido secondario raggiunge velocità più elevate (valori di Mach prossimi a 0.3 - 0.4 in alcune zone di imbocco). Questo accade perché la sezione di passaggio è più confinata, obbligando il fluido ad accelerare maggiormente per effetto del trascinamento del getto primario.
- **Stabilizzazione del flusso supersonico:** confrontando i valori numerici a parità di NPR, si osserva che la regione a Mach elevato (valori superiori a 2.5) si estende in modo più rettilineo all'interno del condotto. Nel caso precedente, il getto aveva una piccola zona di espansione libera che ne permetteva un leggero allargamento; qui, il condotto agisce immediatamente come una guida fisica. Numericamente, questo si traduce in un flusso supersonico che penetra più in profondità nel condotto prima di subire il rallentamento indotto dagli urti.
- **Traslazione della separazione:** l'allineamento dei due condotti ottimizza l'effetto di "schermatura". La depressione creata dal getto è confinata con maggiore precisione all'interno del tubo e ciò permette al flusso all'interno dell'ugello di espandersi in modo più efficiente: il punto di separazione (ovvero dove il Mach passa da valori supersonici a valori subsonici) risulta ulteriormente spostato verso valle rispetto al caso precedente, confermando che questa geometria riduce con maggiore efficacia la contropressione percepita dallo strato limite.

### 4.3.3 Risultati del campo di pressione

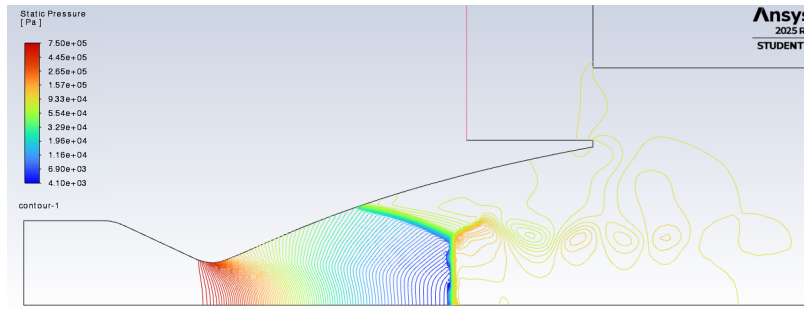


Figura 4.58: Campo di pressione per  $NPR = 10$

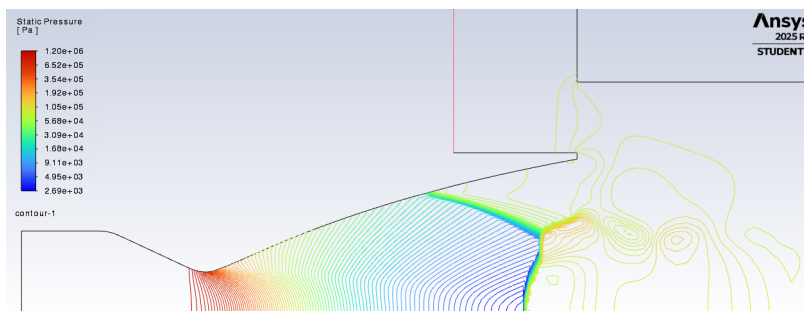


Figura 4.59: Campo di pressione per  $NPR = 15$

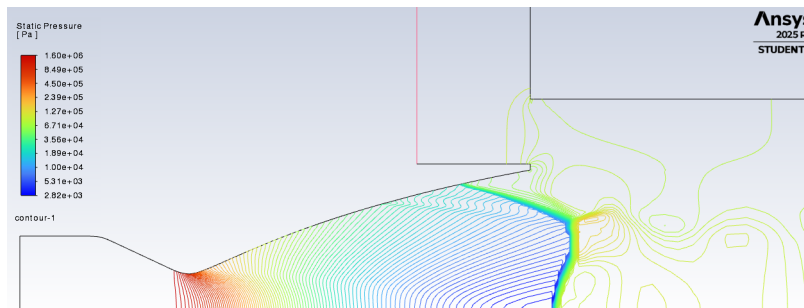


Figura 4.60: Campo di pressione per  $NPR = 20$

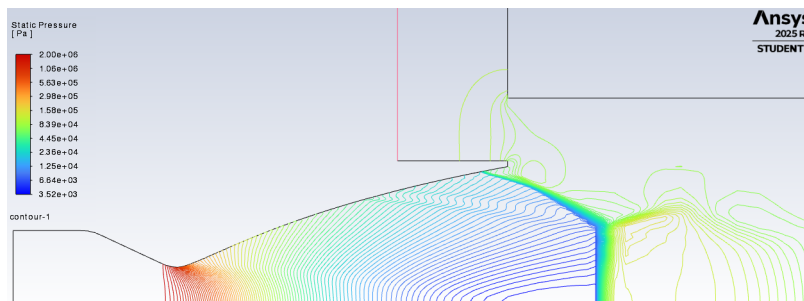


Figura 4.61: Campo di pressione per  $NPR = 25.25$

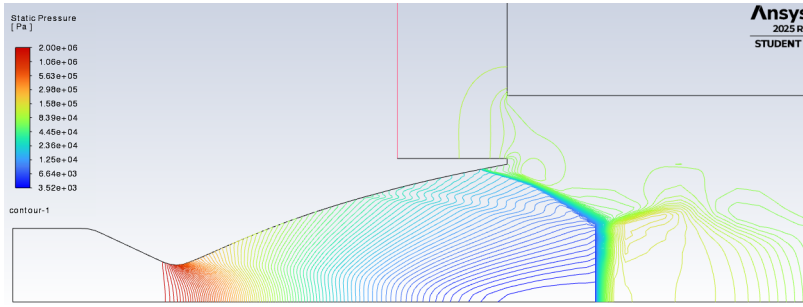


Figura 4.62: Campo di pressione per  $NPR = 30$

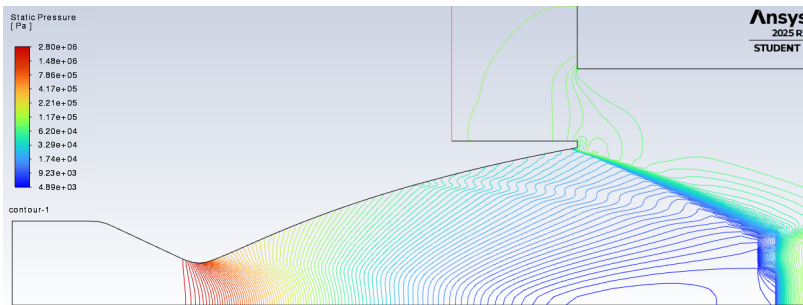


Figura 4.63: Campo di pressione per  $NPR = 35$

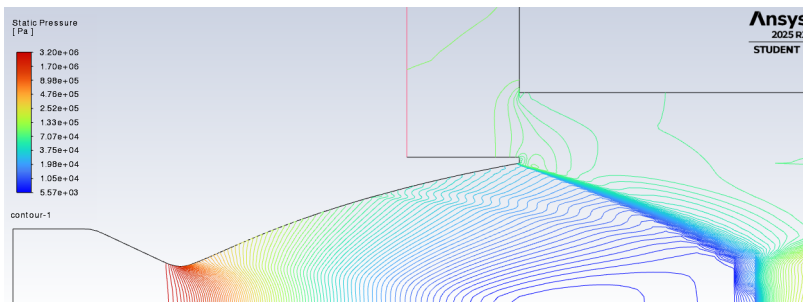


Figura 4.64: Campo di pressione per  $NPR = 40$

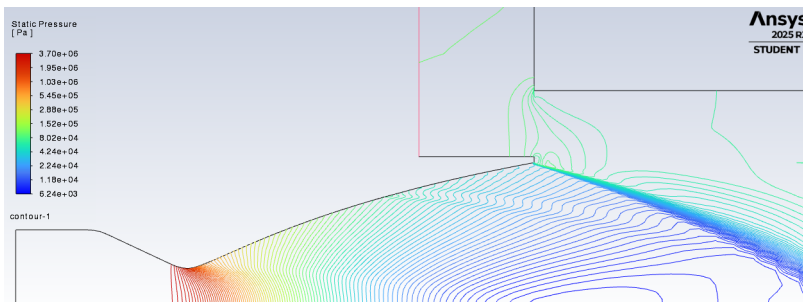


Figura 4.65: Campo di pressione per  $NPR = 45$

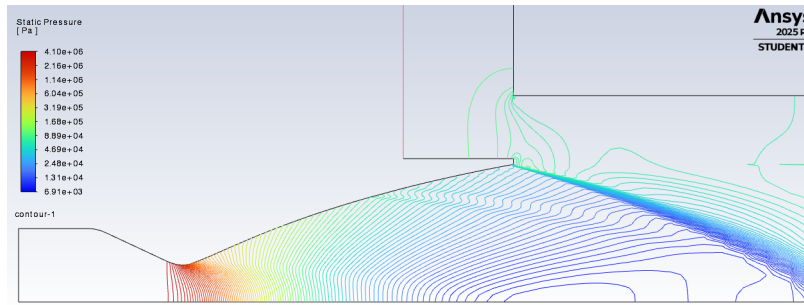


Figura 4.66: Campo di pressione per  $NPR = 50$

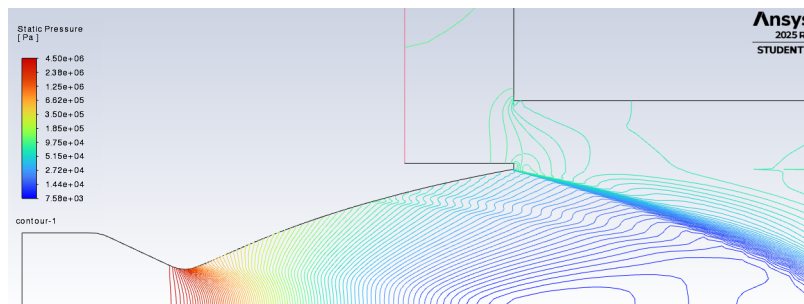


Figura 4.67: Campo di pressione per  $NPR = 55$

Rispetto al caso precedente si possono osservare 3 cambiamenti:

- Osservando il valore minimo in legenda ( $p_{min}$ ), si nota che in questo caso la depressione all'uscita dell'ugello è leggermente più marcata o, quantomeno, più localizzata. Se nel caso precedente la zona di bassa pressione (nell'ordine dei  $10^3$  Pa) era soggetta a possibili "infiltrazioni" dall'ambiente esterno a causa del gap assiale, adesso il condotto scherma completamente l'uscita. Numericamente, questo si traduce in una contropressione percepita dal getto ancora più stabile, che favorisce un'espansione più regolare.
- Una differenza numerica importante si riscontra nel valore massimo di pressione ( $p_{max}$ ) subito dopo il sistema di onde d'urto nel condotto. In questo caso, il salto di pressione appare più distribuito lungo l'asse del tubo. Mentre nel caso precedente il getto incontrava un ambiente quasi statico dopo il gap, adesso l'interazione con il fluido secondario (che è più veloce nell'intercapedine, come visto nel campo di Mach) mitiga la violenza dell'urto. I valori numerici mostrano una risalita verso la pressione atmosferica ( $\approx 10^5$  Pa) più graduale, segno di un miscelamento più efficiente.
- A parità di NPR, confrontando la coordinata  $x$  in cui la pressione sulla parete interna dell'ugello inizia a risalire bruscamente, (cioè il punto del distacco), in questo caso tale punto risulta ulteriormente traslato verso la sezione d'uscita. Questo suggerisce che l'allineamento dei condotti massimizza il guadagno di espansione: l'ugello lavora quasi come se scaricasse in un ambiente a pressione ancora più bassa rispetto al caso precedente, ritardando il distacco dello strato limite.

### 4.3.4 Risultati

Anche per questa configurazione, si riportano di seguito gli andamenti della pressione a parete normalizzata rispetto alla pressione ambiente  $p_{wall}/p_0$ , in funzione della coordinata assiale normalizzata rispetto al raggio di gola ( $x/R^*$ ).

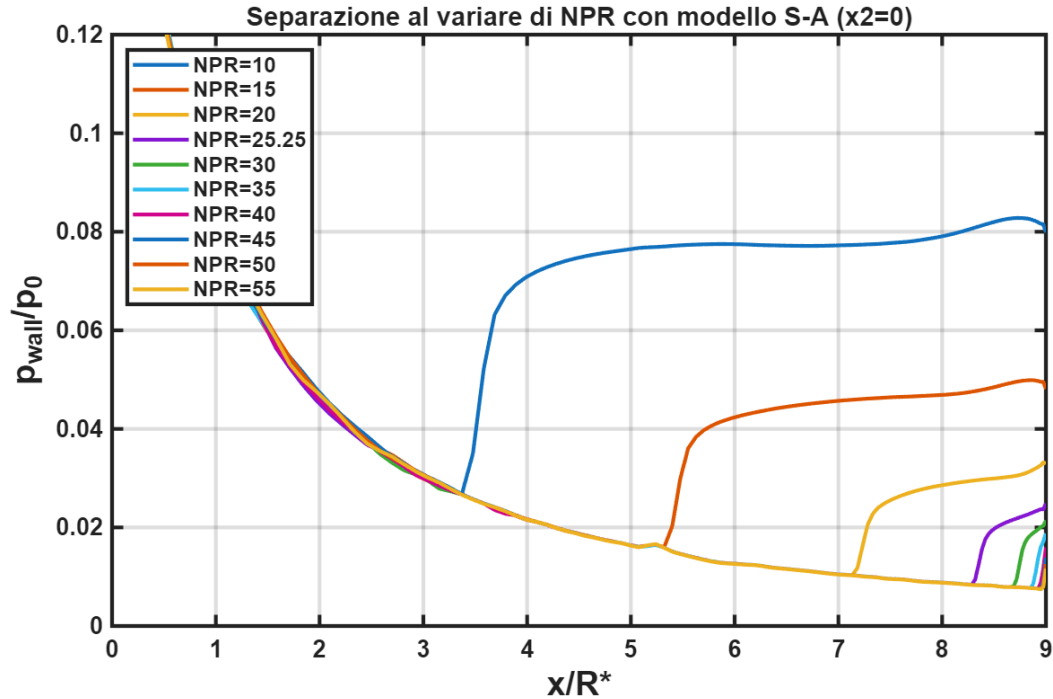


Figura 4.68: Pressione a parete in funzione della posizione

In conclusione, l'allineamento assiale del condotto potenzia l'effetto eiettore migliorando l'aspirazione del fluido secondario. I dati numerici confermano un'accelerazione più decisa dell'aria nell'intercapedine e un allungamento del nucleo supersonico, indicando che questa configurazione è più efficace nel proteggere l'espansione del getto dalle interferenze atmosferiche esterne. Ciò fa sì che la pressione alla base del getto sia più uniforme e che il gradiente positivo di pressione sia meno discontinuo nel condotto. Questo si traduce in una maggiore stabilità del getto e una migliore protezione dell'ugello dai carichi laterali.

## 4.4 $R_c = 1.5 r_e$ e $x_3 = -1 \cdot r_e$

### 4.4.1 Geometria e mesh

Per la terza configurazione, il condotto di scarico presenta le seguenti caratteristiche:

- raggio  $R_c = 1.5 r_e$
- spessore della parete del condotto  $s_c = r_e$ .

La distanza tra la sezione d'uscita dell'ugello e la sezione d'ingresso del condotto è  $x_3 = -1 \cdot r_e$ , ovvero è una distanza negativa. Ciò significa che l'ugello si trova parzialmente all'interno del condotto di scarico.

Sulla base di questi parametri sono state generate la geometria e la relativa mesh di calcolo, illustrate nelle figure seguenti. I dettagli di ugello e gola sono gli stessi riportati nella prima configurazione (si veda il paragrafo 4.2, rispettivamente nelle figure 4.2 e 4.3).

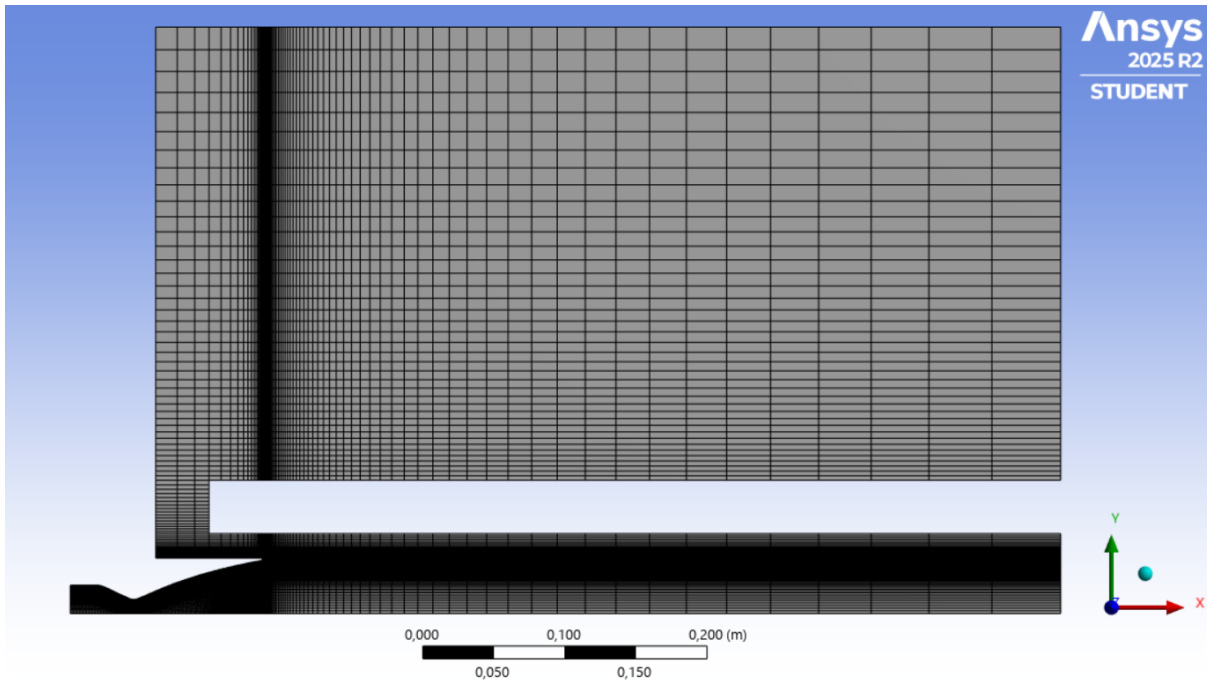


Figura 4.69: Mesh con aggiunta del condotto di scarico

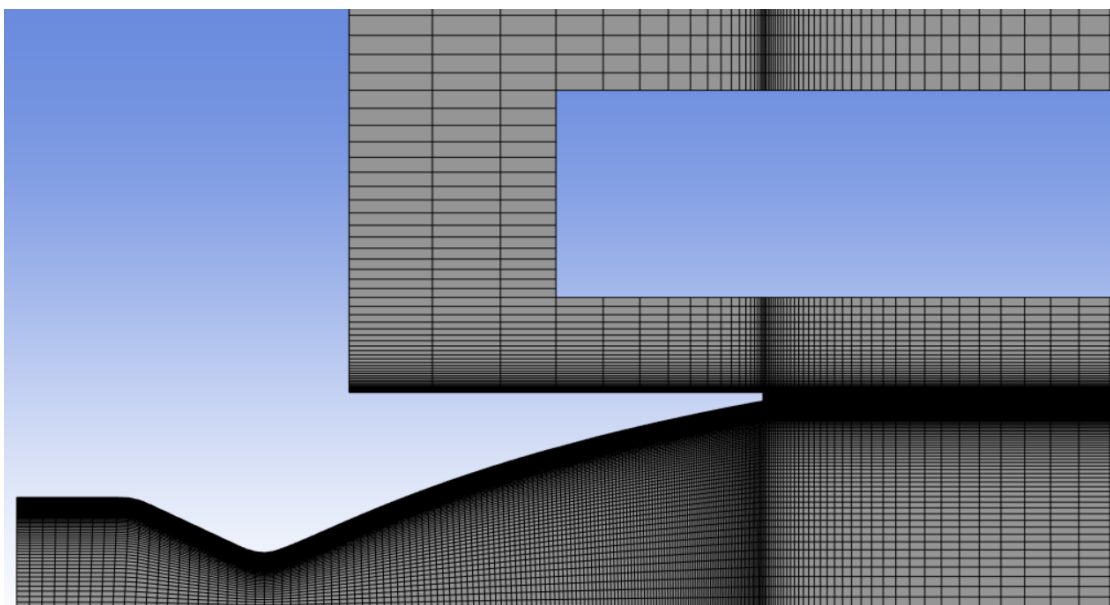


Figura 4.70: Zoom della mesh all'ingresso del condotto di scarico

I risultati delle simulazioni numeriche, condotte per valori di  $NPR$  compresi tra 10 e 55, sono riportati di seguito. Coerentemente con quanto stabilito nella fase di validazione, le analisi sono state eseguite impiegando il modello di turbolenza di Spalart-Allmaras.

#### 4.4.2 Risultati del campo di Mach



Figura 4.71: Campo di Mach per  $NPR = 10$



Figura 4.72: Campo di Mach per  $NPR = 15$

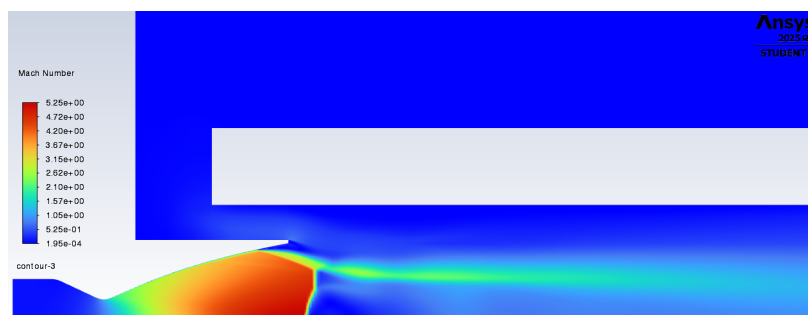


Figura 4.73: Campo di Mach per  $NPR = 20$

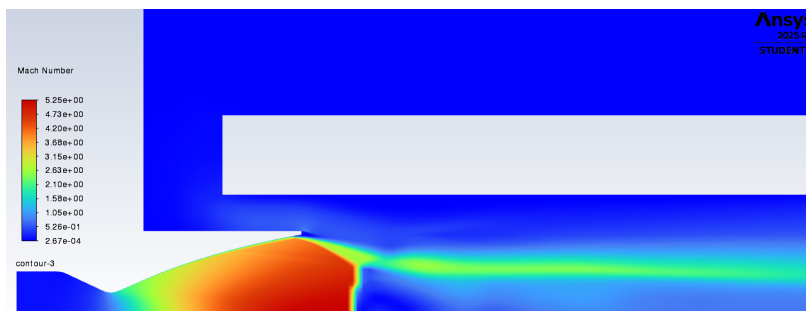


Figura 4.74: Campo di Mach per  $NPR = 25.25$

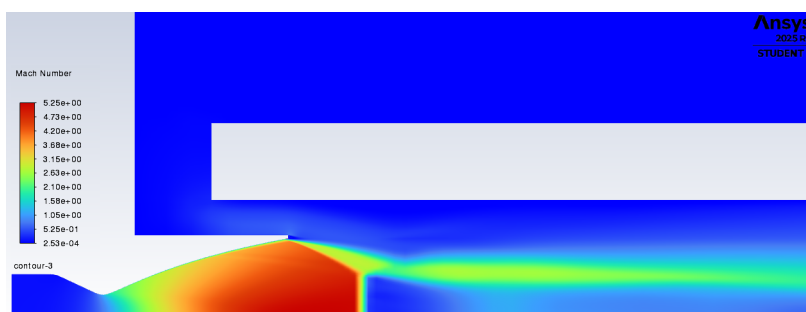


Figura 4.75: Campo di Mach per  $NPR = 30$

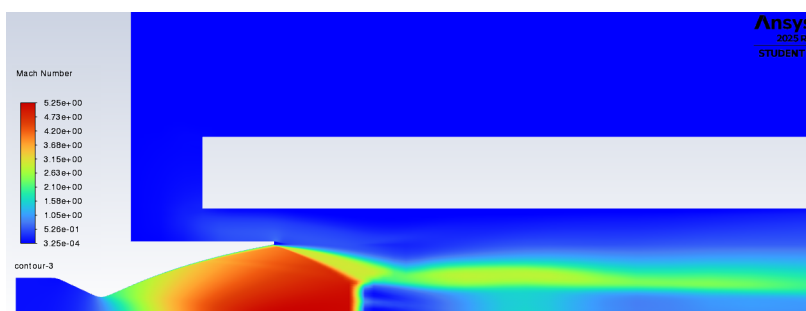


Figura 4.76: Campo di Mach per  $NPR = 35$

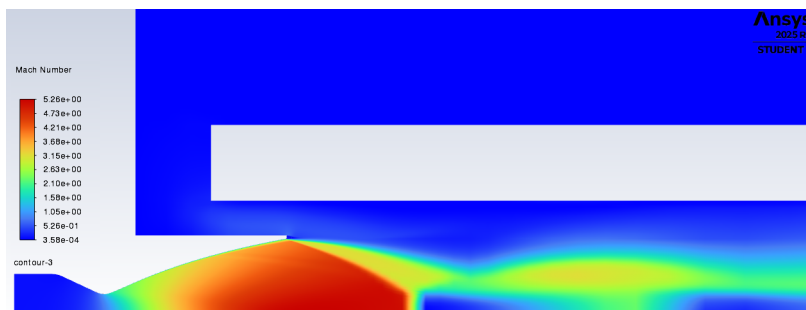


Figura 4.77: Campo di Mach per  $NPR = 40$

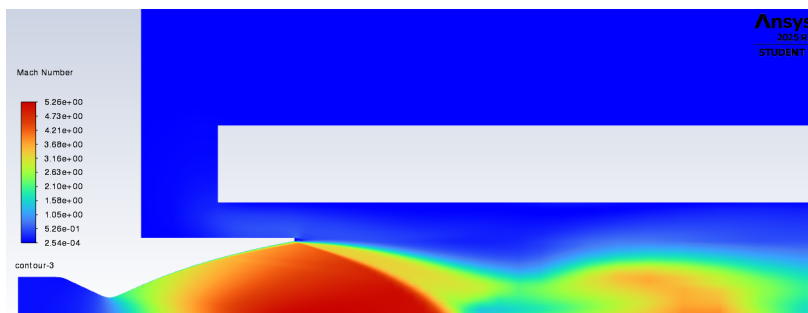


Figura 4.78: Campo di Mach per  $NPR = 45$

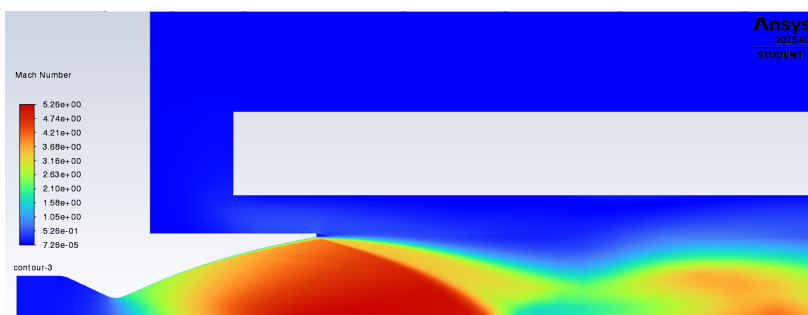


Figura 4.79: Campo di Mach per  $NPR = 50$

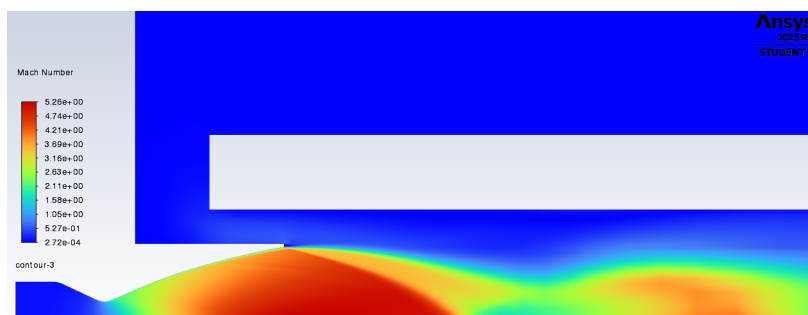


Figura 4.80: Campo di Mach per  $NPR = 55$

Analizzando i campi di velocità e i relativi valori numerici, si evidenziano le seguenti evoluzioni rispetto alle configurazioni precedenti:

- Accelerazione del flusso secondario nel condotto anulare:** la principale differenza numerica risiede nei valori di Mach del fluido aspirato nell'intercapedine. Poiché l'aria ambiente è ora costretta a percorrere un canale di sezione costante tra la parete esterna dell'ugello e quella interna del tubo, il fluido secondario subisce un'accelerazione più uniforme. Osservando le scale graduate, si nota che il numero di Mach in questa regione si stabilizza su valori mediamente più elevati (fino a  $M \approx 0.4$ ), indicando un effetto eiettore più efficiente dovuto alla maggiore velocità di trascinamento indotta dal getto primario prima ancora del punto di miscelamento.

- **Confinamento e stabilizzazione del flusso supersonico:** la geometria a sovrapposizione elimina completamente la possibilità di espansione libera del getto all'uscita dell'ugello. Si hanno numeri di Mach che si mantengono elevati lungo l'asse per una lunghezza superiore. Rispetto al caso precedente, la transizione tra il flusso supersonico e la guaina subsonica esterna è più regolare: il getto appare "schermato" dal flusso secondario già prima della sezione di uscita, riducendo le asimmetrie nel profilo di velocità.
- **Ottimizzazione della separazione interna:** il posizionamento dell'ugello all'interno del tubo massimizza la protezione dello strato limite dalle perturbazioni esterne. Dai dati numerici emerge che il crollo del numero di Mach (associato all'urto di separazione) avviene a un'ascissa  $x$  ancora più avanzata verso valle a parità di NPR. Questo conferma che l'inserimento parziale riduce al minimo la contropressione percepita dal flusso all'interno del divergente, permettendo all'ugello di operare in una condizione di quasi-adattamento anche per valori di NPR inferiori rispetto alla configurazione a scarico libero.

#### 4.4.3 Risultati del campo di pressione

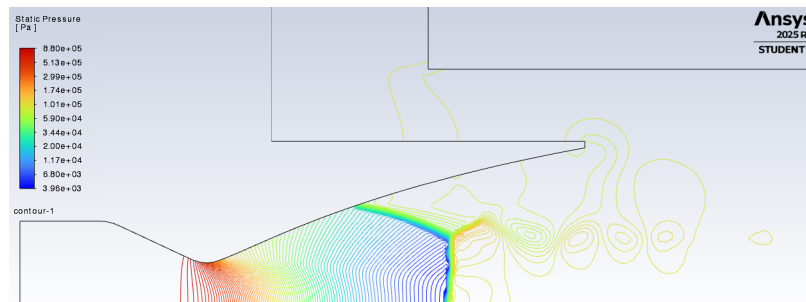


Figura 4.81: Campo di pressione per  $NPR = 10$

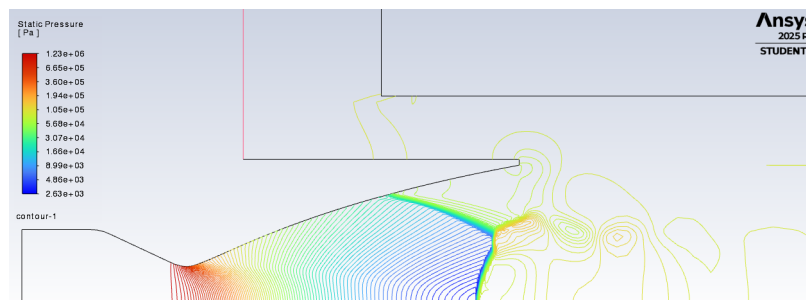


Figura 4.82: Campo di pressione per  $NPR = 15$

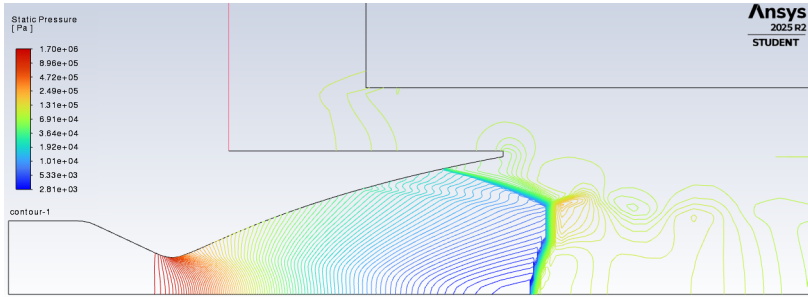


Figura 4.83: Campo di pressione per  $NPR = 20$

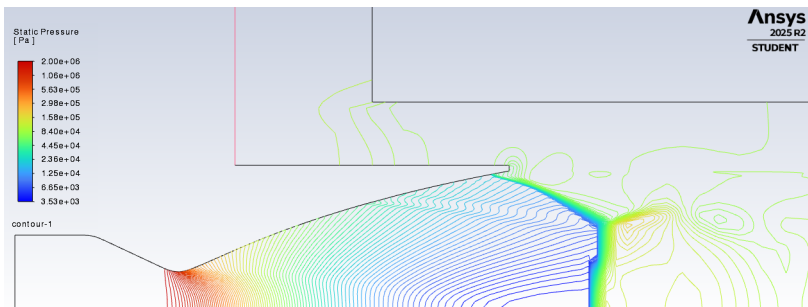


Figura 4.84: Campo di pressione per  $NPR = 25.25$

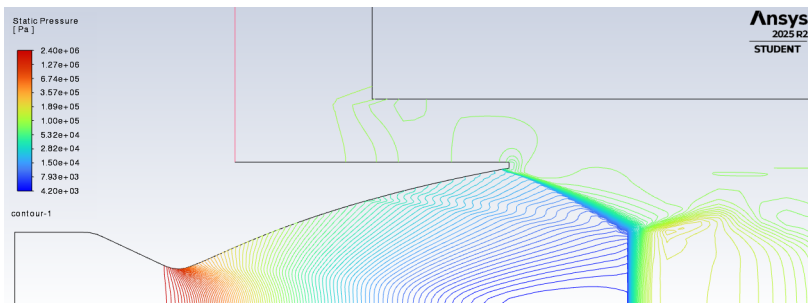


Figura 4.85: Campo di pressione per  $NPR = 30$

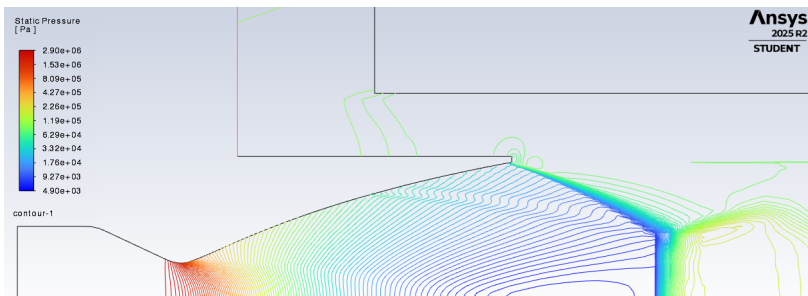


Figura 4.86: Campo di pressione per  $NPR = 35$

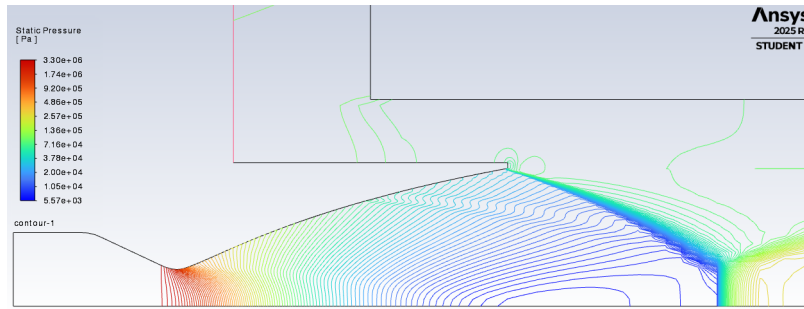


Figura 4.87: Campo di pressione per  $NPR = 40$

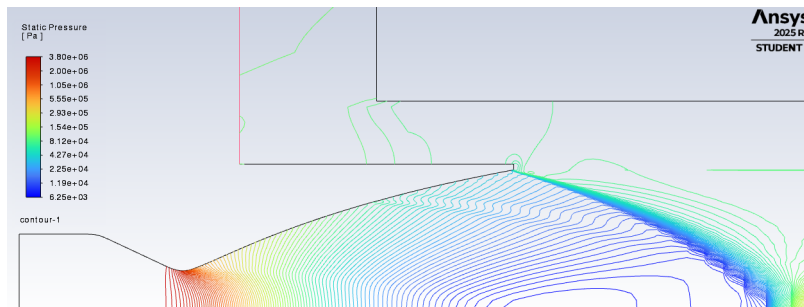


Figura 4.88: Campo di pressione per  $NPR = 45$

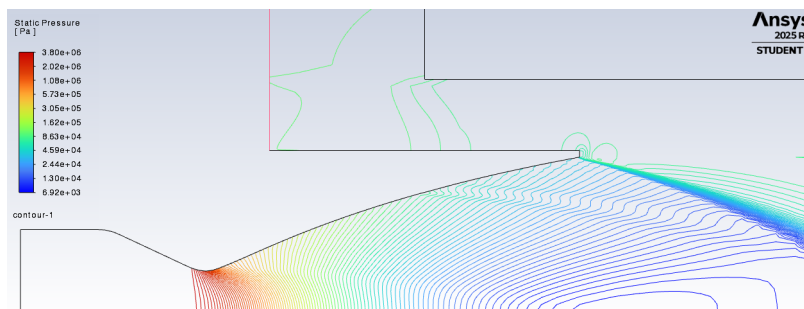


Figura 4.89: Campo di pressione per  $NPR = 50$

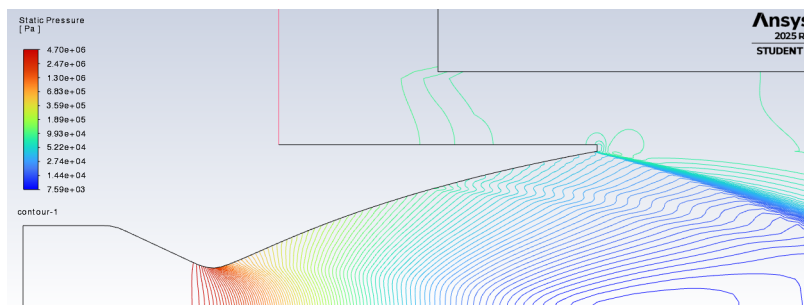


Figura 4.90: Campo di pressione per  $NPR = 55$

L'inserimento dell'ugello all'interno del condotto di scarico introduce cambiamenti significativi nella distribuzione della pressione statica, ottimizzando ulteriormente l'effetto eiettore. Si possono notare le seguenti differenze rispetto al caso precedente:

- Osservando il valore minimo di pressione  $p_{min}$  in legenda, si nota che la zona di bassa pressione (nell'ordine di  $10^3$  Pa) non è solo mantenuta, ma risulta spazialmente più estesa e stabile. Poiché la sezione di uscita dell'ugello si trova già all'interno del tubo, la regione di base è completamente isolata dalle fluttuazioni della pressione atmosferica esterna. Numericamente, questo si traduce in una riduzione delle oscillazioni della pressione locale, garantendo un ambiente di scarico estremamente favorevole all'espansione del getto.
- Una differenza sostanziale rispetto al caso precedente riguarda il gradiente di pressione dopo l'urto di separazione. Grazie alla presenza del condotto anulare, il flusso secondario entra nella zona di miscelamento con una velocità maggiore e una pressione locale più controllata. Questo flusso di aria aspirata attenua l'impatto del getto sulle pareti del tubo. I valori numerici indicano che la risalita verso la pressione ambiente avviene in modo più fluido e distribuito lungo l'asse  $x$ , con picchi di pressione sulle pareti del condotto meno intensi rispetto alle configurazioni precedenti.
- Il confronto dei valori di pressione lungo le pareti divergenti dell'ugello conferma l'efficacia superiore di questa geometria. A parità di NPR, il punto di distacco è situato alla massima distanza dalla gola rispetto ai casi 1 e 2. E se da un lato, in regime di sovraespansione, il mantenimento del flusso attaccato può comportare una locale perdita di spinta netta, dall'altro permette al flusso di espandersi in modo più completo all'interno del divergente e avvicinarsi ad una condizione di funzionamento propria di quote altimetriche superiori.

#### 4.4.4 Risultati

Ancora una volta, si riportano di seguito gli andamenti della pressione a parete normalizzata rispetto alla pressione ambiente  $p_{wall}/p_0$ , in funzione della coordinata assiale normalizzata rispetto al raggio di gola ( $x/R^*$ ).

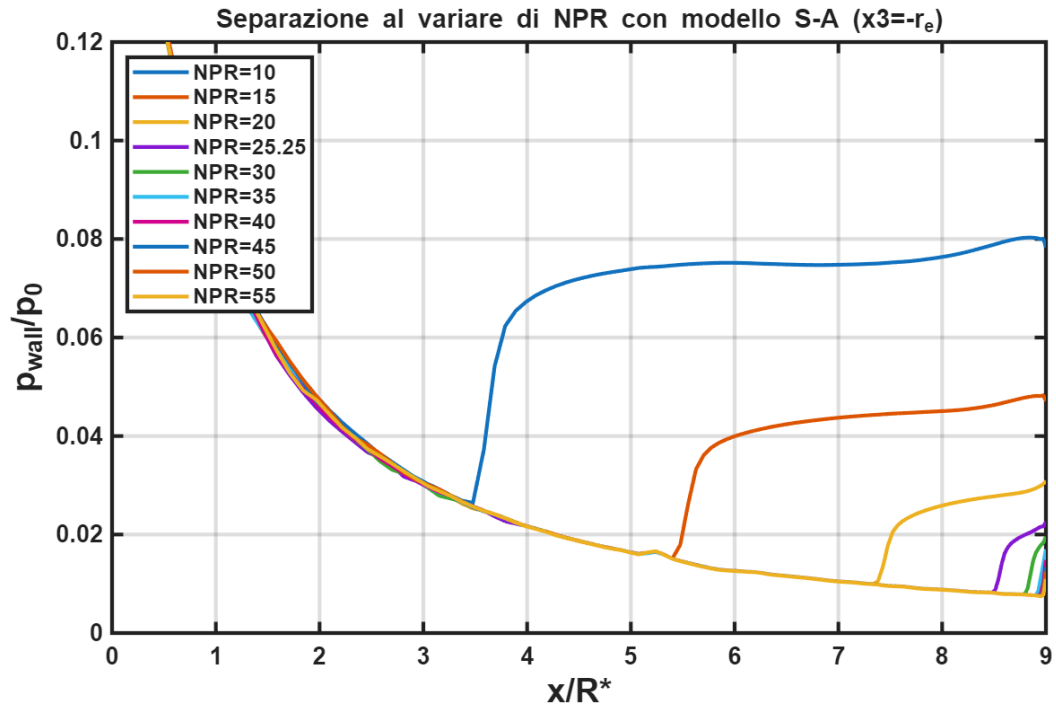


Figura 4.91: Pressione a parete in funzione della posizione

Per valutare quantitativamente l'impatto della geometria sulla performance dell'ugello, viene riportato un grafico comparativo dei tre casi finora analizzati (raggio del condotto  $R_c = 1.5 r_e$ ) rispetto al caso iniziale in cui c'era solo l'ugello senza condotto di scarico. Il parametro di confronto è lo spostamento del punto di separazione del flusso all'interno del divergente in funzione dell'NPR.

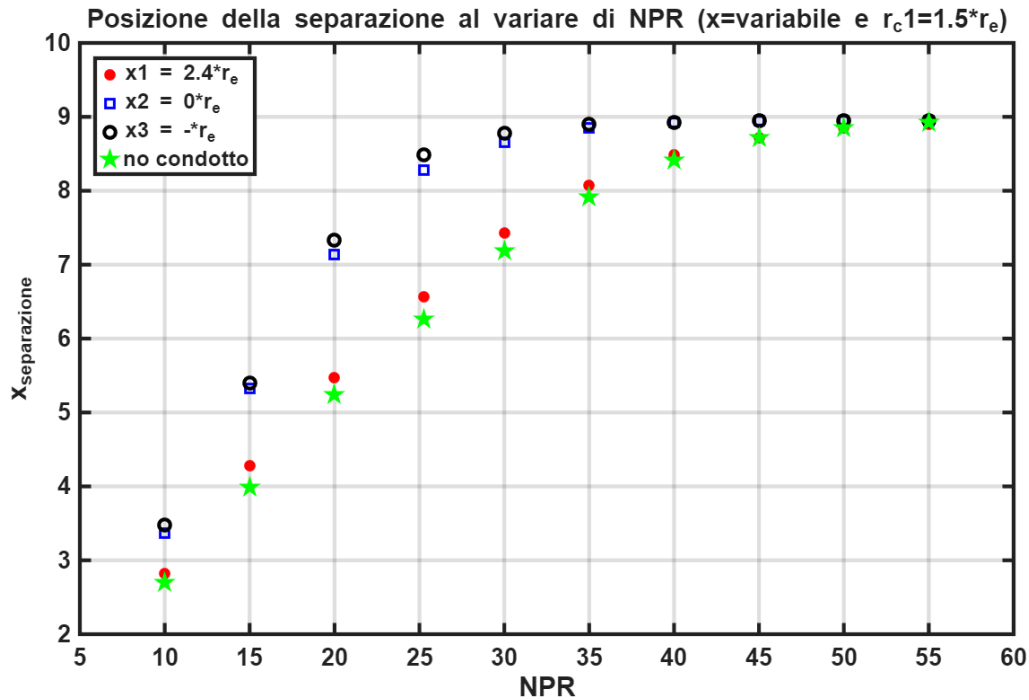


Figura 4.92: Posizione del punto di separazione al variare di NPR per le distanze  $x_1, x_2, x_3$  e per il caso di ugello libero

Dall'analisi del grafico emerge chiaramente come la posizione assiale del condotto sia determinante per l'efficienza del sistema.

La configurazione distanziata ( $x_1 = 2.4 r_e$ ) mostra un miglioramento marginale rispetto al caso base. Infatti, sebbene l'effetto eiettore sia presente, la distanza tra ugello e condotto permette una significativa interazione con l'ambiente esterno, limitando l'entità della depressione e, di conseguenza lo spostamento del punto di separazione del flusso verso valle. La configurazione allineata, invece, permette un incremento prestazionale netto. Grazie al migliore schermaggio, il sistema raggiunge la condizione di punto di separazione sul bordo di uscita dell'ugello già a  $NPR = 40$ , un valore sensibilmente inferiore rispetto alla configurazione libera.

Infine, la configurazione con inserimento parziale dell'ugello nel condotto, risulta l'assetto più efficace. Tale inserimento, infatti, massimizza l'effetto eiettore e minimizza il rientro di pressione dall'esterno. In questo caso, la condizione di separazione al bordo di uscita dell'ugello viene anticipata a  $NPR = 35$ , garantendo il massimo guadagno di espansione ai regimi più bassi.

In sintesi, i dati confermano che all'aumentare del grado di compenetrazione tra ugello e condotto, l'eiettore genera una depressione più profonda e stabile, permettendo all'ugello di operare in regime di adattamento con un risparmio in termini di pressione di alimentazione pari a circa 15-20 punti di NPR rispetto al caso base.

## 4.5 $R_c = 2 r_e$ e $x_4 = 2.4 r_e$

### 4.5.1 Geometria e mesh

Le analisi condotte finora si sono concentrate sull'ottimizzazione della posizione assiale del condotto, mantenendone invariata la geometria radiale ( $r_t = 1.5 \cdot r_e$ ). Al fine di completare lo studio parametrico del sistema, viene ora indagata l'influenza della sezione trasversale di tale condotto. Si ripete quindi l'intera campagna di simulazioni mantenendo le medesime tre posizioni caratteristiche precedentemente analizzate ma adottando un condotto di raggio maggiore. Questo approccio permette di isolare l'effetto dell'area di passaggio del fluido secondario sulla capacità di aspirazione e sulla stabilità del getto primario, verificando se un condotto più ampio favorisca un ulteriore incremento dell'effetto eiettore o se, al contrario, faciliti il rientro della pressione atmosferica verso la sezione di uscita dell'ugello. Per questa quarta configurazione, quindi, indicando con  $r_e$  il raggio della sezione d'uscita dell'ugello, il condotto di scarico presenta le seguenti caratteristiche:

- raggio  $R_c = 2 r_e$
- spessore della parete del condotto  $s_c = r_e$

La sezione d'uscita dell'ugello si trova a una distanza pari a  $x_4 = 2.4 r_e$  a monte dell'ingresso del condotto.

Sulla base di questi parametri sono state generate la geometria e la relativa mesh di calcolo, illustrate nelle figure seguenti. I dettagli di ugello e gola sono gli stessi riportati nella prima configurazione (si veda il paragrafo 4.2, rispettivamente nelle figure 4.2 e 4.3).

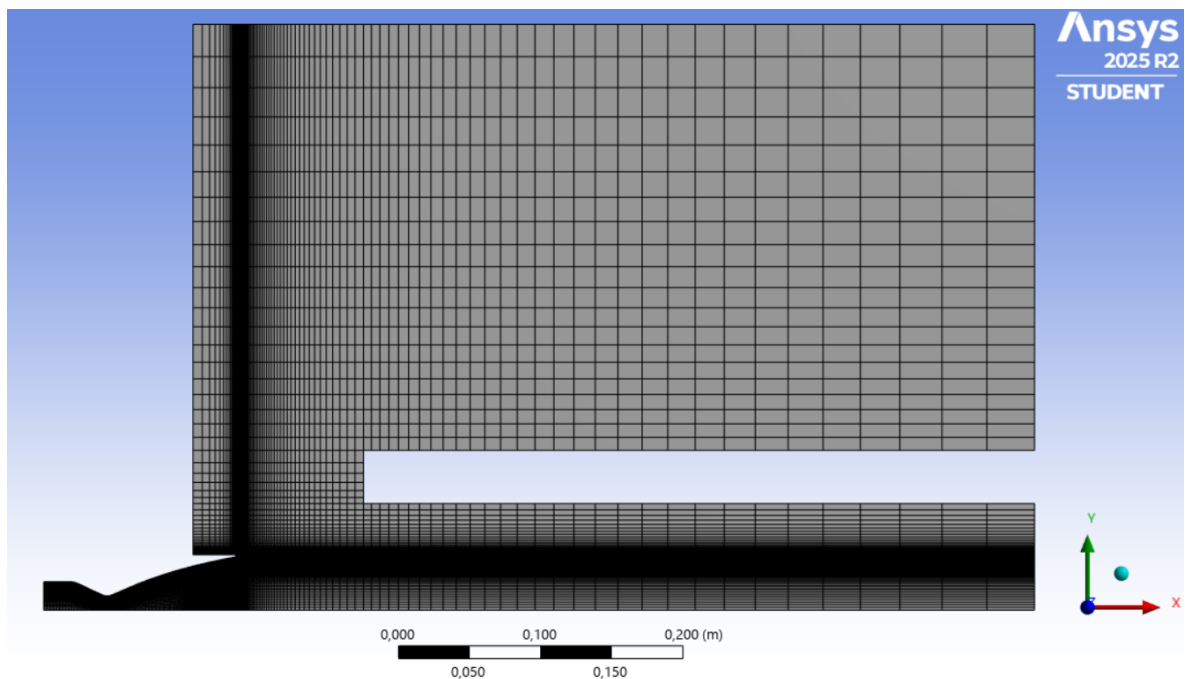


Figura 4.93: Mesh con aggiunta del condotto di scarico

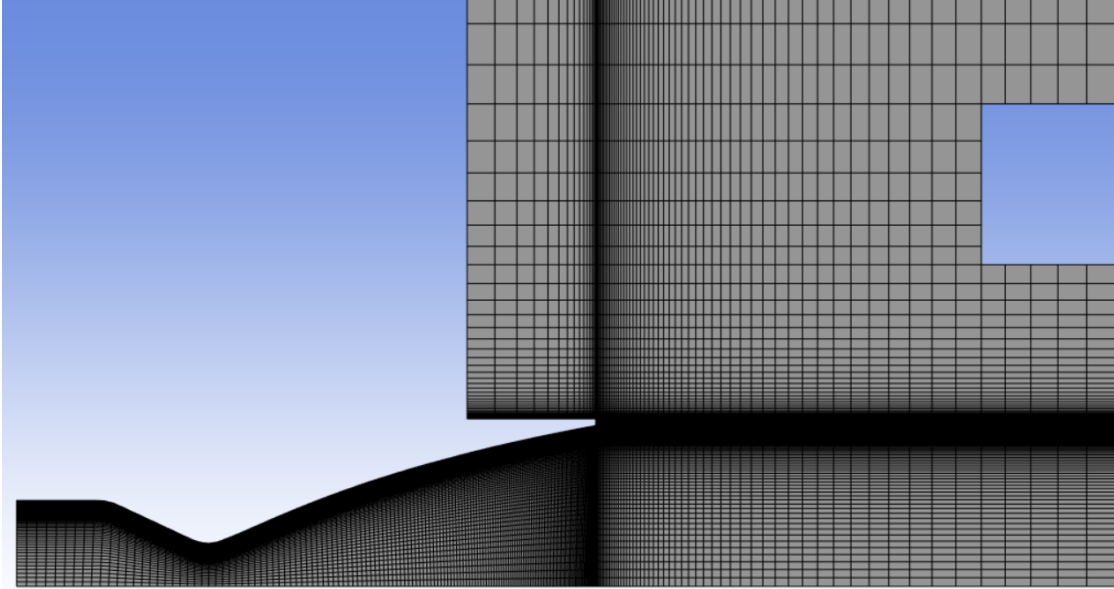


Figura 4.94: Zoom della mesh all'ingresso del condotto di scarico

I risultati delle simulazioni numeriche, condotte per valori di  $NPR$  compresi tra 10 e 55, sono riportati di seguito. Coerentemente con quanto stabilito nella fase di validazione, le analisi sono state eseguite impiegando il modello di turbolenza di Spalart-Allmaras.

#### 4.5.2 Risultati del campo di Mach

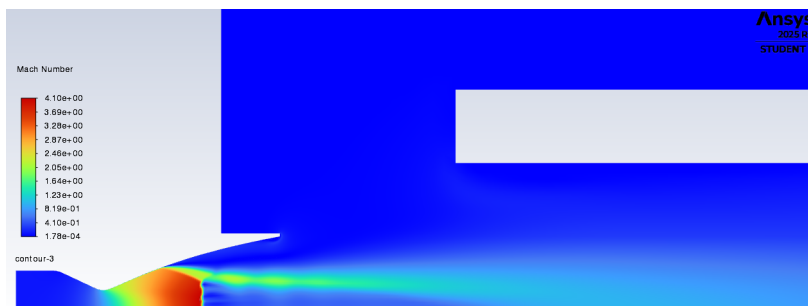


Figura 4.95: Campo di Mach per  $NPR = 10$

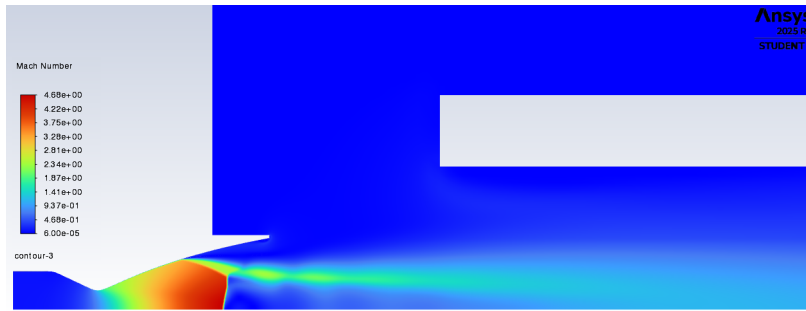


Figura 4.96: Campo di Mach per  $NPR = 15$

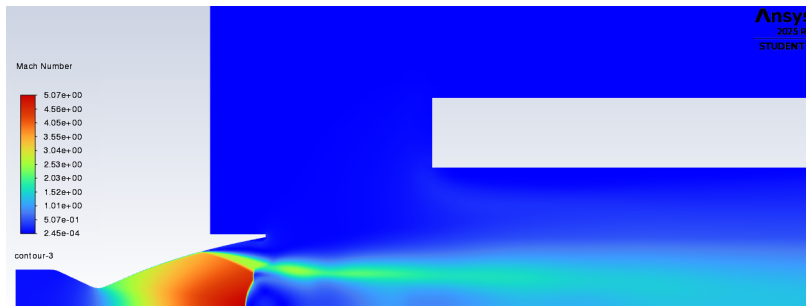


Figura 4.97: Campo di Mach per  $NPR = 20$



Figura 4.98: Campo di Mach per  $NPR = 25.25$

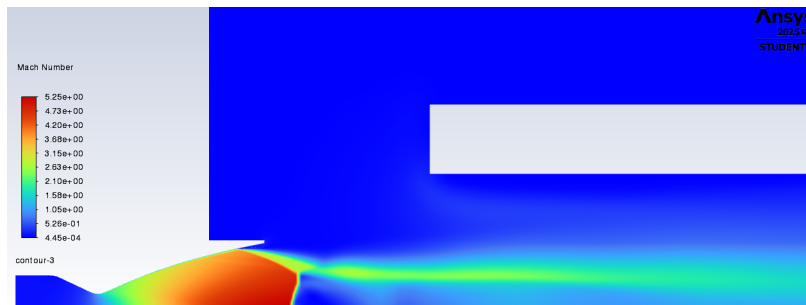


Figura 4.99: Campo di Mach per  $NPR = 30$



Figura 4.100: Campo di Mach per  $NPR = 35$

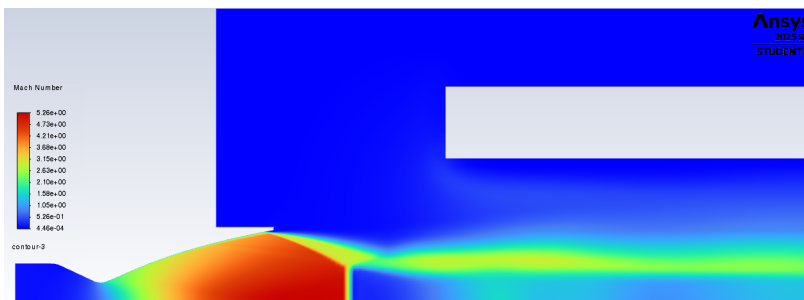


Figura 4.101: Campo di Mach per  $NPR = 40$

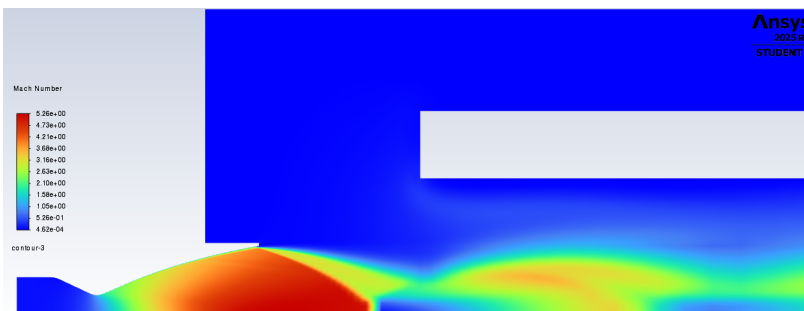


Figura 4.102: Campo di Mach per  $NPR = 45$

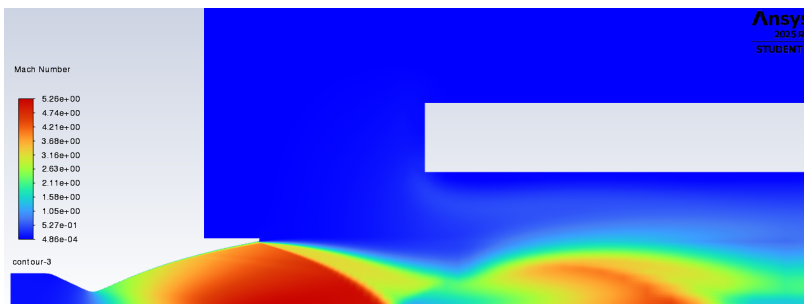


Figura 4.103: Campo di Mach per  $NPR = 50$

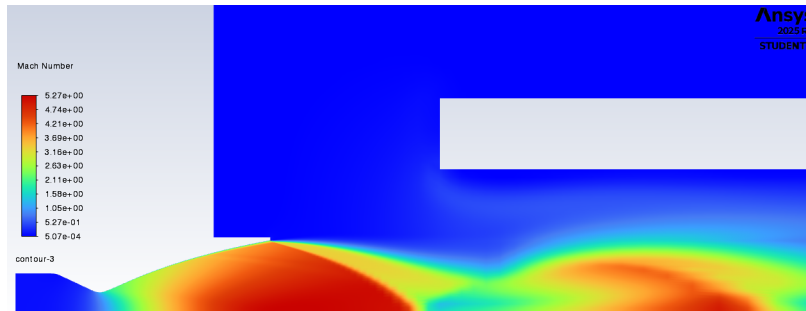


Figura 4.104: Campo di Mach per  $NPR = 55$

Il passaggio da un raggio del condotto  $R_c = 1.5 r_e$  ad un valore maggiore  $R_c = 2 r_e$ , considerando una distanza pari a  $x_4 = x_1 = 2.4 r_e$ , introduce variazioni significative nella fluidodinamica del problema. In particolare si considerano le variazioni rispetto alla prima configurazione che è stata analizzata.

Quello che si ottiene è che un condotto più ampio offre al getto primario una maggiore libertà di espansione radiale prima dell'interazione con le pareti solide. Sebbene l'area maggiorata permetta l'aspirazione di una portata massica di fluido secondario potenzialmente superiore, la velocità locale risulta inferiore rispetto al caso con raggio ridotto. Dal punto di vista numerico, si osserva una diminuzione del numero di Mach del fluido secondario nell'intercapedine, poiché il trasferimento di quantità di moto dal getto primario si distribuisce su una sezione di passaggio più vasta, mitigando l'effetto Venturi locale.

### 4.5.3 Risultati del campo di pressione

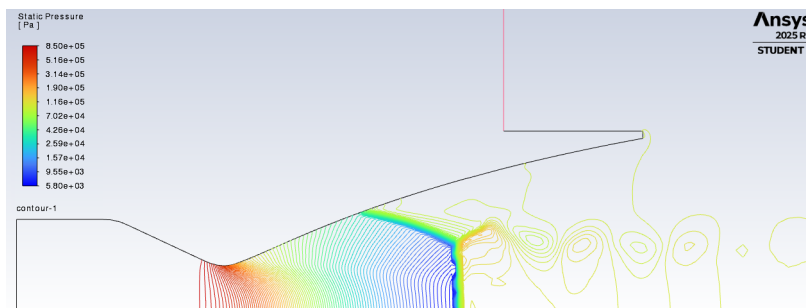


Figura 4.105: Campo di pressione per  $NPR = 10$

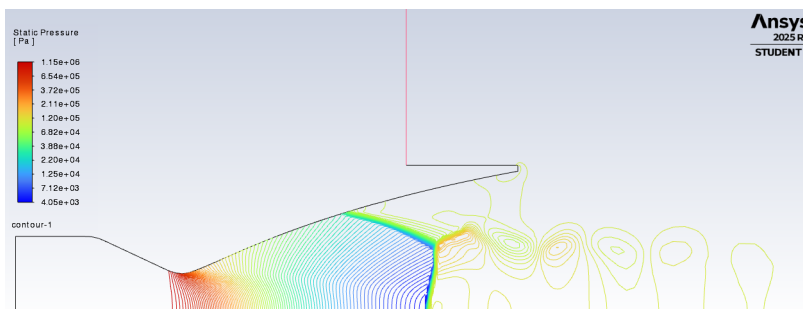


Figura 4.106: Campo di pressione per  $NPR = 15$

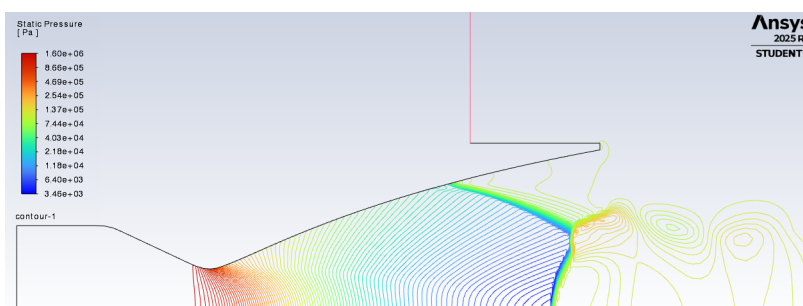


Figura 4.107: Campo di pressione per  $NPR = 20$

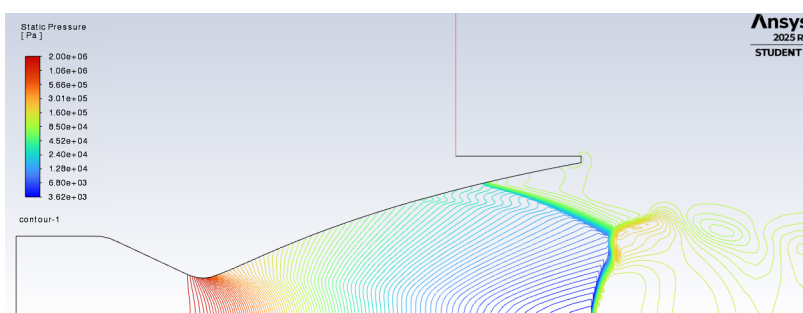


Figura 4.108: Campo di pressione per  $NPR = 25.25$

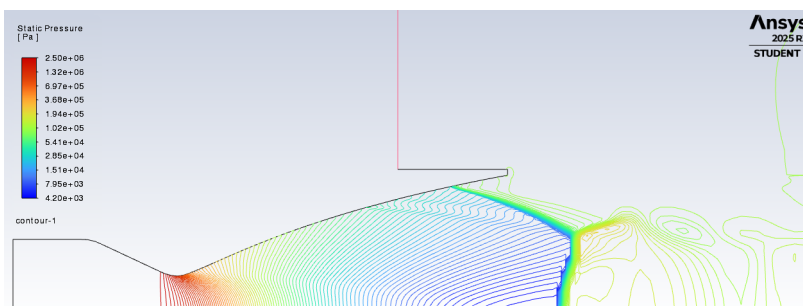


Figura 4.109: Campo di pressione per  $NPR = 30$

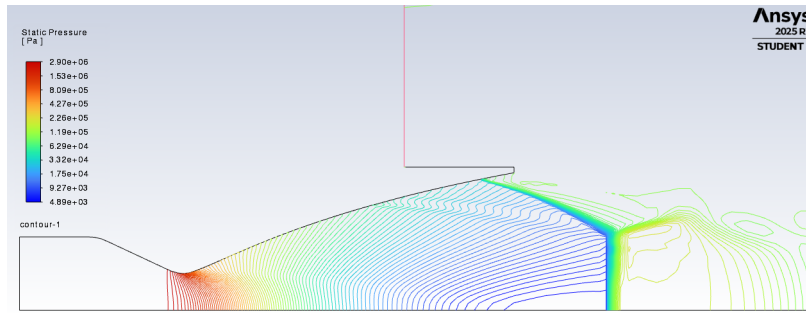


Figura 4.110: Campo di pressione per  $NPR = 35$

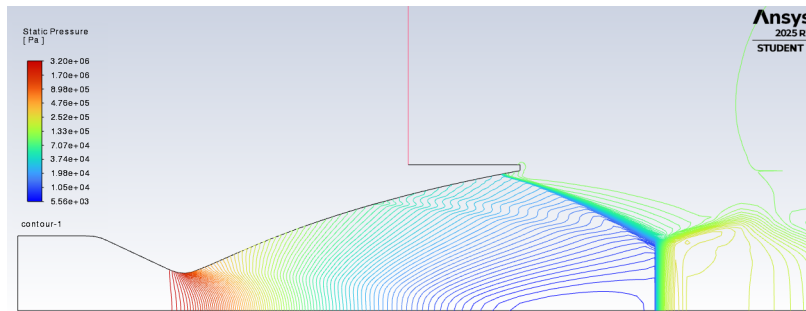


Figura 4.111: Campo di pressione per  $NPR = 40$

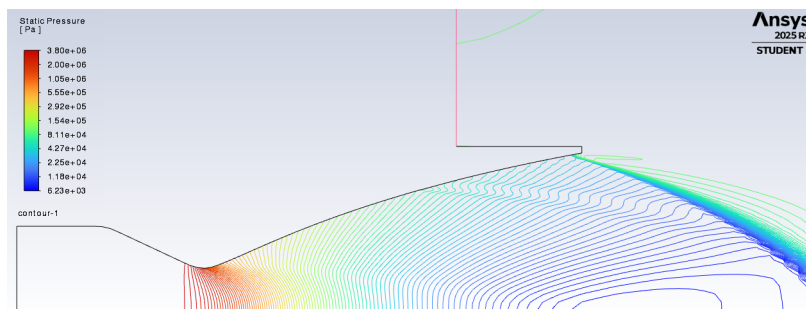


Figura 4.112: Campo di pressione per  $NPR = 45$

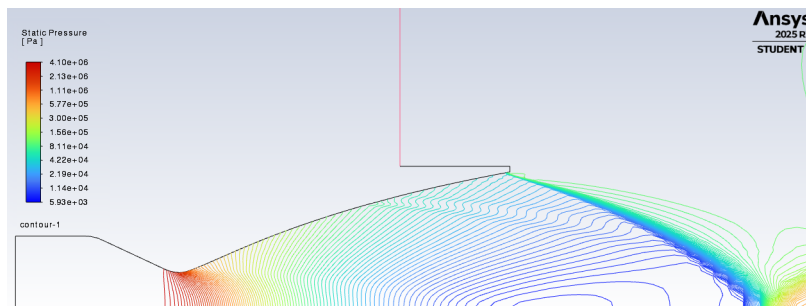


Figura 4.113: Campo di pressione per  $NPR = 50$

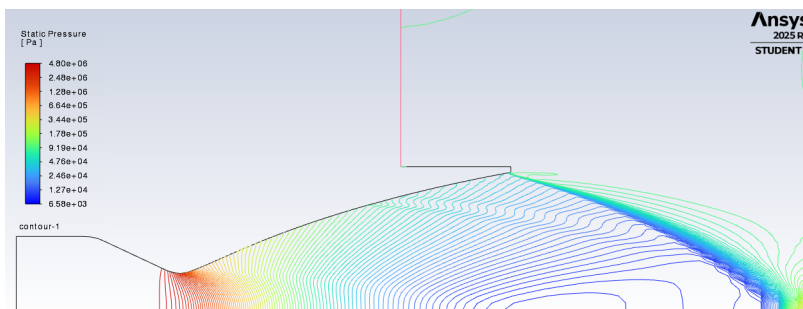


Figura 4.114: Campo di pressione per  $NPR = 55$

La sezione trasversale maggiorata facilita la comunicazione tra la zona di base dell'ugello e l'ambiente esterno. Mentre un condotto più stretto agisce come una barriera fluidodinamica che isola l'uscita dell'ugello, l'aumento del raggio favorisce l'infiltrazione della pressione atmosferica verso monte. Questo fenomeno si traduce in una risalita della pressione statica alla base dell'ugello e, conseguentemente, in uno spostamento del punto di separazione del flusso verso la gola dell'ugello. In pratica, il vantaggio ottenuto con l'eiettore risulta parzialmente vanificato, avvicinando il comportamento del sistema a quello di un ugello in regime di scarico libero.

#### 4.5.4 Risultati

Ancora una volta, si riportano di seguito gli andamenti della pressione a parete normalizzata rispetto alla pressione ambiente  $p_{wall}/p_0$ , in funzione della coordinata assiale normalizzata rispetto al raggio di gola ( $x/R^*$ ).

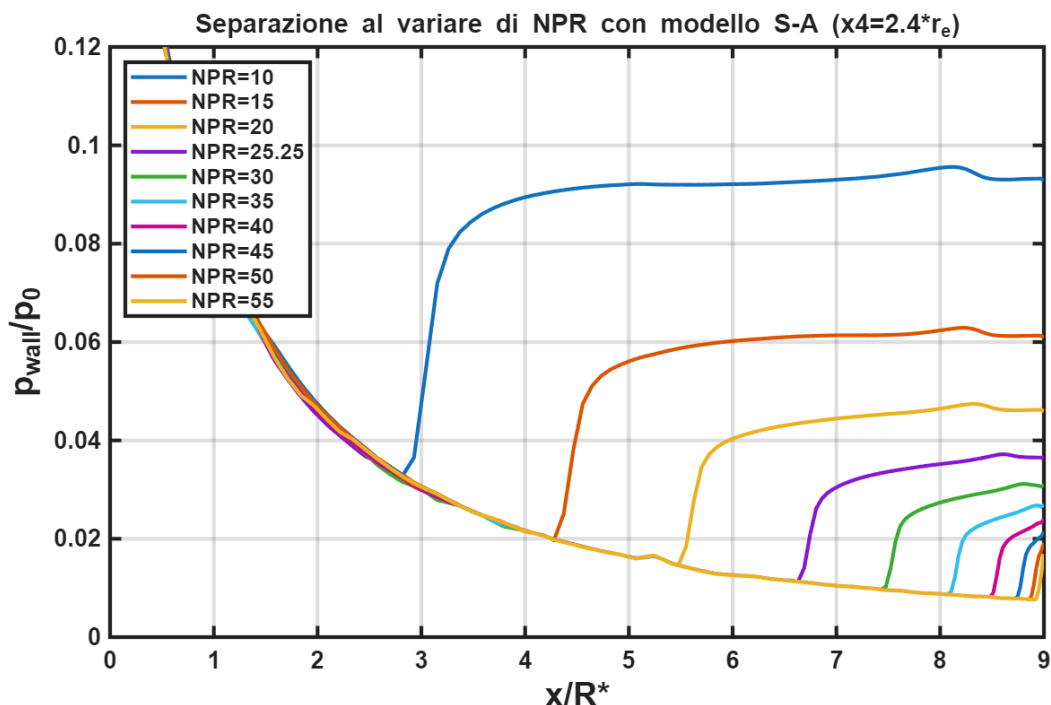


Figura 4.115: Pressione a parete in funzione della posizione

Al fine di isolare l'effetto della sezione del condotto sulla stabilità del getto, viene proposto un confronto diretto tra le configurazioni aventi la medesima posizione assiale ( $x_4 = x_1 = 2.4 r_e$ ) ma raggio differente: il caso 1, con  $R_c = 1.5 r_e$  e il caso 4, con  $R_c = 2.0 r_e$ . I risultati sono messi a sistema con il caso base dell'ugello libero per valutarne l'effettivo guadagno in termini di prestazioni.

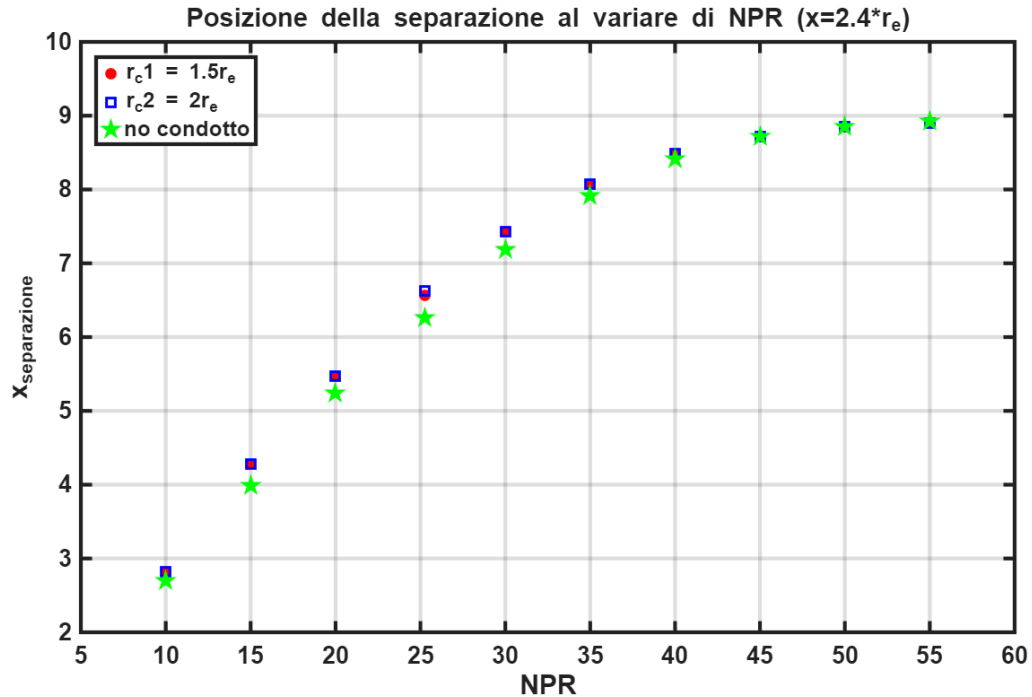


Figura 4.116: Posizione del punto di separazione al variare di NPR per le configurazioni 1 e 4 e per il caso di ugello libero

Dall'analisi dell'andamento dei punti di separazione riportati nel grafico, è possibile fare due considerazioni.

Innanzitutto, si può notare una inefficacia del raggio maggiorato in posizione distanziata. Infatti si osserva chiaramente come l'utilizzo di un condotto più ampio non apporti benefici significativi rispetto alla prima configurazione analizzata: la curva del caso 4 risulta quasi interamente sovrapposta a quella del caso 1, confermando che l'eccessiva area di passaggio non genera guadagni prestazionali.

La seconda considerazione è legata al fatto che soltanto nel caso di  $NPR = 25.25$  si verifica, per la quarta configurazione, un lievissimo avanzamento verso valle del punto di separazione. Tuttavia, tale incremento è numericamente trascurabile e non rappresenta un miglioramento sostanziale nel controllo della separazione interna.

In conclusione, sebbene l'analisi dei campi di Mach e di pressione suggerisse un peggioramento in termini di prestazioni, quello che effettivamente si ottiene è che per la configurazione distanziata esiste un raggio critico oltre il quale l'installazione del condotto risulta essere superfluo ai fini del guadagno di espansione. Ciò potrebbe essere dovuto all'elevata distanza  $x$  che è stata considerata per questa analisi. Si vedrà infatti, nei casi successivi,

che, a parità di distanza assiale  $x$  il miglioramento dovuto all'utilizzo di un condotto di scarico con raggio inferiore risulta essere più marcato.

## 4.6 $R_c = 2 r_e$ e $x_5 = 0 \cdot r_e$

### 4.6.1 Geometria e mesh

Per la quinta configurazione, indicando con  $r_e$  il raggio della sezione d'uscita dell'ugello, il condotto di scarico presenta le seguenti caratteristiche:

- raggio  $R_c = 2 r_e$
- spessore della parete del condotto  $s_c = r_e$

La sezione d'uscita dell'ugello, come nel caso 2 4.3.1 si trova a una distanza pari a  $x_5 = 0 \cdot r_e$  rispetto all'ingresso del condotto, ovvero le due sezioni hanno ascissa coincidente.

Sulla base di questi parametri sono state generate la geometria e la relativa mesh di calcolo, illustrate nelle figure seguenti. I dettagli di ugello e gola sono gli stessi riportati nella prima configurazione (si veda il paragrafo 4.2, rispettivamente nelle figure 4.2 e 4.3).

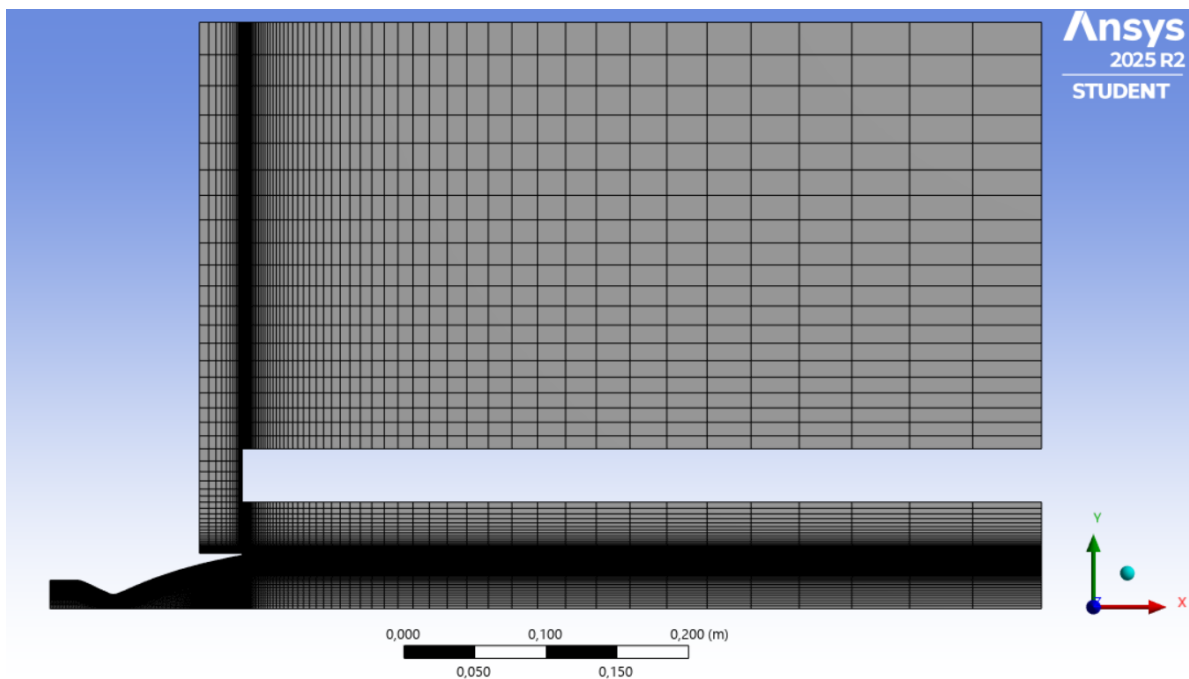


Figura 4.117: Mesh con aggiunta del condotto di scarico

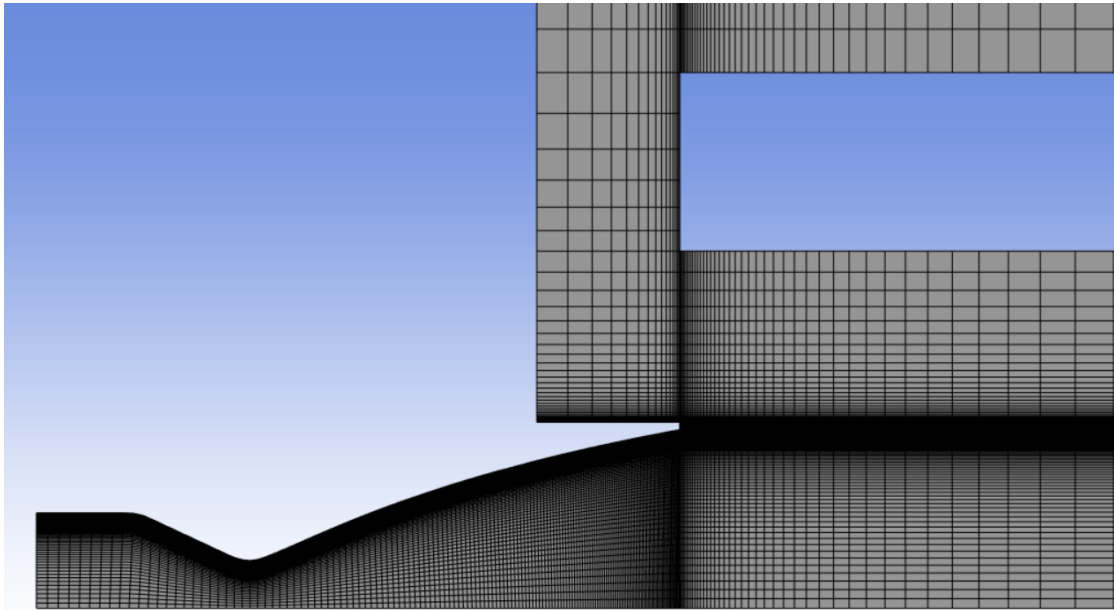


Figura 4.118: Zoom della mesh all'ingresso del condotto di scarico

I risultati delle simulazioni numeriche, condotte per valori di  $NPR$  compresi tra 10 e 55, sono riportati di seguito. Coerentemente con quanto stabilito nella fase di validazione, le analisi sono state eseguite impiegando il modello di turbolenza di Spalart-Allmaras.

#### 4.6.2 Risultati del campo di Mach

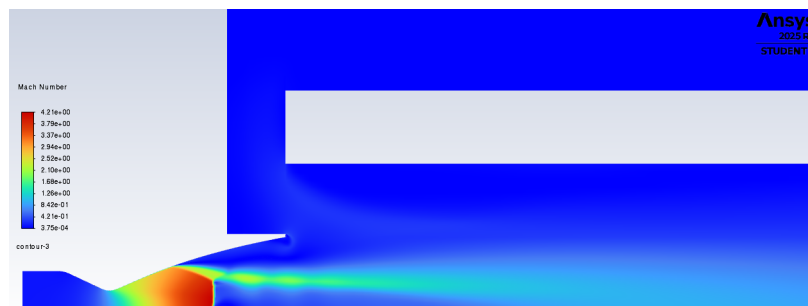


Figura 4.119: Campo di Mach per  $NPR = 10$



Figura 4.120: Campo di Mach per  $NPR = 15$



Figura 4.121: Campo di Mach per  $NPR = 20$

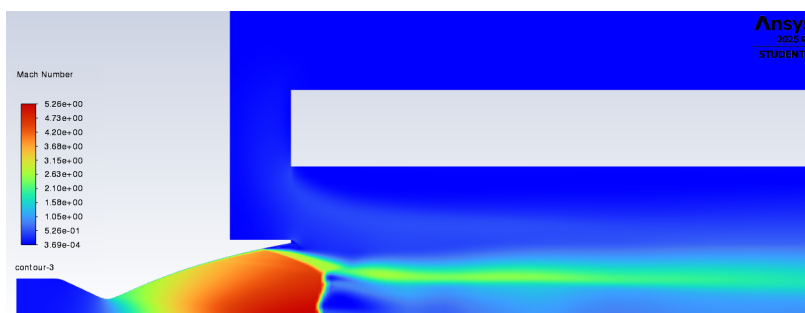


Figura 4.122: Campo di Mach per  $NPR = 25.25$

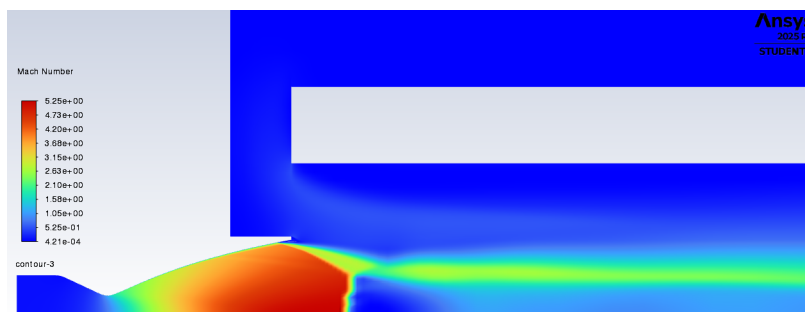


Figura 4.123: Campo di Mach per  $NPR = 30$

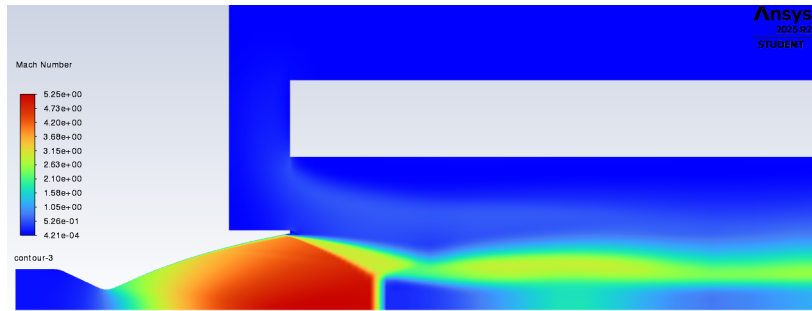


Figura 4.124: Campo di Mach per  $NPR = 35$

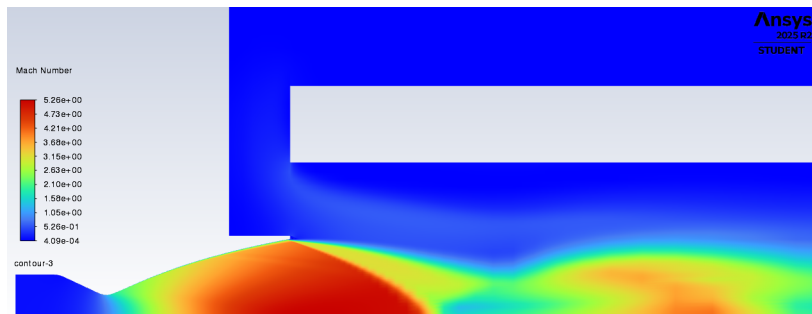


Figura 4.125: Campo di Mach per  $NPR = 40$

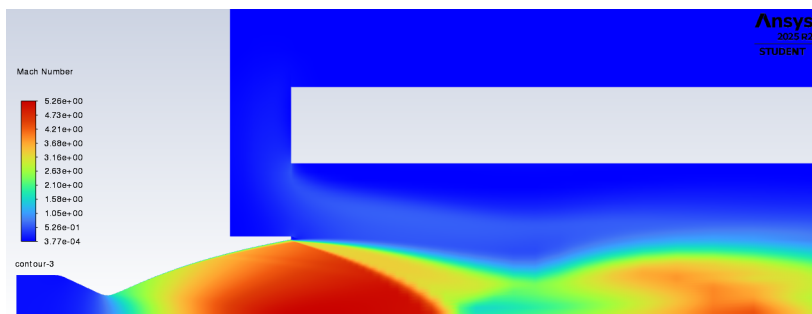


Figura 4.126: Campo di Mach per  $NPR = 45$

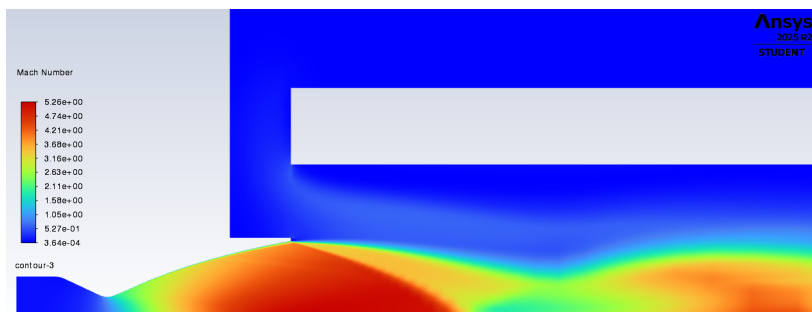


Figura 4.127: Campo di Mach per  $NPR = 50$

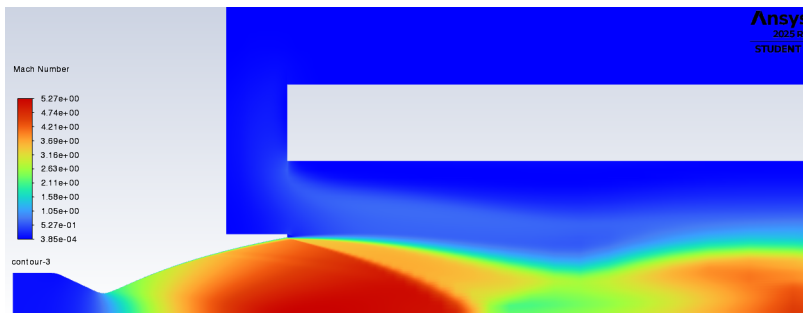


Figura 4.128: Campo di Mach per  $NPR = 55$

### 4.6.3 Risultati del campo di pressione

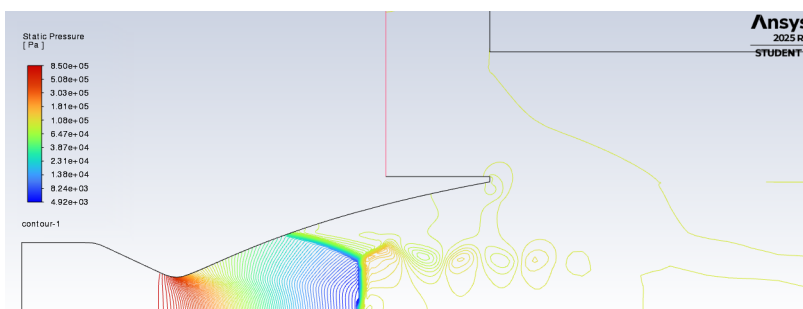


Figura 4.129: Campo di pressione per  $NPR = 10$

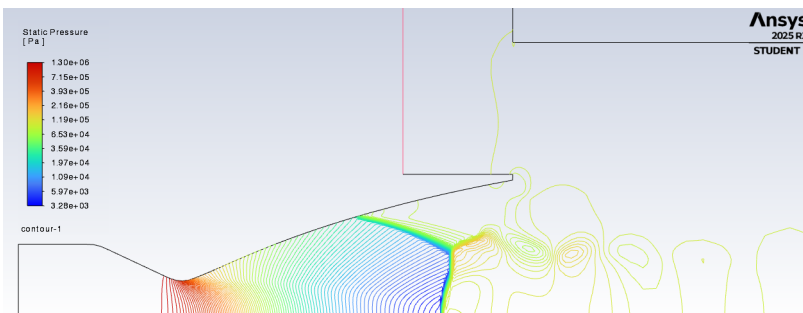


Figura 4.130: Campo di pressione per  $NPR = 15$

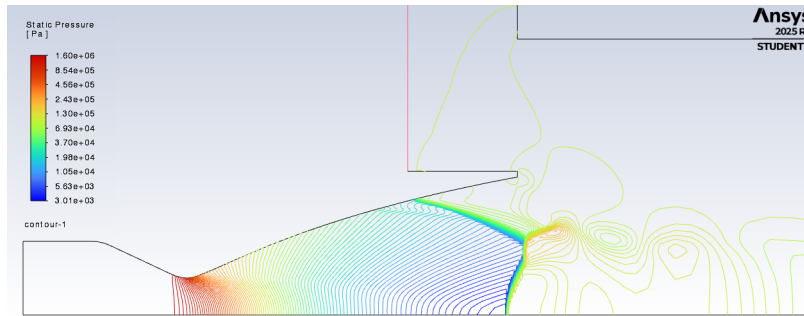


Figura 4.131: Campo di pressione per  $NPR = 20$

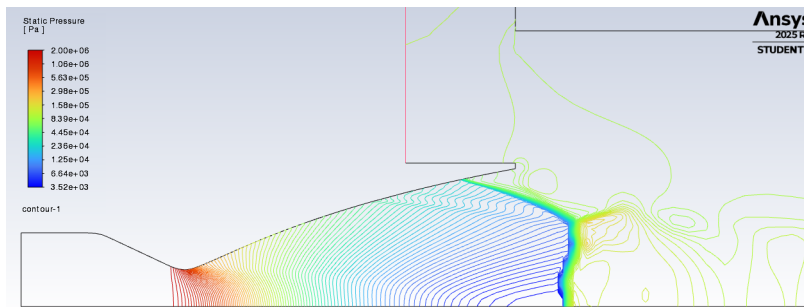


Figura 4.132: Campo di pressione per  $NPR = 25.25$

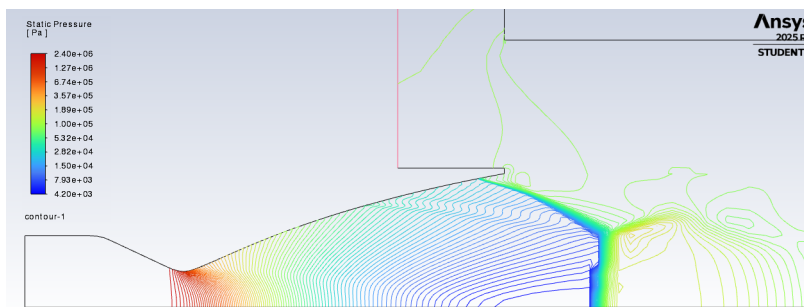


Figura 4.133: Campo di pressione per  $NPR = 30$

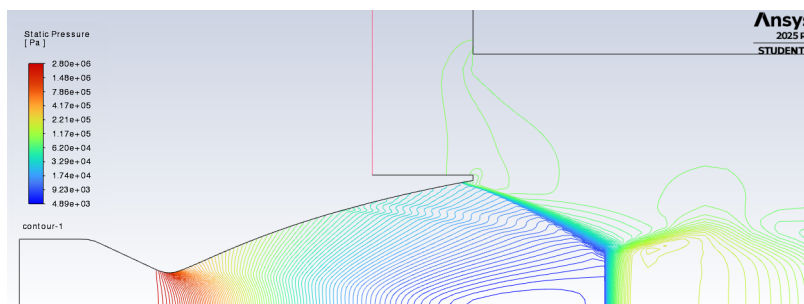


Figura 4.134: Campo di pressione per  $NPR = 35$

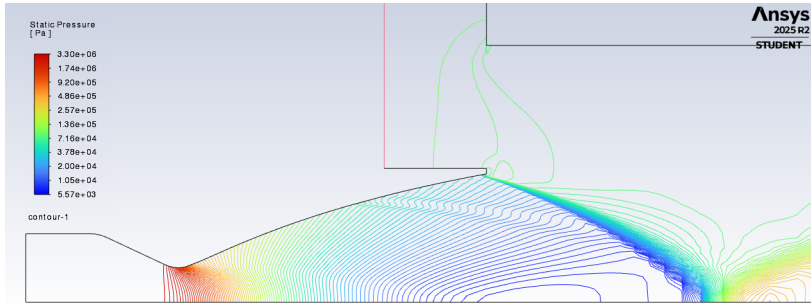


Figura 4.135: Campo di pressione per  $NPR = 40$

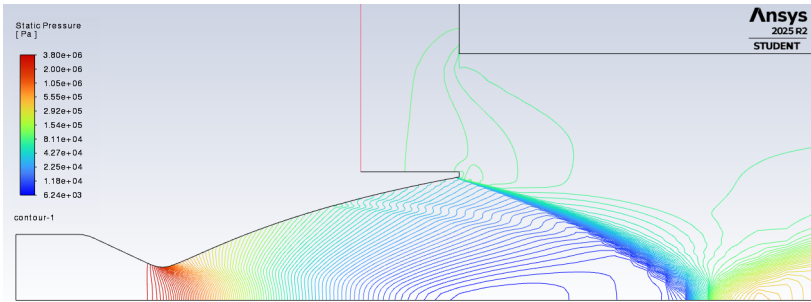


Figura 4.136: Campo di pressione per  $NPR = 45$

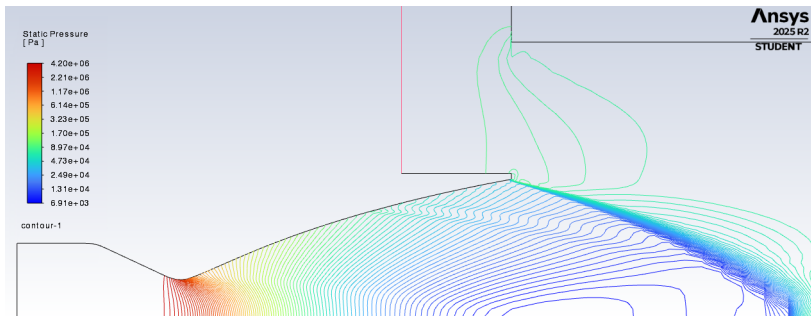


Figura 4.137: Campo di pressione per  $NPR = 50$

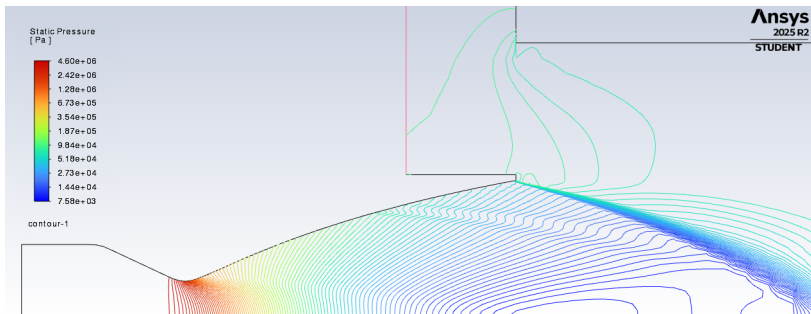


Figura 4.138: Campo di pressione per  $NPR = 55$

#### 4.6.4 Risultati

Al solito, si riportano di seguito gli andamenti della pressione a parete normalizzata rispetto alla pressione ambiente  $p_{wall}/p_0$ , in funzione della coordinata assiale normalizzata rispetto al raggio di gola ( $x/R^*$ ).

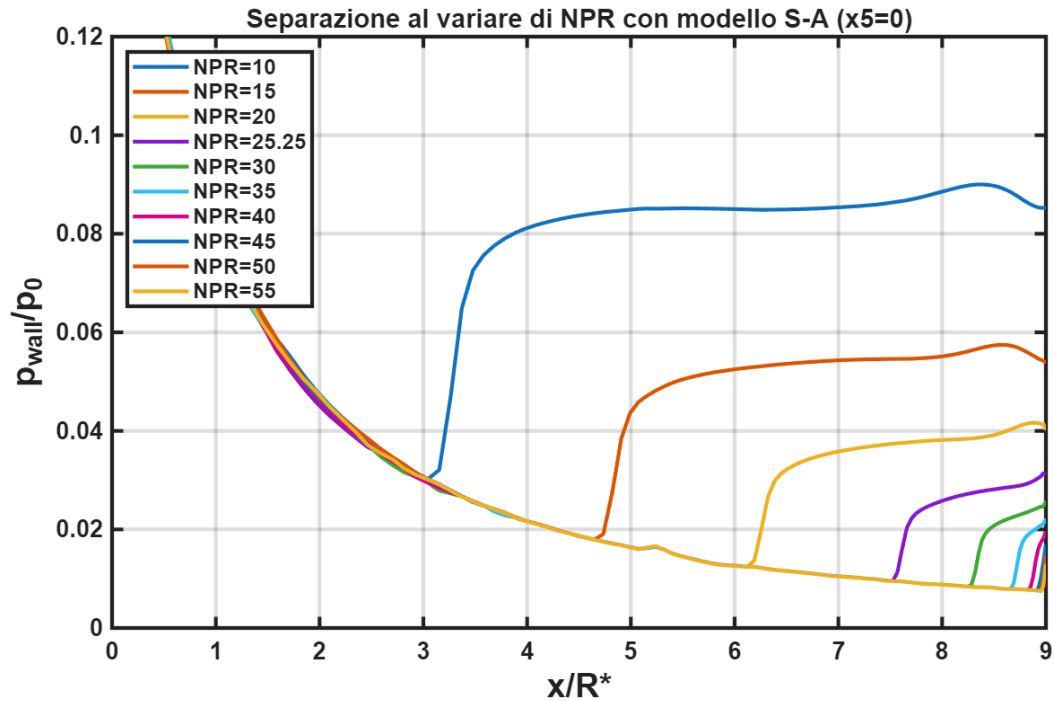


Figura 4.139: Pressione a parete in funzione della posizione

Come nel paragrafo precedente, viene proposto un confronto diretto tra le configurazioni aventi la medesima posizione assiale ( $x_5 = x_2 = 0 \cdot r_e$ ) ma raggio differente: il caso 2, con  $R_c = 1.5 r_e$  e il caso 5, con  $R_c = 2.0 r_e$ . I risultati sono messi a sistema con il caso base dell'ugello libero per valutarne l'effettivo guadagno in termini di prestazioni.

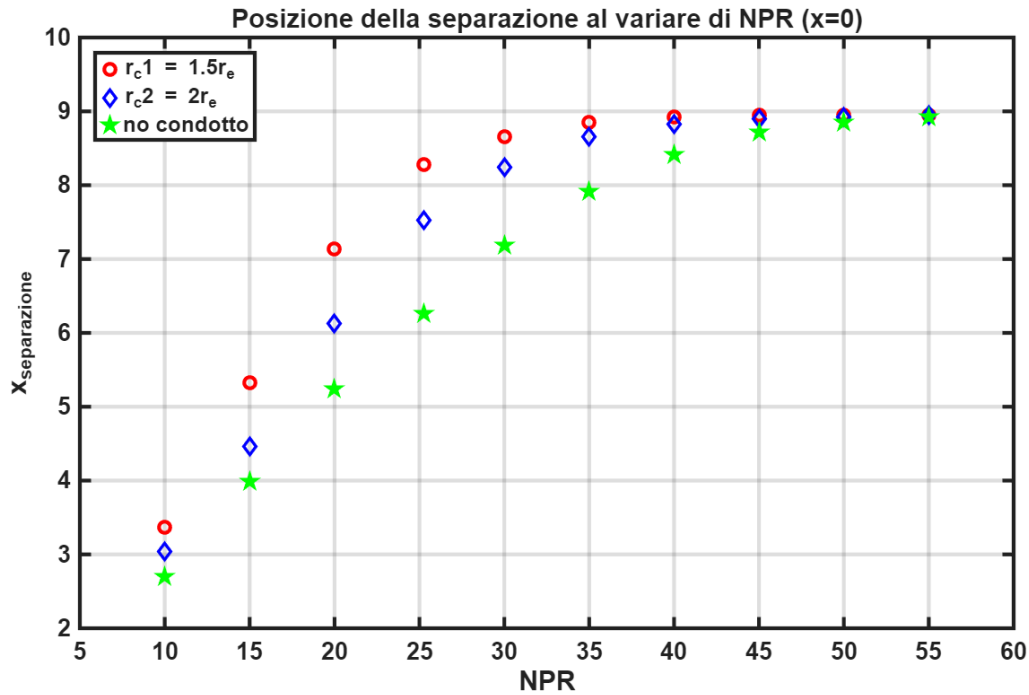


Figura 4.140: Posizione del punto di separazione al variare di NPR per le configurazioni 2 e 5 e per il caso di ugello libero

Dal punto di vista qualitativo e fenomenologico, i risultati attesi sono essenzialmente quelli discussi nel paragrafo precedente. Ovvero, ci si aspetta che, anche in posizione allineata, l'aumento del raggio del condotto comporti una riduzione dell'efficienza dell'eiettore rispetto al raggio inferiore. Quindi, sebbene l'ultima configurazione garantisca un netto miglioramento rispetto all'ugello libero, la sezione di passaggio maggiore mitiga l'accelerazione del fluido secondario e offre una minore resistenza al rientro della pressione ambiente. I dati riportati nell'ultimo grafico confermano tale comportamento: numericamente, il punto di distacco del flusso nel caso 5 si posiziona in una zona intermedia tra il caso base e il caso 2. Questo avvalorava l'ipotesi che, a parità di posizione assiale, il condotto più stretto risulti più efficace nel mantenere la depressione alla base dell'ugello grazie a un effetto di confinamento aerodinamico più marcato. In particolare, il vantaggio competitivo del raggio inferiore si accentua, in linea con le previsioni teoriche, ai valori di NPR più bassi, dove la sensibilità dello strato limite alla contropressione è maggiore; al contrario, per valori di NPR più elevati, l'ugello tende naturalmente verso una condizione di pieno adattamento, rendendo meno marcata l'influenza della geometria del condotto.

## 4.7 $R_c = 2 r_e$ e $x_6 = -1 \cdot r_e$

### 4.7.1 Geometria e mesh

Per questa sesta configurazione, il condotto di scarico presenta le seguenti caratteristiche:

- raggio  $R_c = 2 r_e$
- spessore della parete del condotto  $s_c = r_e$ .

La distanza tra la sezione d'uscita dell'ugello e la sezione d'ingresso del condotto è  $x_6 = -1 \cdot r_e$ , ovvero è una distanza negativa. Ciò significa che, come nel caso 3, l'ugello si trova parzialmente all'interno del condotto di scarico.

Sulla base di questi parametri sono state generate la geometria e la relativa mesh di calcolo, illustrate nelle figure seguenti. I dettagli di ugello e gola sono gli stessi riportati nella prima configurazione (si veda il paragrafo 4.2, rispettivamente nelle figure 4.2 e 4.3).

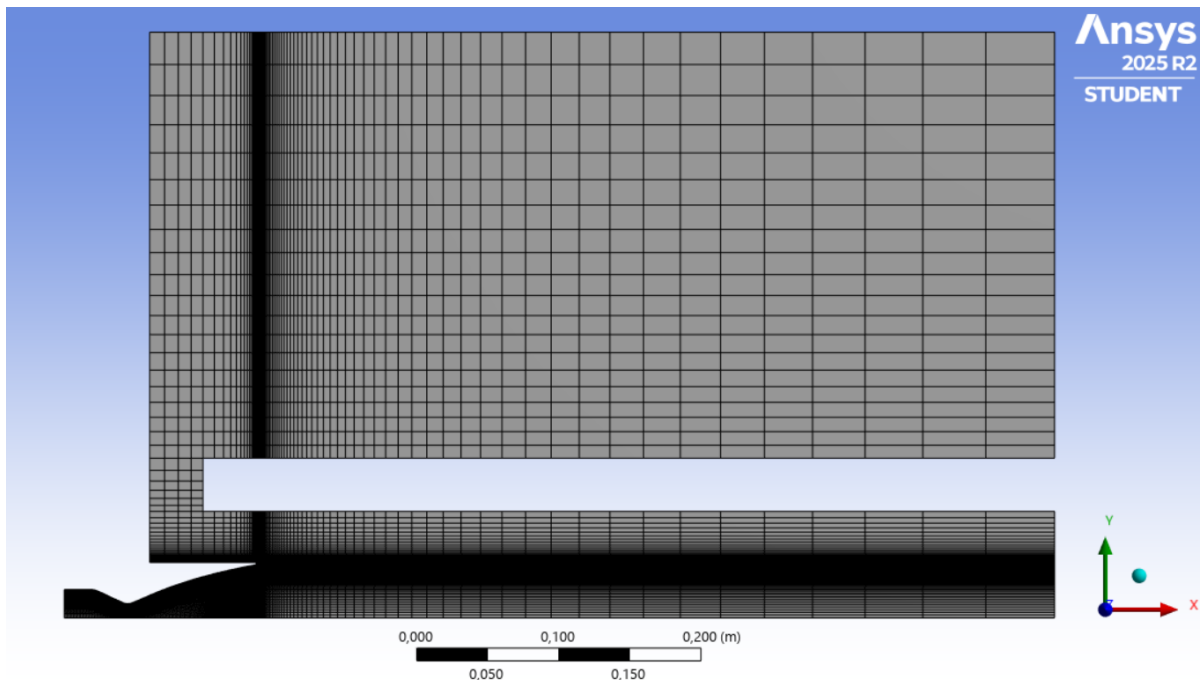


Figura 4.141: Mesh con aggiunta del condotto di scarico

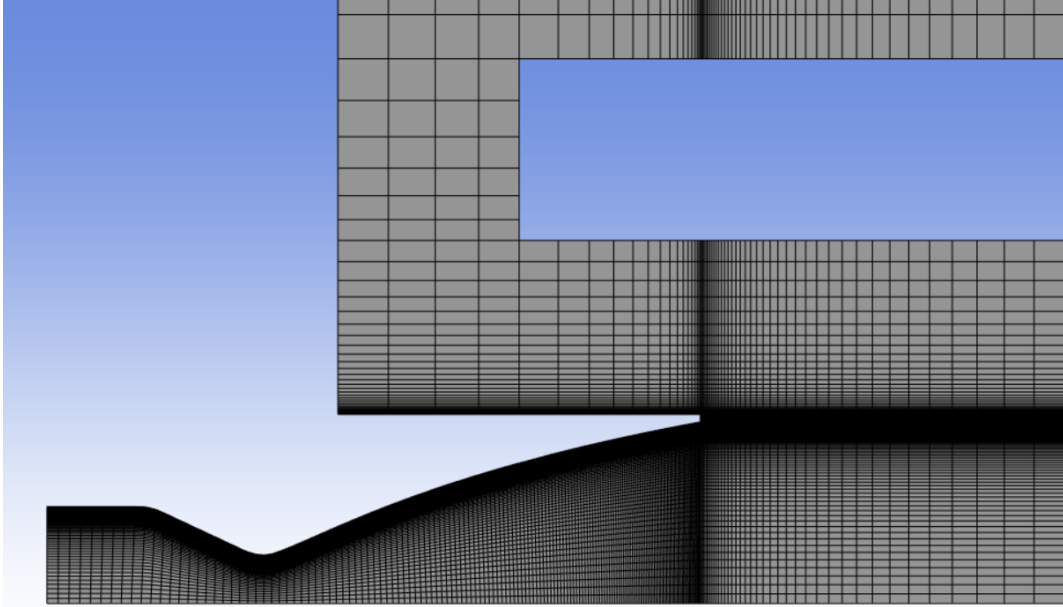


Figura 4.142: Zoom della mesh all'ingresso del condotto di scarico

I risultati delle simulazioni numeriche, condotte per valori di  $NPR$  compresi tra 10 e 55, sono riportati di seguito. Coerentemente con quanto stabilito nella fase di validazione, le analisi sono state eseguite impiegando il modello di turbolenza di Spalart-Allmaras.

#### 4.7.2 Risultati del campo di Mach

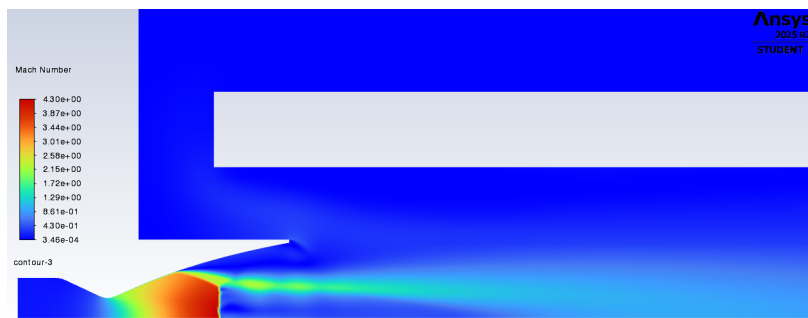


Figura 4.143: Campo di Mach per  $NPR = 10$

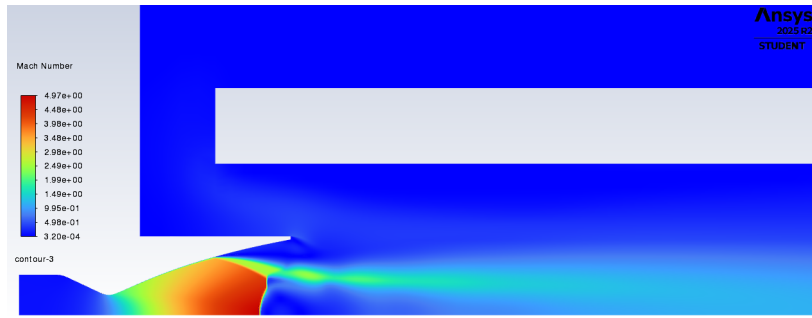


Figura 4.144: Campo di Mach per  $NPR = 15$

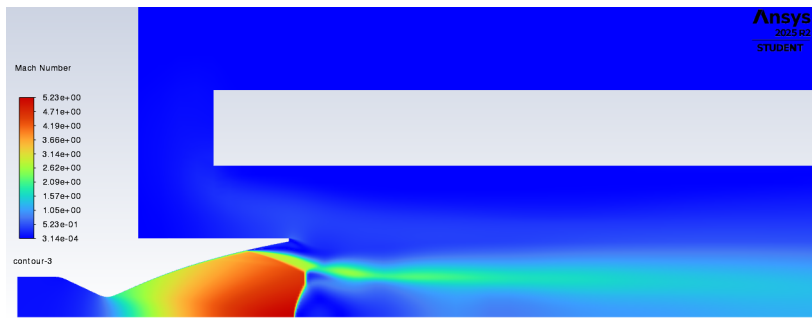


Figura 4.145: Campo di Mach per  $NPR = 20$

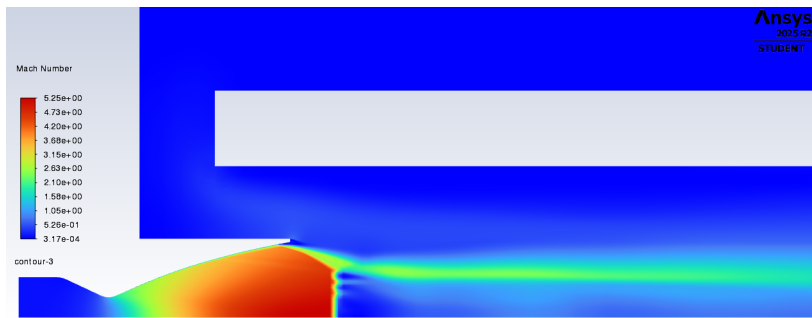


Figura 4.146: Campo di Mach per  $NPR = 25.25$

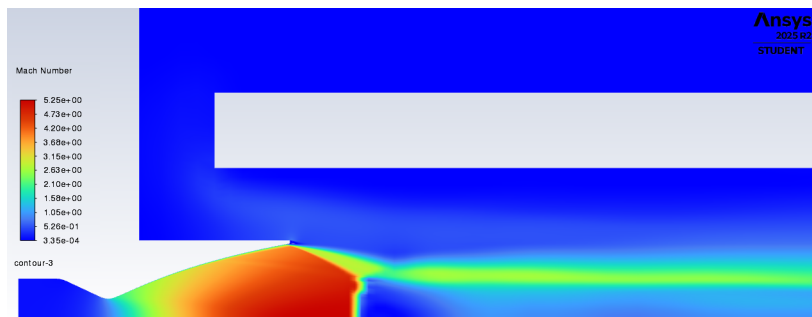


Figura 4.147: Campo di Mach per  $NPR = 30$

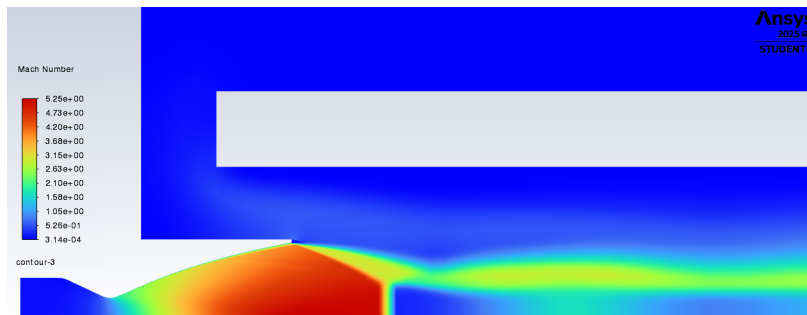


Figura 4.148: Campo di Mach per  $NPR = 35$

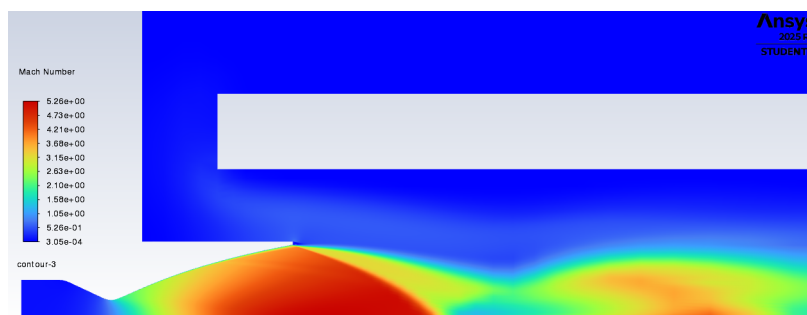


Figura 4.149: Campo di Mach per  $NPR = 40$

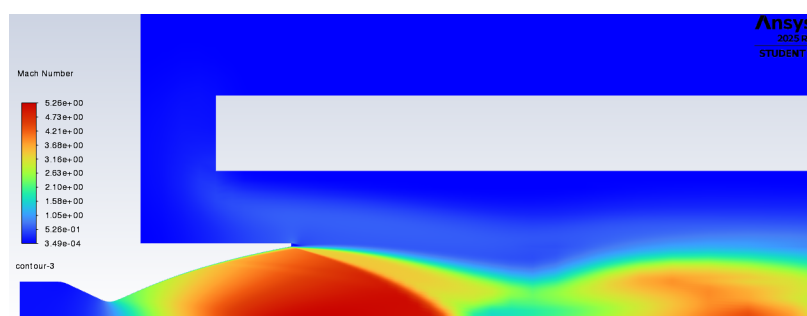


Figura 4.150: Campo di Mach per  $NPR = 45$

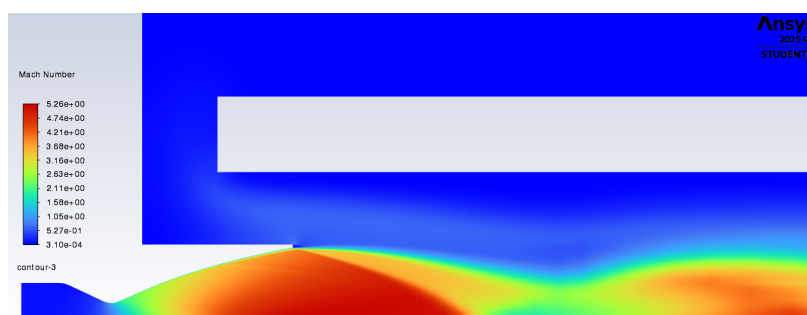


Figura 4.151: Campo di Mach per  $NPR = 50$

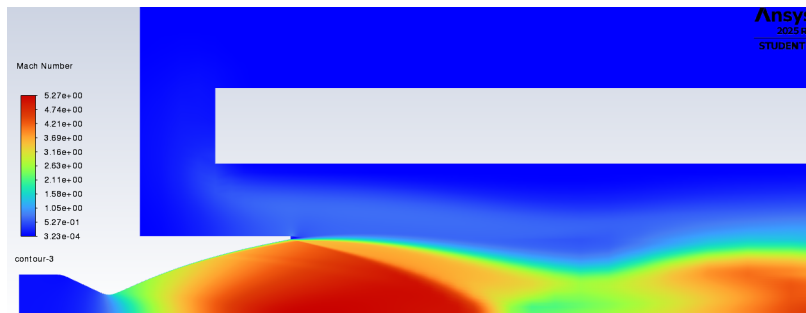


Figura 4.152: Campo di Mach per  $NPR = 55$

### 4.7.3 Risultati del campo di pressione

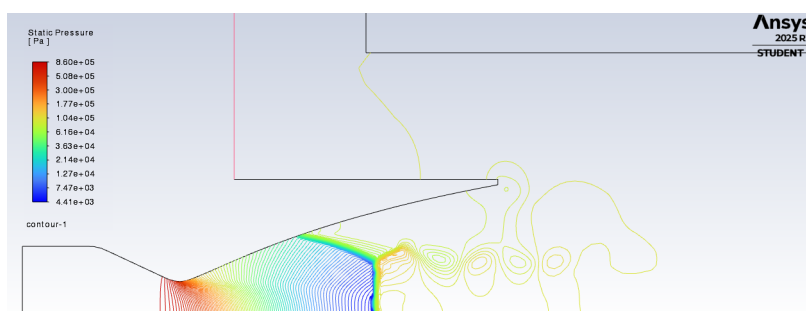


Figura 4.153: Campo di pressione per  $NPR = 10$

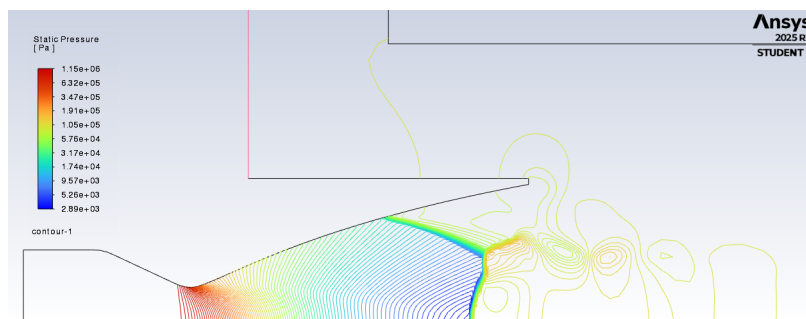


Figura 4.154: Campo di pressione per  $NPR = 15$

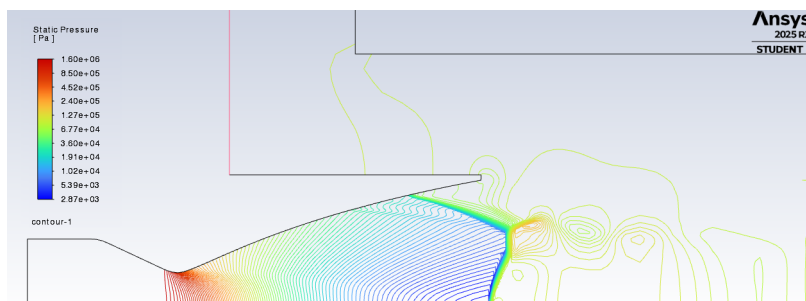


Figura 4.155: Campo di pressione per  $NPR = 20$

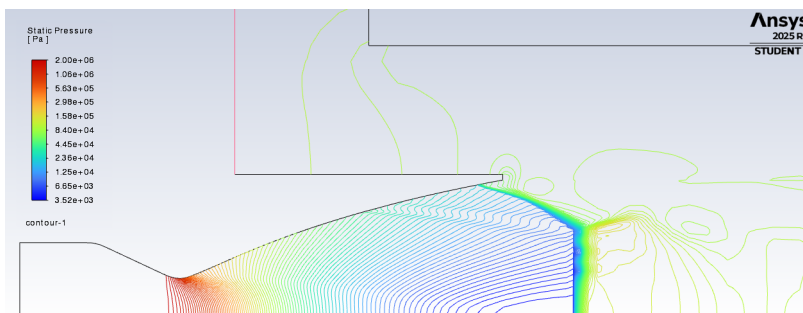


Figura 4.156: Campo di pressione per  $NPR = 25.25$

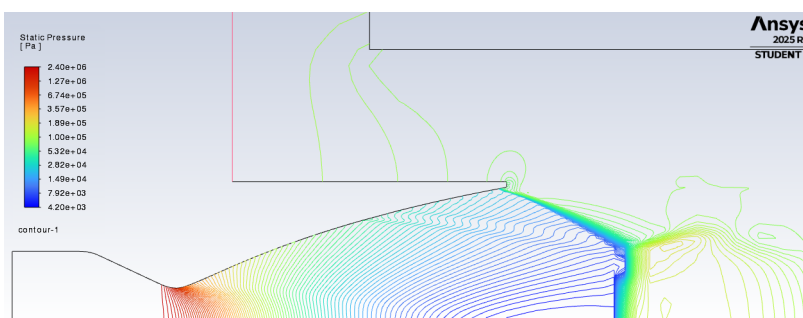


Figura 4.157: Campo di pressione per  $NPR = 30$

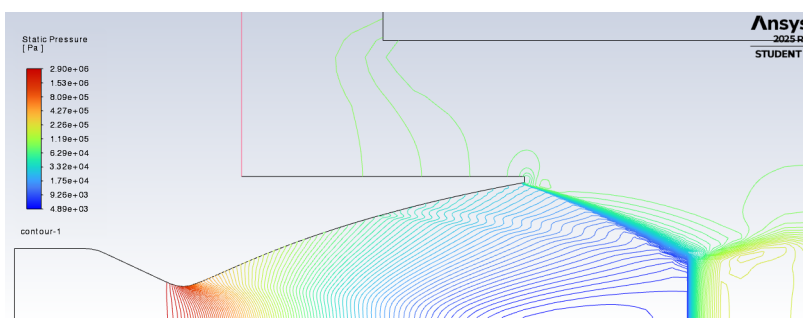


Figura 4.158: Campo di pressione per  $NPR = 35$

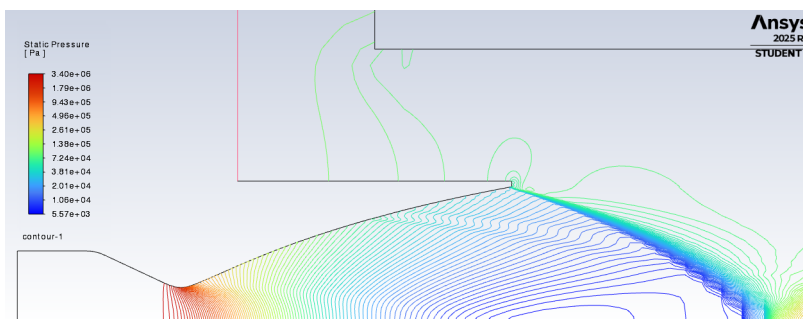


Figura 4.159: Campo di pressione per  $NPR = 40$

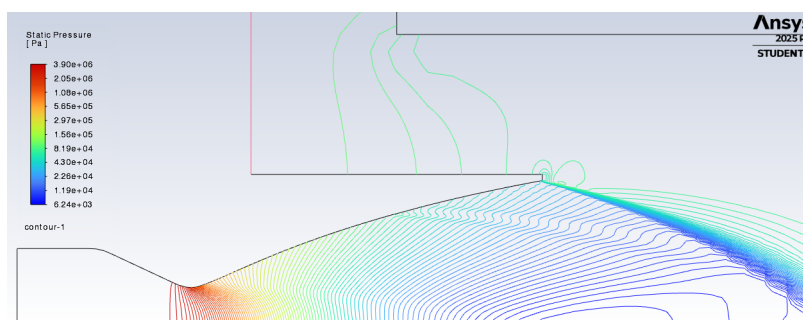


Figura 4.160: Campo di pressione per  $NPR = 45$

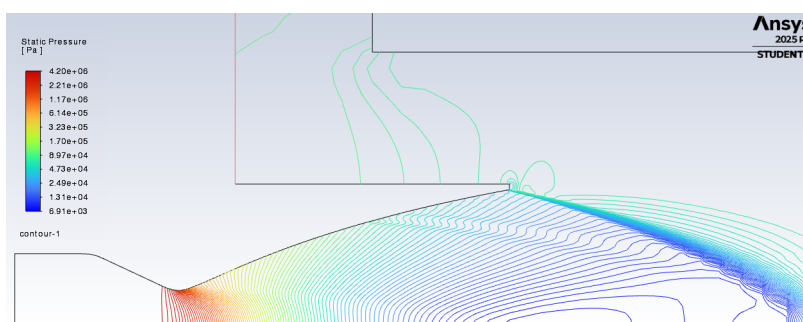


Figura 4.161: Campo di pressione per  $NPR = 50$

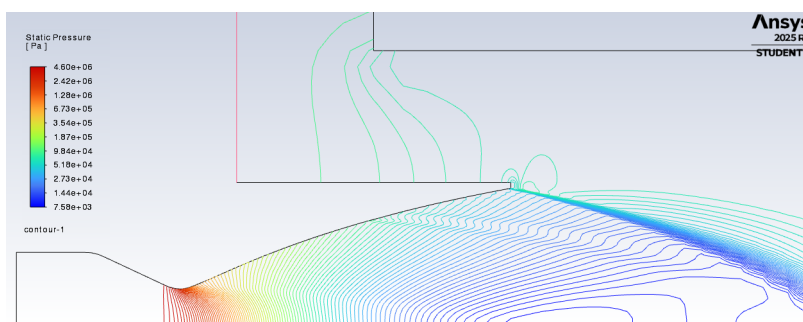


Figura 4.162: Campo di pressione per  $NPR = 55$

#### 4.7.4 Risultati

Anche per quest'ultimo caso si riportano di seguito gli andamenti della pressione a parete normalizzata rispetto alla pressione ambiente  $p_{wall}/p_0$ , in funzione della coordinata assiale normalizzata rispetto al raggio di gola ( $x/R^*$ ).

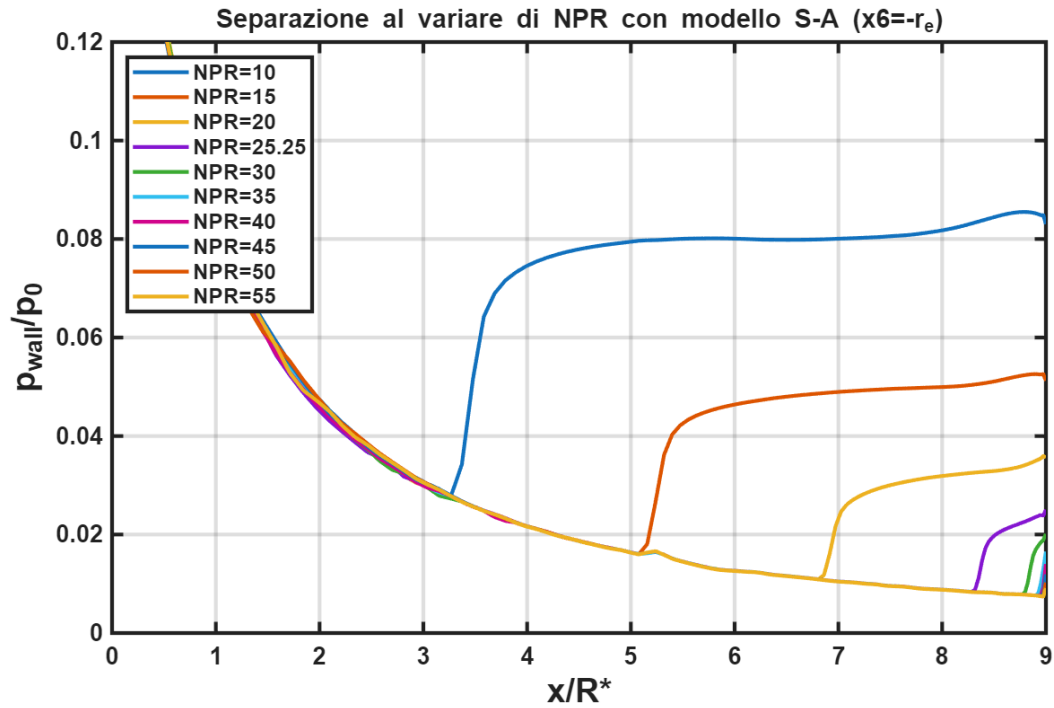


Figura 4.163: Pressione a parete in funzione della posizione

Come nei paragrafi precedenti, viene proposto un confronto diretto tra le configurazioni aventi la medesima posizione assiale ( $x_6 = x_3 = -1 \cdot r_e$ ) ma raggio differente: il caso 3, con  $R_c = 1.5 r_e$  e il caso 6, con  $R_c = 2.0 r_e$ . I risultati sono messi a sistema con il caso base dell'ugello libero per valutarne l'effettivo guadagno in termini di prestazioni.

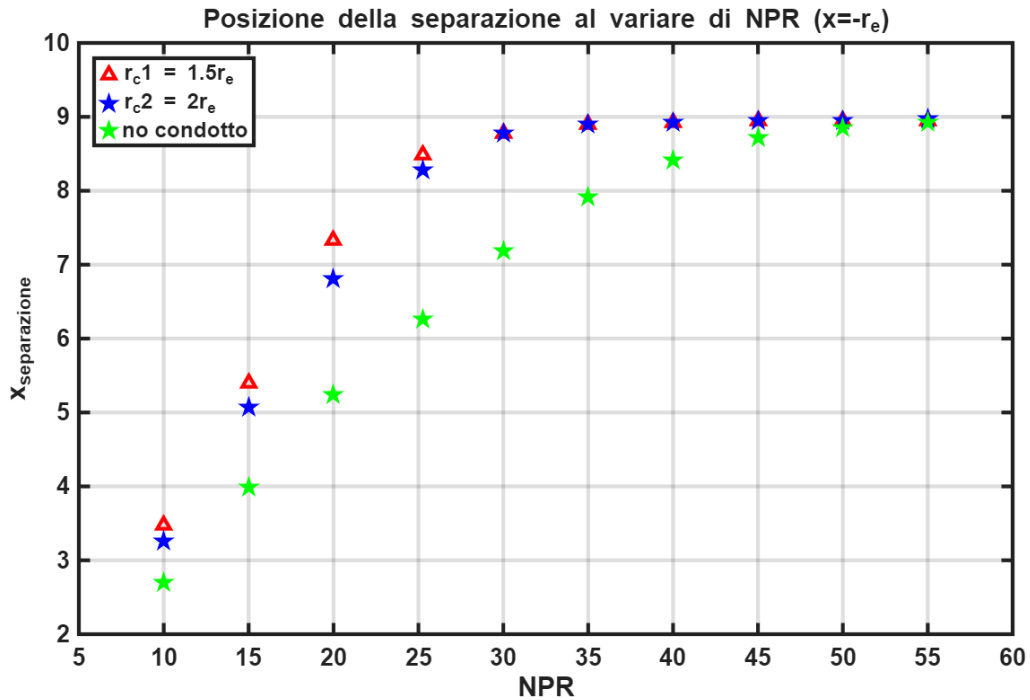


Figura 4.164: Posizione del punto di separazione al variare di NPR per le configurazioni 3 e 6 e per il caso di ugello libero

Per quanto concerne la configurazione con inserimento parziale dell'ugello nel condotto, i risultati ottenuti permettono di estendere le medesime considerazioni fenomenologiche discusse nel paragrafo precedente per i casi 2 e 5.

Come evidenziato dal grafico, emerge chiaramente che, a parità di sovrapposizione assiale tra i due condotti, l'adozione di un raggio inferiore garantisce prestazioni superiori in termini di ritardo della separazione del flusso. Tale vantaggio competitivo risulta particolarmente marcato ai regimi di NPR più bassi, dove l'effetto di schermaggio e l'accelerazione del fluido secondario nell'intercapedine giocano un ruolo cruciale nel sostenere l'espansione. Al crescere dell'NPR, coerentemente con quanto osservato nelle altre configurazioni, lo scostamento tra le due curve tende progressivamente a ridursi, poiché l'ugello si avvicina naturalmente alla condizione di pieno adattamento, rendendo meno determinante l'apporto della geometria del condotto di scarico.

Come fatto nel paragrafo 4.4.4 per le prime 3 configurazioni, per valutare quantitativamente l'impatto della geometria sulla performance dell'ugello, viene riportato un grafico comparativo degli ultimi tre casi analizzati (raggio del condotto  $R_c = 2 r_e$ ) rispetto al caso iniziale in cui c'era solo l'ugello senza condotto di scarico. Il parametro di confronto è lo spostamento del punto di separazione del flusso all'interno del divergente in funzione dell'NPR.

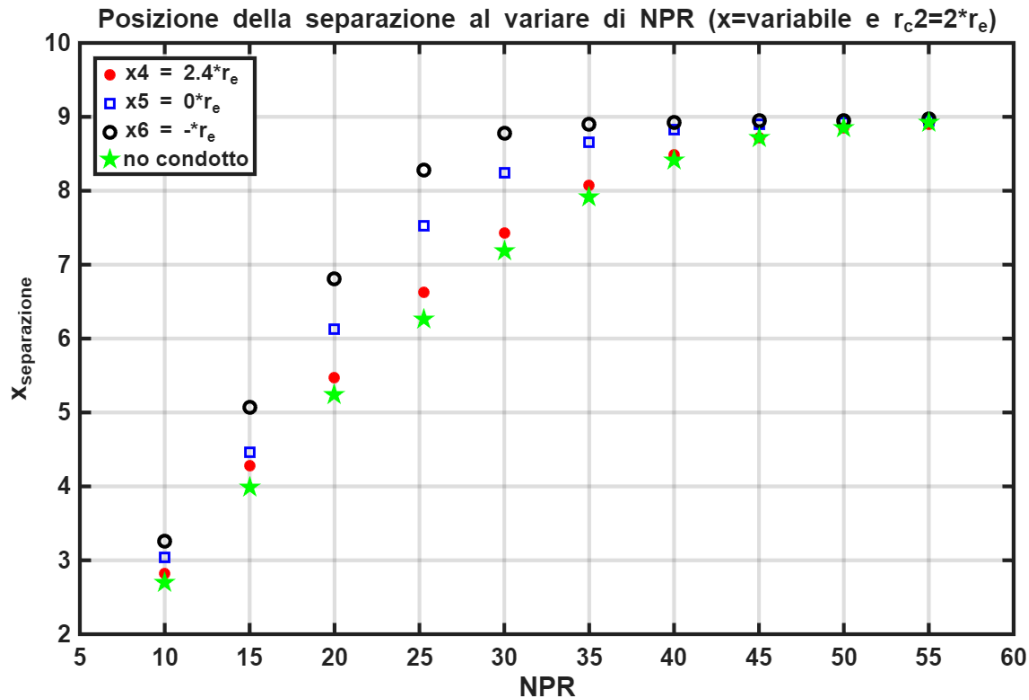


Figura 4.165: Posizione del punto di separazione al variare di NPR per le distanze  $x_4, x_5, x_6$  e per il caso di ugello libero

Le considerazioni qualitative per questa serie di analisi ricalcano quanto già discusso nel paragrafo 4.4.4, confermando che l'efficacia del sistema è strettamente legata alla profondità di inserimento dell'ugello nel condotto. La configurazione distanziata mostra un miglioramento solo marginale rispetto al caso di ugello libero, a causa di uno schermaggio insufficiente che non impedisce l'interazione con l'ambiente esterno. Al contrario, la configurazione allineata permette un incremento prestazionale superiore grazie a una protezione aerodinamica più efficace, che porta il sistema a raggiungere la condizione di separazione sul bordo di uscita dell'ugello già a  $NPR = 45$ . L'assetto più efficiente risulta tuttavia quello con inserimento parziale dell'ugello nel condotto; questa geometria massimizza l'effetto eiettore e riduce al minimo il rientro di pressione dall'esterno, anticipando ulteriormente la condizione di punto di separazione sul bordo d'uscita a  $NPR = 35$ .

Il grafico conclusivo mette a confronto le prestazioni di tutte le configurazioni analizzate, permettendo di tracciare un quadro esaustivo dell'influenza dei parametri geometrici sul punto di separazione in funzione dell'NPR.

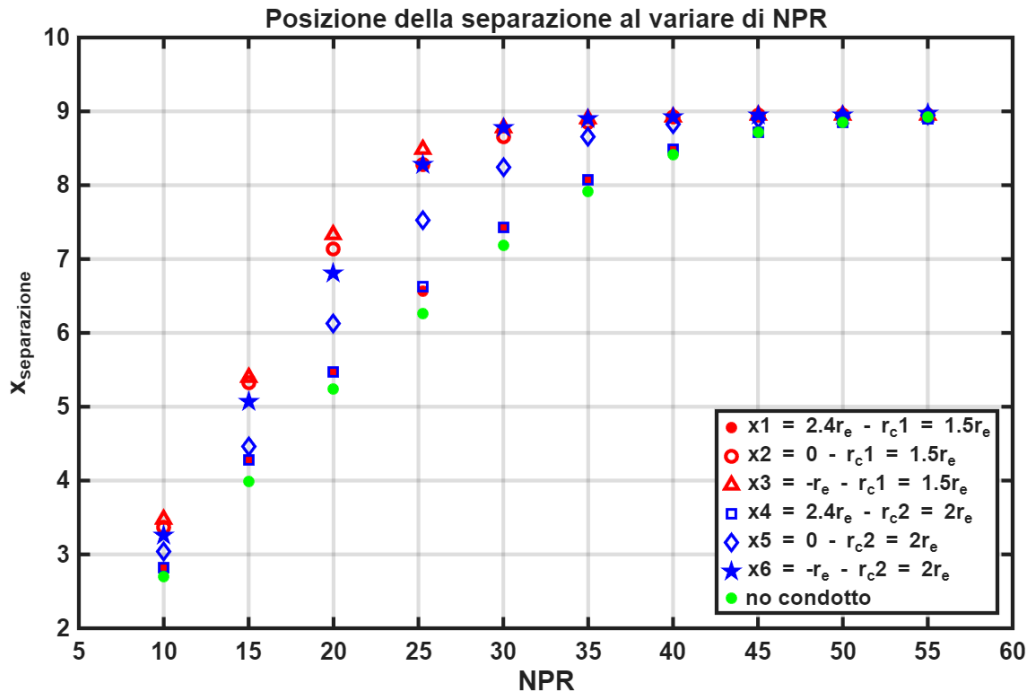


Figura 4.166: Posizione del punto di separazione al variare di NPR per  $x_1, x_2, x_3, x_4, x_5, x_6$  e per il caso di ugello libero

Dall'osservazione globale delle curve, emerge in modo inequivocabile che la configurazione con raggio minore e ugello inserito nel condotto (caso 3) rappresenta l'assetto ottimale. Questa geometria garantisce le prestazioni migliori, con un vantaggio competitivo che si manifesta in modo netto fino a valori di NPR di circa 30. Oltre questa soglia, le curve tendono a convergere poiché il sistema si avvicina progressivamente alla condizione di pieno adattamento, dove l'influenza dell'eiettore diventa meno determinante. La superiorità del caso 3 risiede nella combinazione di un forte confinamento aerodinamico e di un efficace isolamento dalla contropressione esterna, che permette di raggiungere la condizione di separazione sul bordo di uscita dell'ugello già a  $\text{NPR} = 35$ .

Per quanto riguarda le altre configurazioni, il confronto evidenzia come i condotti con raggio  $1.5 r_e$  siano sistematicamente più efficaci di quelli con raggio  $2 r_e$ . Un condotto più stretto favorisce infatti una maggiore accelerazione del fluido secondario e una depressione basale più profonda. Indipendentemente dal raggio, si nota inoltre che la transizione dalla posizione distanziata a quella con inserimento comporta uno spostamento progressivo del punto di separazione verso valle, confermando che la protezione della sezione di uscita e la riduzione dell'area di comunicazione con l'ambiente esterno sono i fattori chiave per massimizzare l'efficienza del sistema.

# Capitolo 5

## Condizioni di saturazione

### 5.1 Saturazione

Nello studio dei sistemi propulsivi e dei dispositivi di controllo del flusso, il concetto di saturazione identifica una condizione limite oltre la quale la variazione di un parametro operativo o geometrico non produce più incrementi significativi nelle prestazioni del sistema. In un'analisi parametrica, il raggiungimento della saturazione indica che il meccanismo fisico dominante ha già espresso il suo massimo potenziale o che sono subentrati fenomeni dissipativi compensativi.

Nel contesto specifico di questa trattazione, la saturazione viene indagata in relazione alla profondità di inserimento dell'ugello nel condotto di scarico. L'obiettivo è determinare se esista un valore critico della coordinata assiale oltre il quale lo schermaggio aerodinamico e l'effetto eiettore non siano più in grado di traslare ulteriormente il punto di separazione verso il bordo di uscita dell'ugello. Identificare tale soglia è di fondamentale importanza ingegneristica: definire il punto di saturazione permette infatti di ottimizzare l'ingombro e il peso del condotto, evitando sovradimensionamenti geometrici che non apporterebbero benefici fluidodinamici apprezzabili o che, al contrario, potrebbero innescare perdite di carico penalizzanti per l'efficienza complessiva.

### 5.2 Geometrie e mesh

Al fine di individuare il valore critico della distanza assiale oltre il quale si manifesta il fenomeno della saturazione, sono state elaborate due ulteriori varianti geometriche. Il punto di partenza per questa estensione dello studio è la configurazione precedentemente identificata come ottimale, ovvero il caso 3, caratterizzato da un raggio del condotto  $R_c = 1.5 r_e$  e una distanza assiale  $x_3 = -1 r_e$ . Mantenendo invariati il raggio del condotto e lo spessore delle pareti ( $s_c = r_e$ ), la profondità di inserimento dell'ugello è stata incrementata per definire le seguenti nuove configurazioni:

- Caso 7: caratterizzato da una distanza assiale  $x_7 = -1.5 r_e$ ;
- Caso 8: caratterizzato da una distanza assiale  $x_8 = -2 r_e$

Sulla base di questi parametri sono state generate le geometrie e le relative mesh di calcolo, illustrate nelle figure seguenti. I dettagli di ugello e gola sono gli stessi riportati nella prima configurazione (si veda il paragrafo 4.2, rispettivamente nelle figure 4.2 e 4.3).

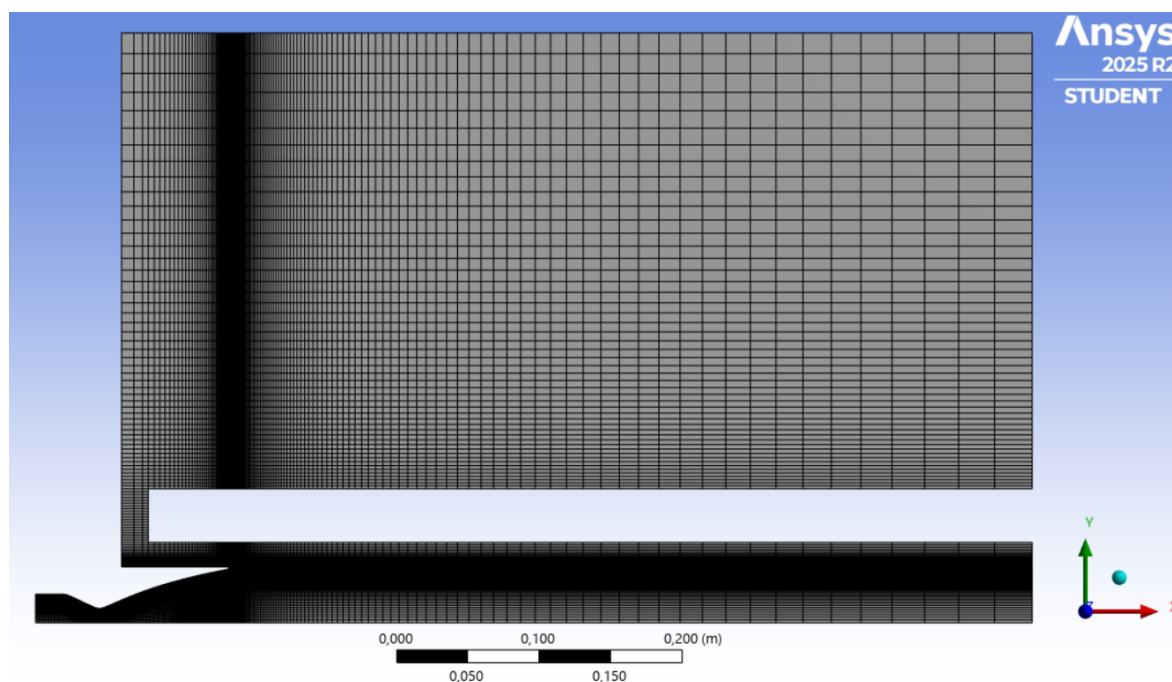


Figura 5.1: Mesh del caso 7 con aggiunta del condotto di scarico

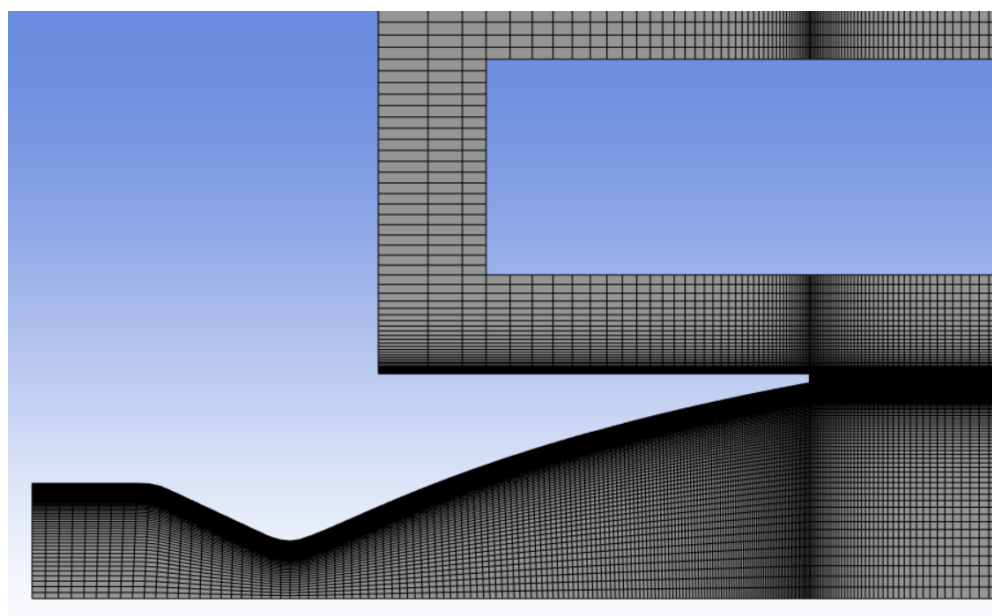


Figura 5.2: Zoom della mesh del caso 7 all'ingresso del condotto di scarico

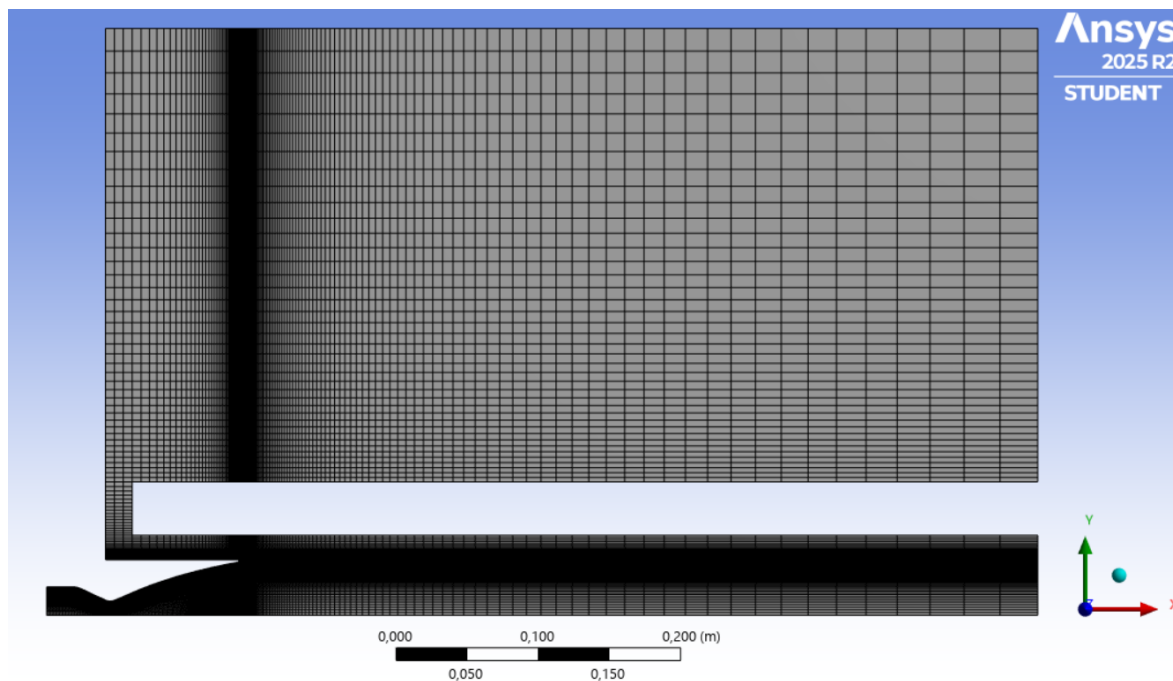


Figura 5.3: Mesh del caso 8 con aggiunta del condotto di scarico

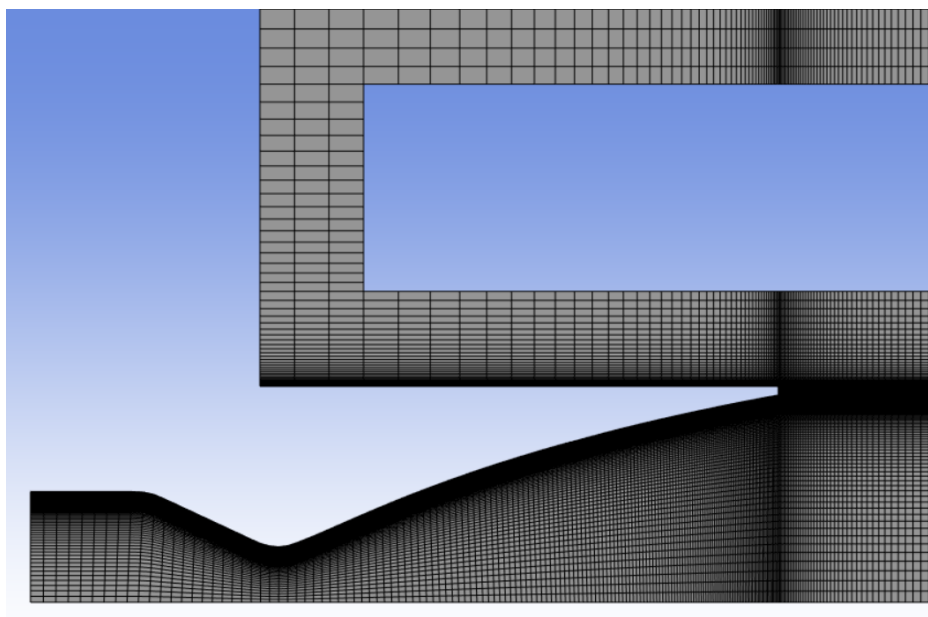


Figura 5.4: Zoom della mesh del caso 8 all'ingresso del condotto di scarico

I risultati delle simulazioni numeriche, condotte per valori di  $NPR$  compresi tra 15 e 30, sono riportati di seguito. Come per tutti i casi precedenti, le analisi sono state eseguite impiegando il modello di turbolenza di Spalart-Allmaras.

## 5.3 Risultati del campo di Mach

### 5.3.1 $R_c = 1.5 r_e$ e $x_7 = -1.5 r_e$

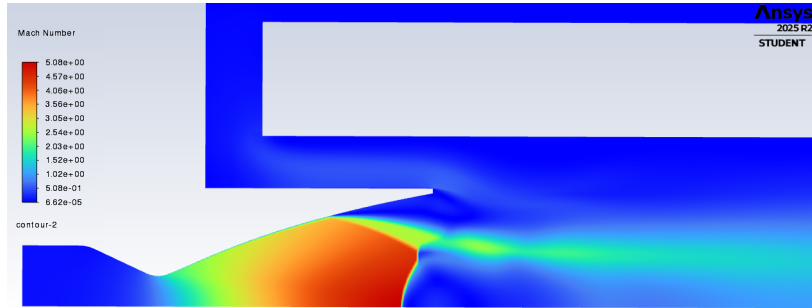


Figura 5.5: Campo di Mach per  $NPR = 15$  e  $x_7 = -1.5 r_e$

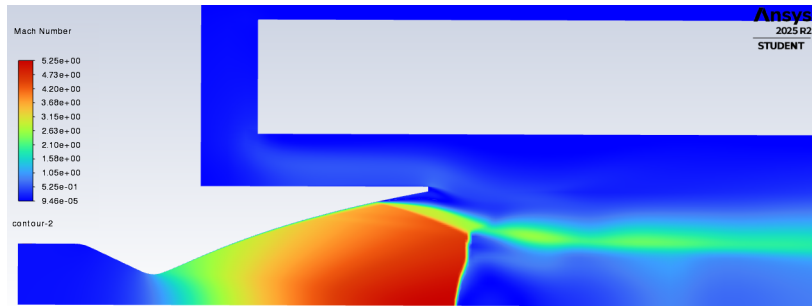


Figura 5.6: Campo di Mach per  $NPR = 20$  e  $x_7 = -1.5 r_e$

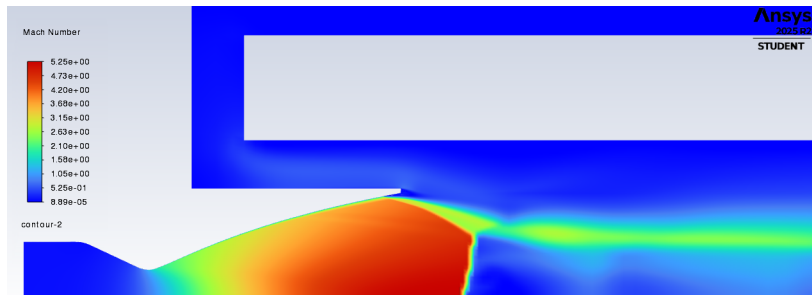


Figura 5.7: Campo di Mach per  $NPR = 25.25$  e  $x_7 = -1.5 r_e$

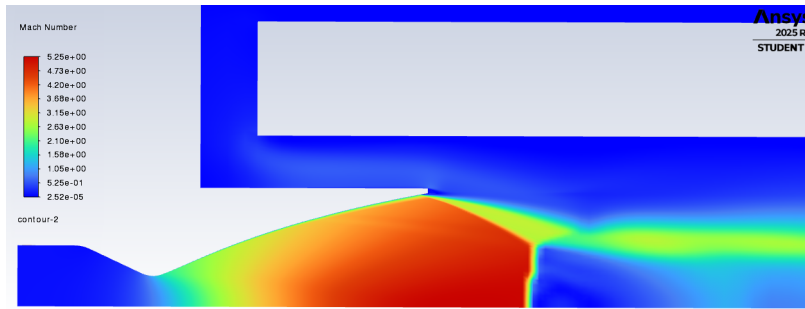


Figura 5.8: Campo di Mach per  $NPR = 30$  e  $x_7 = -1.5 r_e$

### 5.3.2 $R_c = 1.5 r_e$ e $x_8 = -2 r_e$

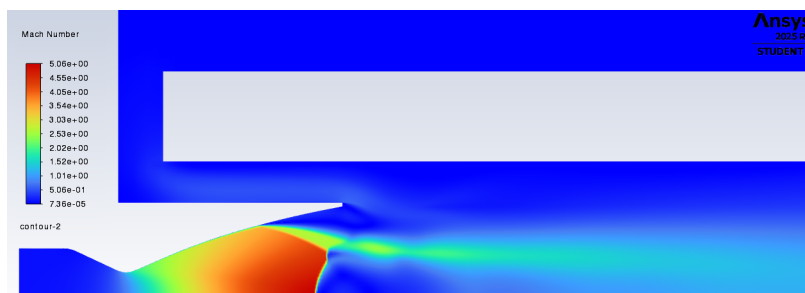


Figura 5.9: Campo di Mach per  $NPR = 15$  e  $x_8 = -2 r_e$

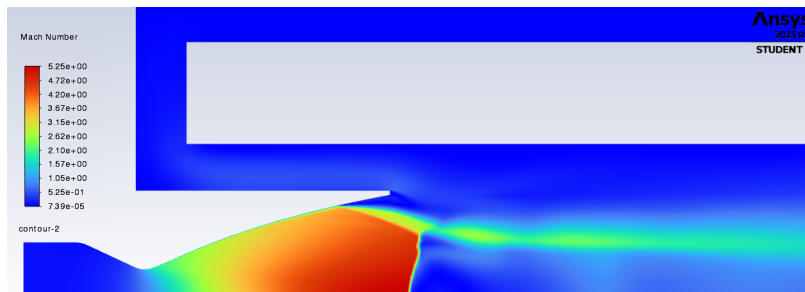


Figura 5.10: Campo di Mach per  $NPR = 20$  e  $x_8 = -2 r_e$

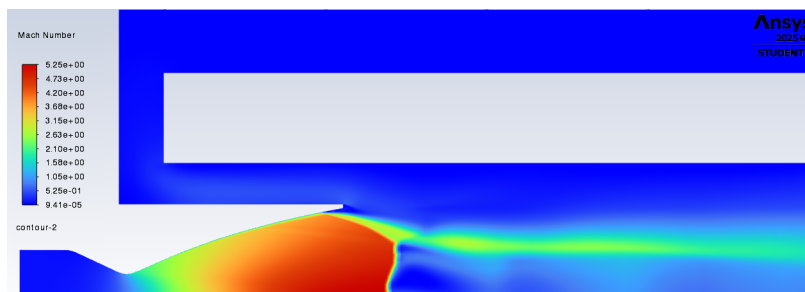


Figura 5.11: Campo di Mach per  $NPR = 25.25$  e  $x_8 = -2 r_e$

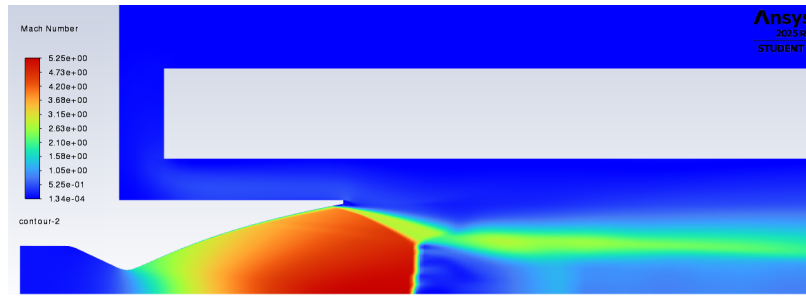


Figura 5.12: Campo di Mach per  $NPR = 30$  e  $x_8 = -2 r_e$

## 5.4 Risultati del campo di pressione

### 5.4.1 $R_c = 1.5 r_e$ e $x_7 = -1.5 r_e$

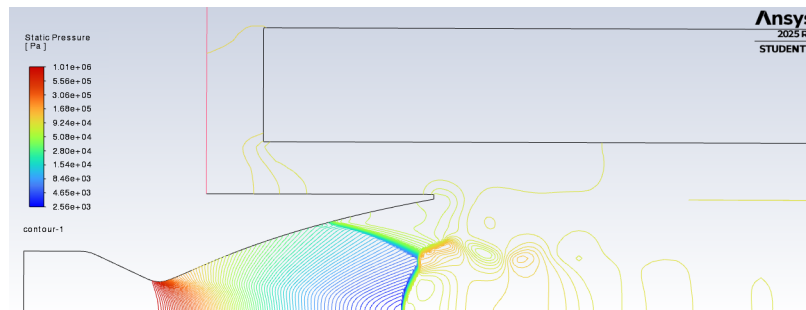


Figura 5.13: Campo di pressione per  $NPR = 15$  e  $x_7 = -1.5 r_e$

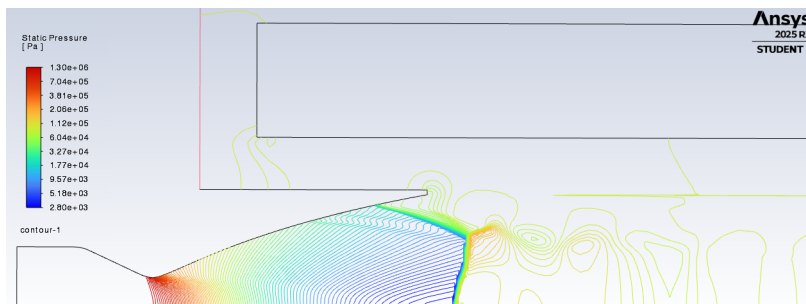


Figura 5.14: Campo di pressione per  $NPR = 20$  e  $x_7 = -1.5 r_e$

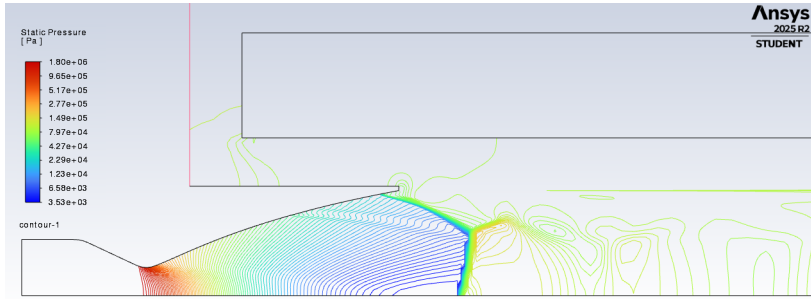


Figura 5.15: Campo di pressione per  $NPR = 25.25$  e  $x_7 = -1.5 r_e$

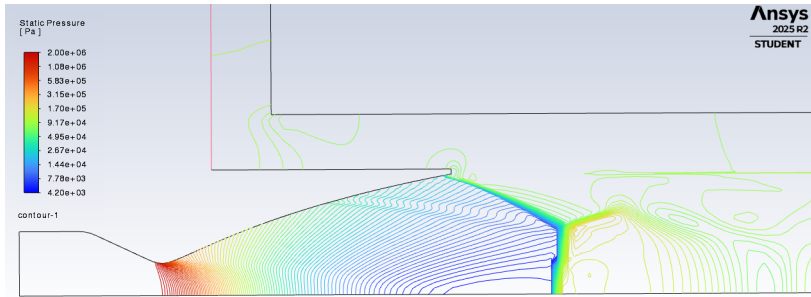


Figura 5.16: Campo di pressione per  $NPR = 30$  e  $x_7 = -1.5 r_e$

#### 5.4.2 $R_c = 1.5 r_e$ e $x_8 = -2 r_e$

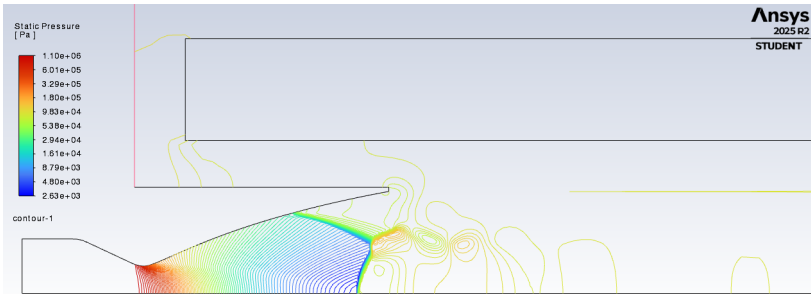


Figura 5.17: Campo di pressione per  $NPR = 15$  e  $x_8 = -2 r_e$

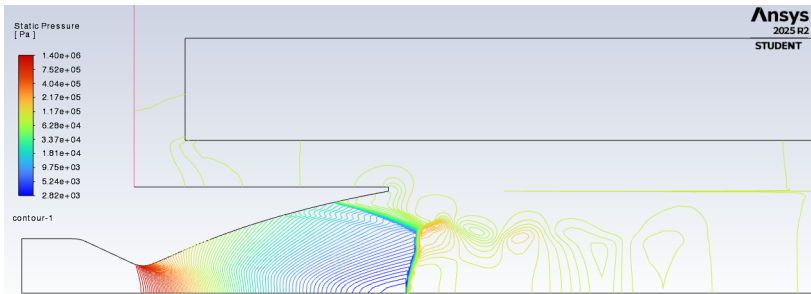


Figura 5.18: Campo di pressione per  $NPR = 20$  e  $x_8 = -2 r_e$

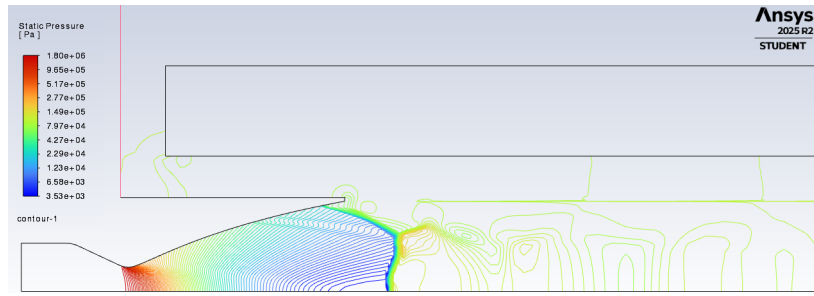


Figura 5.19: Campo di pressione per  $NPR = 25.25$  e  $x_8 = -2 r_e$

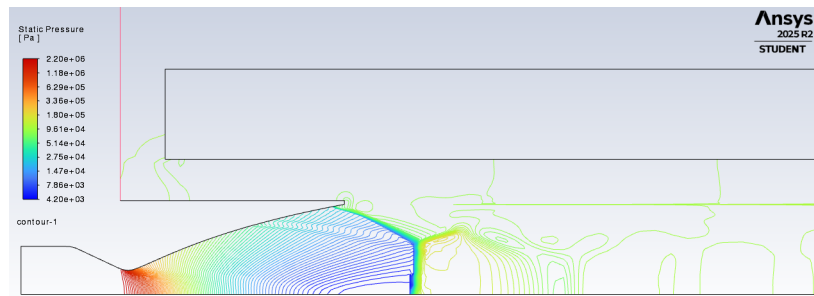


Figura 5.20: Campo di pressione per  $NPR = 30$  e  $x_8 = -2 r_e$

## 5.5 Risultati

Si riportano di seguito gli andamenti della pressione a parete normalizzata rispetto alla pressione ambiente  $p_{wall}/p_0$ , in funzione della coordinata assiale normalizzata rispetto al raggio di gola ( $x/R^*$ ).

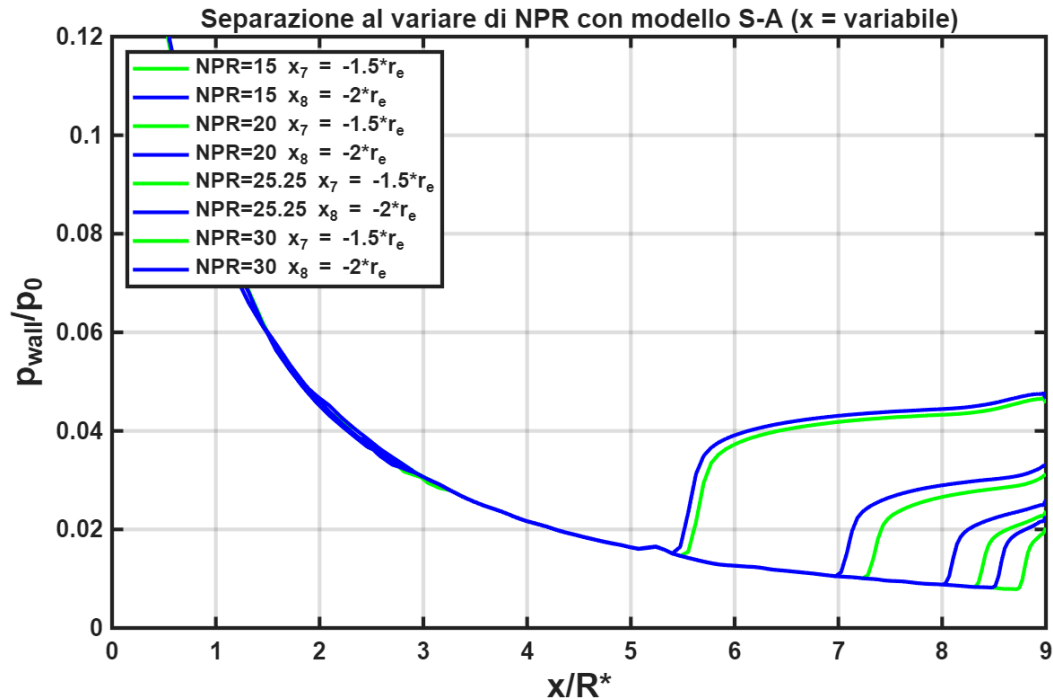


Figura 5.21: Pressione a parete in funzione della posizione

Dal dettaglio dei profili, si osserva che le curve relative al caso 8 (linee blu) tendono ad anticipare il salto di pressione rispetto al caso 7 (linee verdi), specialmente ai regimi di NPR più elevati. Questo comportamento suggerisce visivamente come un inserimento eccessivamente profondo dell'ugello inizi a penalizzare la capacità di espansione, portando a una risalita della separazione verso monte.

Questa evidenza sperimentale funge da base per la successiva analisi quantitativa, dove verrà dimostrato come l'incremento della profondità di inserimento porti il sistema oltre il suo limite di efficienza ottimale.

Nel grafico seguente viene illustrato l'andamento della posizione del punto di separazione in funzione dell'NPR per la configurazione ottimale (caso 3), mettendola a confronto diretto con i risultati ottenuti negli ultimi due casi analizzati (casi 7 e 8). Tale comparazione è finalizzata a verificare se l'ulteriore arretramento della sezione di ingresso del condotto consenta di superare le prestazioni precedentemente ottenute o se, al contrario, sia stato raggiunto un limite fisico di efficienza.

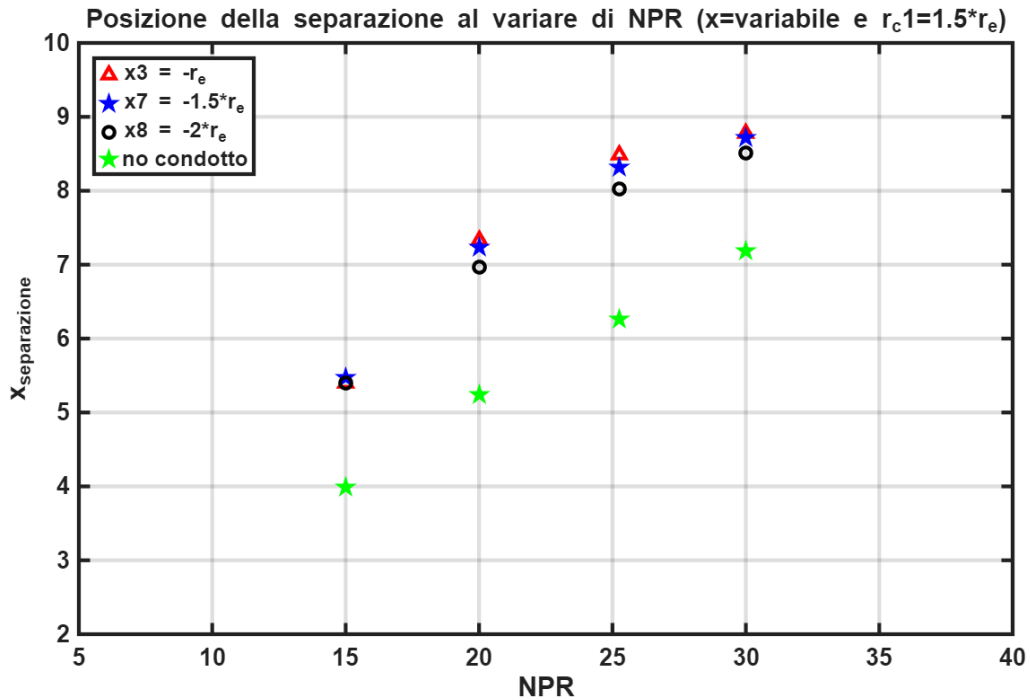


Figura 5.22: Posizione del punto di separazione al variare di NPR per le configurazioni 3, 7 e 8 e per il caso di ugello libero

Emerge un risultato di notevole interesse fluidodinamico. Come è già stato anticipato osservando gli andamenti delle pressioni, contrariamente all'ipotesi di una saturazione asintotica delle prestazioni, i dati mostrano che un arretramento del condotto oltre il valore critico di  $x = -1 \cdot r_e$  induce un progressivo peggioramento nel controllo della separazione. Come si può osservare, le curve relative ai casi 7 e 8 si posizionano sistematicamente al di sotto di quella del Caso 3 per l'intero range di NPR analizzato. Ciò indica che il punto di separazione, a parità di pressione di alimentazione, tende a risalire verso la gola dell'ugello man mano che la sezione di ingresso del condotto viene allontanata dalla sezione di uscita del divergente. Tale fenomeno suggerisce che il beneficio derivante dallo schermaggio ambientale sia stato ampiamente compensato, e infine superato, da effetti dissipativi crescenti. Fisicamente, questo comportamento può essere attribuito a due cause principali:

- **Perdite di carico nel fluido secondario:** l'eccessivo arretramento del tubo obbliga l'aria aspirata dall'ambiente a percorrere un condotto più lungo e tortuoso per raggiungere la zona di base dell'ugello. Questo incremento della resistenza viscosa riduce la portata massica del fluido secondario, indebolendo l'effetto eiettore e portando a una depressione basale meno profonda rispetto al Caso 3.
- **Sviluppo dello strato limite:** in una configurazione con distanza tra le sezioni così elevata, il getto primario interagisce con un fluido secondario il cui strato limite sulle pareti del condotto è già significativamente sviluppato. Tale interferenza può alterare i meccanismi di scambio di quantità di moto necessari a mantenere il flusso attaccato alle pareti del divergente.

In conclusione, l'indagine permette di identificare nel caso 3 il punto di massimo globale per l'efficienza del sistema. I risultati dimostrano che, superata la distanza critica  $x = -1 \cdot r_e$ , l'ulteriore incremento della lunghezza del condotto non solo risulta inutile ai fini dell'ingombro strutturale, ma diventa controproducente per le prestazioni aerodinamiche dell'ugello.

## 5.6 Conclusioni

Il presente lavoro di tesi ha analizzato l'integrazione di un ugello supersonico all'interno di un condotto di scarico per sfruttare l'effetto eiettore come metodo di controllo della separazione del flusso. L'obiettivo centrale della ricerca è stato quello di ritardare il più possibile il distacco del fluido dalle pareti del divergente. Questa necessità nasce dall'esigenza di ridurre drasticamente i carichi laterali asimmetrici, forze instabili che si generano durante la sovraespansione e che possono causare gravi danni strutturali e vibrazioni al propulsore nelle fasi di decollo.

La ricerca è iniziata con la validazione del metodo numerico attraverso il confronto con dati sperimentali. Questa fase ha confermato che il modello di turbolenza di Spalart-Allmaras è il più idoneo per descrivere correttamente i gradienti di pressione e la posizione della separazione. Una volta stabilita l'affidabilità del modello, si è proceduto con l'indagine parametrica sulle diverse geometrie del sistema eiettore.

I risultati hanno identificato nel caso 3 ( $R_c = 1.5 r_e$  e  $x = -1 r_e$ ) la configurazione più efficace. Grazie all'effetto eiettore, il getto primario trascina il fluido secondario creando una depressione che permette al flusso di rimanere aderente alle pareti fino alla sezione di uscita già a un valore di  $NPR = 35$ . Questo garantisce un funzionamento molto più stabile e sicuro a bassi rapporti di pressione, riducendo sensibilmente l'insorgenza dei carichi laterali rispetto a un ugello tradizionale isolato.

Per esplorare i limiti del sistema, sono stati analizzati due ulteriori casi, aumentando ancora l'inserimento dell'ugello nel condotto. Lo studio ha rivelato un limite di saturazione: oltre una certa profondità, i vantaggi dell'effetto eiettore vengono bilanciati dalle resistenze incontrate dal flusso secondario, confermando che la geometria del caso 3 rappresenta il miglior compromesso operativo.

In ottica futura, la geometria del condotto potrebbe essere ulteriormente affinata sostituendo il profilo cilindrico con uno convergente in ingresso. Tale modifica permetterebbe di accompagnare l'aria esterna verso la zona di base in modo più graduale, potenziando così l'effetto di aspirazione del getto.



# Ringraziamenti

Desidero esprimere la mia profonda gratitudine al professor Martelli, per avermi guidata durante il mio lavoro con estrema competenza. Il suo supporto e il tempo che mi ha dedicato sono stati fondamentali non solo per la riuscita di questa tesi, ma anche per la mia crescita formativa e professionale.

Un ringraziamento speciale va alla mia famiglia, per avermi sostenuto in ogni scelta con amore e fiducia incrollabile. Senza il loro supporto, morale e materiale, non avrei potuto raggiungere questo importante traguardo.

Ai miei amici, quelli di sempre e quelli conosciuti tra i banchi dell'università: grazie per i momenti di svago, per le lunghe sessioni di studio condivise e per aver reso questi anni indimenticabili. La vostra presenza è stata la mia boccata d'ossigeno nei momenti di stanchezza.



# Bibliografia

- [1] JH Ahlberg, S Hamilton, D Migdal, and EN Nilson. Truncated perfect nozzles in optimum nozzle design. *ARS journal*, 31(5):614–620, 1961.
- [2] JD Anderson. Fundamentals of aerodynamics, 6th edn. columbus, oh, 2016.
- [3] M Arens and E Spiegler. Shock-induced boundary layer separation in over-expanded conical exhaust nozzles. *AIAA Journal*, 1(3):578–581, 1963.
- [4] P Carriere, M Sirieix, and JL Solignac. Properties de similitude des phenomenes de decollement laminaires ou turbulents en ecoulement supersonic nonuniforme. In *12th Int. Congress of Appl. Mech., Stanford Univ*, 1968.
- [5] Dean R Chapman, Donald M Kuehn, and Howard K Larson. Investigation of separated flows in supersonic and subsonic streams with emphasis on the effect of transition. Technical report, 1958.
- [6] Alexandre Favre. Equations des gaz turbulents compressibles. *J. de Mecanique*, 4(3), 1965.
- [7] Manuel Frey. Behandlung von strömungsproblemen in raketendüsen bei überexpansion. 2001.
- [8] Jack C Hyde and GS Gill. *Liquid Rocket Engine Nozzles*, volume 8120. National Aeronautics and Space Administration, 1976.
- [9] Sherwin Kalt and David L Badal. Conical rocket nozzle performance under flow-separated conditions. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2(3):447–449, 1965.
- [10] Joseph Henry Keenan, Ernest Paul Neumann, and Ferdinand Lustwerk. An investigation of ejector design by analysis and experiment. 1950.
- [11] VM Kudryavtsev. Fundamentals of theory and calculations of liquid rocket engines. *Moscow High School, Moscow*, 1975.
- [12] RA Lawrence. Symmetrical and unsymmetrical separation in supersonic nozzles. *Research Rept*, pages 67–1, 1967.
- [13] TI Malik and RK Tagirov. A semiempirical method for calculating separated turbulent flow in a conical laval nozzle in the reexpansion mode (poluempiricheskii metod

- rascheta turbulentnogo otrivnogo techeniia v konicheskom sople lavalia na rezhime pererasshireniia). *Akademiia Nauk SSSR, Izvestiia, Mekhanika Zhidkosti i Gaza*, pages 60–66, 1988.
- [14] Frank J Malina. Characteristics of the rocket motor unit based on the theory of perfect gases. *Journal of the Franklin Institute*, 230(4):433–454, 1940.
- [15] Florian R Menter. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA journal*, 32(8):1598–1605, 1994.
- [16] Gordon C Oates. *Aerothermodynamics of gas turbine and rocket propulsion*. Aiaa, 1997.
- [17] Jan Östlund. *Flow processes in rocket engine nozzles with focus on flow separation and side-loads*. PhD thesis, Mekanik, 2002.
- [18] Jan Ostlund and Mikael Bigert. A sub scale investigation on side loads in sea level rocket nozzles. In *35th Joint Propulsion Conference and Exhibit*, page 2759, 1999.
- [19] Jan Östlund, Tomas Damgaard, and Manuel Frey. Side-load phenomena in highly overexpanded rocket nozzles. *Journal of Propulsion and Power*, 20(4):695–704, 2004.
- [20] P Reijasse. *Aerodynamics of overexpanded propulsive nozzles: free separation and side loads in stabilized regime*. PhD thesis, Ph. D. thesis, University of Pierre-et-Marie-Curie (Paris 6-Jussieu, Paris . . . , 2005.
- [21] Max Terrance Schilling. *Flow separation in a rocket nozzle*. PhD thesis, State University of New York at Buffalo, 1962.
- [22] R Schmucker. Strömungsvorgänge beim betrieb überexpandierter düsen chemischer raketentriebwerke (flow processes in overexpanded nozzles of chemical rocket engines). *Technical Univ. of Munich, Rept. TB-7,-10,-14, Munich*, 1973.
- [23] Philippe Spalart and Steven Allmaras. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. In *30th aerospace sciences meeting and exhibit*, page 439, 1992.
- [24] Ralf Stark and Gerald Hagemann. Current status of numerical flow prediction for separated nozzle flows. 2007.
- [25] Martin Summerfield, Chalres R Foster, and Walter C Swan. Flow separation in overexpanded supersonic exhaust nozzles, 1954.
- [26] HLG Sunley and VN Ferriman. Jet separation in conical nozzles. *The Aeronautical Journal*, 68(648):808–817, 1964.
- [27] Edward E Zukoski. Turbulent boundary-layer separation in front of a forward-facing step. *AIAA journal*, 5(10):1746–1753, 1967.